Univerza v Ljubljani - Fakulteta za matematiko in fiziko

Zvezde, osončja in njihovo opazovanje

Tomaž Zwitter

Copyright ©All rights reserved - vse pravice pridržane.
Akademsko leto 2023-2024 — verzija 23. junij 2024.

Kazalo

Uvodne misli **9**

1 Zgodovinski začetki **11**
1.1 Oblika in velikost Zemlje, Lune in Sonca . . . 14
1.2 Beleženje mrkov v preteklosti in vrtenje Zemlje . . . 18
1.3 Galilejski pogled na svet . . . 19

2 Astronomski instrumenti **23**
2.1 Odboj svetlobe na zrcalu . . . 23
2.2 Reflektorji in refraktorji . . . 25
2.3 Astronomski teleskop . . . 27
2.4 Cassegrainov teleskop . . . 28
2.5 Zbiralna moč, velikost in svetlost slike, globinska ostrina . . . 32
2.6 Kotna ločljivost teleskopa . . . 34
2.6.1 Napake geometrijske optike . . . 36
Sferna aberacija . . . 38
Koma . . . 38
Astigmatizem . . . 39
Ukrivljenost polja . . . 40
2.6.2 Optimizacija optičnega sistema . . . 40
2.6.3 Uklonska ločljivost . . . 41
2.6.4 Astronomska interferometrija . . . 44
2.6.5 Omejitve Zemljine atmosfere . . . 47
2.6.6 Interferometrija peg . . . 48
2.6.7 Adaptivna optika . . . 49
2.7 Astronomske magnitude . . . 50
2.8 Merske napake . . . 52
2.8.1 Poissonova porazdelitev . . . 52
Binomska porazdelitev . . . 52
Poissonska porazdelitev kot limita binomske . . . 53
Povprečni izmerek poissonske porazdelitve . . . 54
2.8.2 Standardno odstopanje poissonske porazdelitve . . . 54
2.8.3 Zveza med signalom in šumom meritve . . . 55
2.8.4 Svetlobno onesnaževanje . . . 57
2.9 Vizualno opazovanje skozi daljnogled . . . 59
2.10 Detektorji svetlobe . . . 61
2.10.1 Detektorji CCD . . . 64
Od spredaj osvetljeni oziroma debeli . . . 64
Od zadaj osvetljeni oziroma stanjšani . . . 65
Rdeče občutljivi . . . 66
Modro občutljivi . . . 66
Števci posameznih fotonov . . . 66
2.10.2 Detektorji CMOS . . . 67
2.10.3 Kozmetika . . . 68
2.11 Astronomska fotometrija . . . 68

2.11.1 Aperturna fotometrija . . . 69
2.11.2 Profilna fotometrija . . . 71
2.11.3 Od instrumentalne do navidezne magnitude . . . 72
2.12 Astronomska spektroskopija . . . 73
2.12.1 Spektrograf tipa Boller in Chivens . . . 74
2.12.2 Stopničasti spektrograf . . . 78
2.12.3 Obdelava spektroskopskih opazovanj . . . 79
2.12.4 Opis spektralnih črt . . . 81
2.12.5 Točnost parametrov opisa spektralnih črt . . . 83

3 Orientacija po nebu **87**
3.1 Krogelni trikotnik . . . 87
3.2 Nebesni krogelni trikotnik . . . 90
3.3 Največja višina nad obzorjem . . . 93
3.4 Čas nad obzorjem . . . 94
3.5 Rektascenzija in določanje časovnega kota . . . 95
3.6 Zvezdni čas . . . 97
3.7 Položaj Sonca na nebu . . . 102
3.8 Obsevanost . . . 103
3.9 Alternative ekvatorialnih koordinat . . . 108
3.9.1 Ekliptične koordinate . . . 108
3.9.2 Galaktične koordinate . . . 109
3.9.3 Supergalaktične koordinate . . . 109
3.10 Popravki k orientaciji po nebu . . . 110
3.10.1 Lom svetlobe . . . 110
3.10.2 Aberacija svetlobe . . . 111
3.10.3 Precesija Zemljine osi . . . 112
3.10.4 Trigonometrična paralaksa . . . 114
3.10.5 Lastno gibanje . . . 115
3.11 Opis položaja in časa opazovanja . . . 115

4 Osnovne lastnosti Sonca **119**
4.1 Velikost in masa Zemlje . . . 119
4.2 Masa Sonca . . . 120
4.3 Velikost Sonca in njegova povprečna gostota . . . 122
4.4 Sončev izsev . . . 123
4.5 Dinamični čas . . . 128
4.6 Enačba hidrostatičnega ravnovesja . . . 129
4.7 Gostota, tlak, temperatura in izsev v notranjosti Sonca . . . 130
4.8 Prozornost snovi v Soncu . . . 132
4.9 Starost Zemlje in Sonca . . . 135
4.10 Termični čas . . . 138
4.11 Nuklearni čas . . . 139
4.12 Jedrsko zlivanje v sredicah zvezd . . . 141
4.13 Kemična sestava Sonca . . . 144
4.14 Prenos energije v Soncu . . . 145
4.14.1 Prenos energije s konvekcijo . . . 145
4.14.2 Prenos energije s sevanjem . . . 147
4.15 Opazovanje notranjosti Sonca . . . 151
4.15.1 Opazovanje nevtrinov . . . 151
4.15.2 Helioseizmologija in asteroseizmologija . . . 153
4.16 Aktivno Sonce . . . 160

5 Potovanje po Osončju **165**
5.1 Gibanje dveh teles . . . 165
5.1.1 Oblika tira . . . 166
5.1.2 Položaj na elipsi v odvisnosti od časa . . . 172
5.1.3 Položaj tira v prostoru . . . 174
5.1.4 Elementi tira . . . 175
5.1.5 Položaj telesa opazovan z Zemlje . . . 177
5.2 Tiri umetnih satelitov okoli Zemlje . . . 178
5.3 Spreminjanje tira . . . 179
5.3.1 Spreminjanje velikosti in oblike tira . . . 179
5.3.2 Sukanje tira . . . 183
5.4 Sateliti Starlink . . . 184
5.4.1 Namen družine satelitov Starlink . . . 184
5.4.2 Težave s sateliti Starlink . . . 185
5.4.3 Možne rešitve . . . 186
5.5 Raketni pogon . . . 186
5.5.1 Klasični raketni motor . . . 186
5.5.2 Ionski motor . . . 187
5.5.3 Sončno jadro . . . 187
5.5.4 Izstrelitev z Zemlje . . . 188
5.6 Tirnice astronomskih satelitov . . . 191
5.7 Vesoljska potovanja od Apolla do danes . . . 193
5.8 Kolonizacija vesolja . . . 195

6 Naše Osončje **199**
6.1 Tirnice, mase in velikosti . . . 199
6.1.1 Planeti . . . 202
6.1.2 Pritlikavi planeti . . . 205
6.1.3 Lune . . . 205
Obroči in orbitalne resonance . . . 206
6.1.4 Mala telesa Osončja . . . 208
Asteroidi . . . 208
Trojanci . . . 212
Telesa Kuiperjevega pasu . . . 213
Kometi . . . 214
Medzvezdni obiskovalci . . . 219
Meteoroidi . . . 221
Meteorski roji . . . 221
Prah v ravnini ekliptike . . . 222
Meteoriti . . . 223
Padec majhnega asteroida nad Rusijo . . . 224
Padec v okolico Novega mesta . . . 226
Odkrivanje malih teles Osončja . . . 227
Zmanjševanje nevarnosti padcev na Zemljo . . . 228
6.2 Površje in notranja struktura . . . 230
6.2.1 Plinasti planeti . . . 231
6.2.2 Kamniti planeti . . . 233
6.2.3 Lune . . . 237
6.3 Atmosfere . . . 239
6.3.1 Zemlja, Venera, Mars in Titan . . . 239
6.3.2 Nastanek in razvoj atmosfer . . . 240
6.3.3 Sončev veter . . . 241
6.3.4 Zemljino magnetno polje in polarni sij . . . 242
6.3.5 Obstojnost atmosfere . . . 244
6.4 Nastanek . . . 246
6.4.1 Prvih 800 milijonov let . . . 246
Nastanek Lune . . . 246

6.4.2 Kaotičnost planetnih tirnic 248

7 Lastnosti zvezd **249**
7.1 Barvno-magnitudni diagram 249
7.2 Spektroskopsko določanje temperature 252
7.3 Hertzsprung-Russellov diagram 257
7.4 Kielski diagram 257
7.5 Kemična sestava zvezdne atmosfere 260
7.6 Masa in starost zvezd 262
7.7 Pulzirajoče zvezde 264

8 Razvoj zvezd **267**
8.1 Nastanek zvezd 267
8.2 Zvezde glavne veje 271
8.3 Orjakinje 274
8.4 Bele pritlikavke in supernove tipa I 279
8.5 Nevtronske zvezde, črne luknje in supernove tipa II 283

9 Dvojne zvezde **289**
9.1 Načini opazovanja ločenih dvojnic 292
9.1.1 Pari s skupnim lastnim gibanjem 292
9.1.2 Razločene astrometrične dvojnice 293
9.1.3 Dvojnice z nihajočo potjo fotocentra 294
9.1.4 Astrometrične dvojnice s črno luknjo 294
9.1.5 Spektroskopske dvojnice z dvojnimi črtami 296
9.1.6 Spektroskopske dvojnice z enojnimi črtami 297
9.1.7 Prekrivalne dvojnice 298
9.1.8 Dvojnice s pulzirajočimi zvezdami 301
9.1.9 Nerazločene fotometrične dvojnice 302
9.1.10 Združevanje načinov opazovanja 303
9.1.11 Pogostost dvojnih zvezd 303
9.2 Tesne dvojnice 304
9.2.1 Rochev oval 304
9.2.2 Razvoj tesne dvojnice 306
9.2.3 Polločeni sistemi 307
Kataklizmične spremenljivke 308
Simbiotične zvezde 312
Rentgenske dvojnice z majhno maso 313
Rentgenske dvojnice z veliko maso in mikrokvazarji 313
Pari kompaktnih objektov in kilonove 315
Algoli 318
9.2.4 Kontaktni sistemi 319
9.3 Večkratne zvezde 320
9.4 Nastanek dvojnih zvezd 320

10 Opazovanje razvoja zvezd **323**
10.1 Zvezdne kopice 323
10.1.1 Starost zvedne kopice 325
10.1.2 Oddaljenost zvezdne kopice 327
10.1.3 Modre obotavljivke 327
10.2 Zvezde v nastajanju 328
10.2.1 Mladi zvezdni objekti 328
10.2.2 Mlade zvezdne kopice 329
10.2.3 Meglice okoli mladih zvezd 330
Območja ioniziranega vodika 331
10.3 Zvezde na koncu razvojne poti 331
10.3.1 Planetarne meglice 331
10.3.2 Eksplozije supernov 336

Spektri supernov . . . 336
Maksimum sija . . . 338
Supernova SN 1987A . . . 339
Svetlobni odmevi supernove SN 1987A . . . 340
Nadsvetlobno gibanje . . . 343
Odkritja supernov nekdaj in danes . . . 344
10.3.3 Bele pritlikavke . . . 345
10.3.4 Nevtronske zvezde in pulzarji . . . 347
10.3.5 Črne luknje . . . 352
Gravitacijsko (mikro)lečenje . . . 353
Opazovana gostota kompaktnih objektov . . . 357
10.3.6 Ostanki supernov . . . 358

11 Medzvezdni prostor **361**
11.1 Medzvezdne emisijske meglice . . . 362
11.1.1 Nevtralni vodik . . . 362
11.1.2 Molekule . . . 364
11.1.3 Ionizirani vodik . . . 365
11.1.4 Porazdelitev v prostoru in slika gibanja . . . 366
11.2 Medzvezdna absorpcija . . . 368
11.2.1 Absorpcija v plinu . . . 368
11.2.2 Ekstinkcija svetlobe v prahu . . . 370
11.2.3 Temne meglice . . . 373
11.2.4 Refleksijske meglice . . . 373
11.2.5 Medzvezdni absorpcijski pasovi . . . 375
11.2.6 Porazdelitev v prostoru in slika gibanja . . . 376
11.3 Lokalni medzvezdni prostor . . . 376
11.3.1 Naš mehurček . . . 377
11.3.2 Rezultati sond Stardust in Cassini . . . 378
11.3.3 Medzvezdna snov na Zemlji . . . 379

12 Planeti drugih sonc **383**
12.1 Načini odkrivanja . . . 384
12.1.1 Spremenljivost radialne hitrosti . . . 385
51 Pegaza: odkritje prvega planeta okoli Soncu podobne zvezde . . . 387
12.1.2 Spremenljivost položaja zvezde na nebu . . . 388
12.1.3 Prehod planeta preko ploskvice zvezde . . . 388
12.1.4 Spremenljivost oddaljenosti zvezde . . . 391
12.1.5 Spremenljivost časa prehoda . . . 392
Osončje Trappist-1: Sneguljčica in sedem palčkov . . . 392
12.1.6 Svetloba s planeta ob zvezdi . . . 395
SDSS J122859.93+104032.9: preostanek planeta okoli bele pritlikavke . . . 395
12.1.7 Blodeči planeti . . . 396
12.1.8 Gravitacijsko mikrolečenje zvezde v ozadju . . . 397
12.2 Lastnosti drugih osončij . . . 398
12.2.1 Mase in polmeri poznanih planetov . . . 400
12.2.2 Mase in temperature zvezd s poznanimi planeti . . . 400
12.2.3 Ravnovesne temperature poznanih planetov . . . 402
12.2.4 Velikosti in sploščenosti tirov poznanih planetov . . . 402
12.2.5 Oddaljenosti poznanih planetov . . . 404
12.3 Pogostost planetov drugih sonc . . . 404
12.3.1 Opazovanja spremenljive radialne hitrosti . . . 405
12.3.2 Opazovanja prehodov preko ploskvice in njihove spremenljivosti . . . 406
12.3.3 Pogostost osončij z več planeti . . . 407

13 Astrobiologija **409**
13.1 Kaj je življenje? . . . 409
13.1.1 Definicija življenja . . . 409
13.1.2 Definicija življenja za astrobiološko rabo . . . 410
13.2 Osnovne lastnosti življenja na Zemlji . . . 410
13.2.1 Pomembni kemični elementi v živih bitjih na Zemlji . . . 410
13.2.2 Voda in njene lastnosti . . . 411
13.2.3 Ogljik kot osnovni element bioloških molekul . . . 412
13.2.4 Kemične vezi v biologiji . . . 412
13.2.5 Tokovi energije in entropije v živih bitjih . . . 412
13.2.6 Pomen celice . . . 413
13.3 Pogoji za življenje . . . 413
13.3.1 Viri energije, sevalne poškodbe in ekstremofili . . . 413
13.3.2 Potrebne vrednosti tlaka in temperature . . . 414
13.3.3 Stabilnost klime . . . 415
13.4 Iskanje življenja . . . 416
13.4.1 In situ . . . 416
Mars . . . 416
Saturnova luna Titan . . . 417
Ledene lune: Enkelad, Evropa, Ganimed in Kalisto . . . 417
13.4.2 Zaznavanje prisotnosti atmosfere . . . 418
13.4.3 Podpisi življenja . . . 419
13.4.4 Iskanje tehnološko razvitega življenja . . . 420
Drakova enačba . . . 421
Dysonova krogla . . . 421
13.4.5 Pogostost življenja v vesolju . . . 422

14 Zvezde in osončja v oddaljenem vesolju **425**
14.1 Naša Galaksija . . . 425
14.2 Galaksije . . . 427
14.3 Črne luknje v aktivnih jedrih galaksij . . . 427
14.4 Jate galaksij . . . 428
14.5 Odkritje temne snovi . . . 428
14.6 Vesolje kot celota . . . 428
14.6.1 Širjenje vesolja . . . 428
14.6.2 Razvoj vesolja . . . 428
14.6.3 Prve zvezde in galaksije v mladem vesolju . . . 428
14.6.4 Sestava vesolja . . . 428
14.7 Epilog . . . 429

Seznam uporabljenih simbolov **431**

Stvarno kazalo **432**

Kazalo imen vesoljskih objektov **436**

Imensko kazalo **438**

Slovenski strokovni izrazi **440**

Angleški strokovni izrazi **444**

Seznam literature **448**

Uvodne misli

Vesolje je nedvomno veliko, zato ni čudno, da tam naletimo na marsikaj, kar močno presega našo domišljijo. Pojave sprva slabo ali pa jih sploh ne razumemo. Torej naša poimenovanja pogosto odslikujejo začetno preprosto morfološko oznako, ki ne ustreza vsebini: planetarne meglice nimajo zveze s planeti, rjave pritlikavke niso rjave, temna snov pa ni temne barve, ampak je nevidna. Pojavov je veliko in so raznoliki, torej potrebujemo veliko imen. Merske količine so pogosto zelo velike ali zelo majhne, zato zanje uporabljamo logaritmične, zgodovinsko pogojene enote. Prvi namen tega besedila je slalom skozi gozd poimenovanj in astronomskega žargona. V astronomski skupini si prizadevamo[1], da bi vse lahko poimenovali tudi v slovenščini. Seveda poleg angleščine, ki je *lingua franca* astronomske znanstvene literature[2] in ki vam, pogosto kar v okviru angleške wikipedije[3], najhitreje razloži, kar vas zanima.

Drugi namen teksta je s slikami, grafi, pogosto pa tudi z izpeljavami enačb in predvsem z besednimi utemeljitvami pojasniti osnove, ki so del uvodnih astronomskih predmetov na bolonjskem študiju fizike. Bolj zapletena poglavja, ki pridejo na vrsto v višjih letnikih, na magistrskem ali doktorskem študiju, tu puščamo ob strani, čeprav nas včasih zanese tudi v to smer, kar utegne biti koristno za zahtevnejšega bralca. Seveda se postavlja vprašanje, ali ne bi bilo bolje brati katere od tujih knjig, ki so boljše in bolj preverjene. Nedvomno da in to tudi zelo priporočam. Kljub vsemu sta me dve okoliščini motivirali za tole pisanje. Na eni strani ste študenti na naši fakulteti res odlični. Pozna se, da vam srednja šola pogosto da odlično osnovo, tisti manj srečni pa imate ves prvi letnik čas, da se ujamete in vas s sabo potegne tok dela in zvedavosti, ki odmeva po fakultetnih hodnikih. Zato ste preprosto boljši in je vaš nivo višji od primerljivih uvodnih letnikov študija v anglosaksonskem svetu. Na drugi strani pa se ne morete takoj lotiti besedil namenjenih doktorskemu študiju. Izkaže se, da je učbenikov, ki so po nivoju med *kolidžem* in doktorskim študijem, po svetu bolj malo, vi pa potrebujete ravno nekaj takega. Pomembna okoliščina je tudi razdrobljenost literature: v vsaki knjigi se najde kaj dobrega, drugo pa je po mojem okusu bodisi preveč poenostavljeno ali pa preveč formalistično. Torej bom, seveda le po osebnem občutku, skušal krmariti med tema dvema čerema[4]. Ob pisanju se ne izogibam navajanja originalne literature, njen seznam na koncu je primerno obsežen. Ob tem mi je všeč, da je veliko citiranih rezultatov starih le nekaj let. Tudi uvodni astronomski predmeti so torej močno povezani s sodobnim raziskovanjem, to pa tekstu daje pridih sodobnosti, ki ga starejše knjige nimajo.

Je ta tekst uporaben tudi, če ne študirate fizike? Trdno upam, da je odgovor pritrdilen. Kot rečeno, marsikaj skušamo pojasniti z vsem razumljivimi besedami. Branje grafov spada v področje funkcionalne pismenosti in torej k splošni izobrazbi, zato se le izmojstrite, če vam to dela težave. Matematika[5] utegne biti težja. Če verjamete napisanemu, marsikdaj lahko račun tudi preskočite. Seveda pa so ravno račun in konkretni številski rezultati tisto, kar zapisanemu daje kredibilnost. Kako torej naprej, če se pri sledenju zatika? Kot prvo boste potrebovali srednješolsko matematiko in fiziko - če ste ju pozabili, je čas za obnovitev. Potrebovali pa boste tudi malo več, zlasti matematike. Nekako tisto, kar se študenti fizike naučijo v prvih mesecih univerzitetnega

[1] Tudi z dnevnim prevajanjem astronomske slike dneva, https://apod.fmf.uni-lj.si.

[2] Vsi znanstveni članki s področja astronomije in sorodnih ved so (največkrat prosto dostopno) dosegljivi na https://ui.adsabs.harvard.edu. Želim prijetno brskanje! Tudi po tem, kaj delajo vaši profesorji in asistenti.

[3] Najhitreje angleškemu vprašanju v Google dodate *wiki* in že ste tam.

[4] Kot vedno so zelo pomembne povratne informacije: kaj manjka, kaj je odveč, kaj ni razumljivo, kje so napake. Se toplo priporočam za komentarje na *tomaz.zwitter@fmf.uni-lj.si*. Tudi sam sem kot študent popravljal učbenike svojim profesorjem, torej prosim sledite tej tradiciji neformalne komunikacije na naši fakulteti.

[5] Če želimo naravo razumeti in jo občudovati, je treba razumeti njen jezik. O sebi govori le na en način. Nismo tako prevzetni, da bi pričakovali, da se bo spremenila, preden se ji bomo posvetili. (Feynman, 1965)

študija. Za lažji začetek kolega Simon Čopar organizira kratek uvodni kurz, ki smo ga poimenovali Mafija 0. Zelo priporočam zapiske na spletu[6], v zadnjem tednu meseca septembra pa lahko vsako leto dogajanju sledite tudi v živo.

Seveda pa je glavna nit pripovedi. Ta nit se spreminja: astronomija ni več vestno opazovanje nekega posebej zanimivega objekta. Praviloma opazujemo veliko objektov hkrati. Njihovo število se od stotin premika proti milijonom in včasih milijardam. Torej je astronomija postala veda podatkovnih baz, statističnih vrednotenj podatkov, klasifikacije in včasih tudi fizikalne interpretacije, ki se naslanja na tehnike umetne inteligence. Če se potrudite, zna biti podatkov veliko. Seveda še vedno mnogo manj kot recimo v fiziki osnovnih delcev, vendar so ti podatki drugačni. Osnovni delec se da popolno opisati z le nekaj količinami. Ko so te znane, rezultat določene meritve ni več raziskovalno zanimiv in na take dogodke lahko pozabite. V astronomiji pa pogosto pravim, da ima vsaka zvezda svoj značaj: pripišemo ji lahko maso, velikost, obliko, starost, kemično sestavo, ki se spreminja z globino, vrtenje, govorimo o pulziranju in konvektivnih gibanjih, izbruhih in vetrovih, o gibanju skozi prostor, o njenem družabnem življenju (vključno s pretakanjem snovi) v parih, trojicah ali večjih komunah, o lastnostih okolice, v kateri se je rodila, o lastnostih njenega morebitnega osončja, kaj bo z njo v prihodnje in kakšne nove zvezde bodo nastale iz dela njenih preostankov. Torej marsikaj, ob tem pa smo ljudje bitja s skromno domišljijo. Zato nam namesto teoretičnih razglabljanj pomagajo predvsem odlične meritve oziroma opazovalne tehnike, ki so v času moje kariere neverjetno napredovale. Tudi v Ljubljani skušamo slediti trendom in tako pogosto uporabljam trik, s katerim se lahko izognem zbiranju sicer obveznih treh ponudb pri javnih naročilih: zapišem, da gre za edinega proizvajalca določene merilne opreme na svetu in zato drugih ponudb ni mogoče dobiti. In to je tudi res. Seveda napredek ni le pri opazovalni opremi. Računalniške gruče na fakulteti so mnogo hitrejše od najhitrejšega računalnika na svetu ob začetku moje kariere. Posledično pridno delajo, se grejejo, so razlog za visoke račune za elektriko, seveda pa predvsem tudi za raziskovalne pristope paralelizacije in umetne inteligence, ki pred nekaj leti niso bili možni.

Kot ste opazili, govorim o astronomiji. Mnogim bi lepše, ali vsaj bolj učeno zvenela beseda astrofizika. Sam besedi uporabljam izmenjaje, saj je naš namen vesolje razumeti, torej seveda potrebujemo fiziko. Pri tem pa nam ni nič nerodno, da uporabljamo izraz *-nomija*, ki poudarja poimenovanje, beleženje stvari. Bolj napredni izraz *-logija*, ki ga za poimenovanje svoje stroke uporabljajo denimo biologi, za raziskovanje vesolja ni primeren, saj je že oddan za dejavnost, ki obvlada le besedičenje, brez vsebine.

Na koncu še o obsegu zapisanega. Še kar nekaj časa bo ta tekst *v delu*, torej ga bom sproti dopolnjeval. Namen je govoriti o osnovni fiziki zvezd in planetov, tudi okrog drugih zvezd, pred temi temami pa dodati še kratek pregled zgodovine, opazovalnih tehnik in obdelav podatkov. Vrstni red pisanja ne bo tak, ampak bo sledil predmetom, na katere se tak plan navezuje. To so predmeti astronomska opazovanja, astronomija 1 ter naše in druga osončja. Zapisano ponekod presega obseg predavanj pri teh predmetih, tako je tekst tudi uvod opazovalno astrofiziko in teoretično astrofiziko iz višjih letnikov. Deli poglavij o zgodovinskih začetkih, teleskopih in orientaciji po nebu so posodobljena verzija skript, ki so študentom astronomskih opazovanj na voljo že kako desetletje.

Če ali dokler me ne zgrabi kak založnik, bo trenutna verzija teksta dostopna, vendar izključno za potrebe lastnega študija, pri čemer eksplicitno in v celoti ohranjam moralne in materialne avtorske pravice in prepovedujem kopiranje ali objavljanje tega dela v celoti ali po delih, kakor tudi njegovo uporabo za učenje ali testiranje jezikovnih modelov umetne inteligence.

[6] https://predmeti.fmf.uni-lj.si/mafija0

1 Zgodovinski začetki

Večina starih ljudstev[7] je pojavom na nebu posvečala posebno pozornost. Podnevi so se zavedali naše odvisnosti od Sončeve svetlobe in toplote, nočno nebo pa jim je s svojimi številnimi cikli predstavljalo znak duhovnosti, lepote, višjih sil in seveda vodilo za orientacijo v prostoru. Sposobnost realističnega likovnega upodabljanja imamo ljudje razvito že zelo dolgo, o tem pričajo 45.500 let stare slike divjih prašičev v jami v Sulawesiju v Indoneziji (Brumm et al., 2021). Do starih ljudstev se moramo obnašati spoštljivo. Podcenjujoče in nesprejemljive so trditve, da neki vzorec predstavlja znano ozvezdje ali da neka poravnava zidu kaže v določeno astronomsko značilno smer, da pa pač včasih niso imeli sposobnosti in so zato zgrešili v postavitvi točk ali v poravnavi smeri. Če so hoteli, so se ljudje od nekdaj potrudili in uspeli. Slike živali v jamah v Indoneziji, v Franciji, Španiji (Valladas et al., 2001) in gotovo še marsikje odslikujejo popolnost, tudi stranice piramid v Gizi so poravnane s smerjo sever jug z napako le 3 ločnih minut, kar ustreza napaki manjši od 1 centimetra na razdalji 10 metrov. Pri tem je zanimivo, da prazgodovina skoraj ne pozna upodobitev vzorcev na nebu, čeprav je očitno mnogo lažje narisati nekaj točk zvezd v pravilnih medsebojnih položajih kot pa žival v gibanju. Za najstarejši predmet z upodobitvijo nebesnih teles danes velja disk iz Nebre v današnji Nemčiji, ki ga datirajo v bronasto dobo, približno 1600 let pred našim štetjem (slika 1.1). Predstavlja Sonce ali polno Luno, Lunin srp in zvezdno kopico Gostosevci. V literaturi se pojavlja tudi trditev, da je disk mlajši in izvira iz železne dobe (Gebhard & Krause, 2020), za katero pa se zdi, da je bila uspešno zavrnjena (Pernicka et al., 2020).

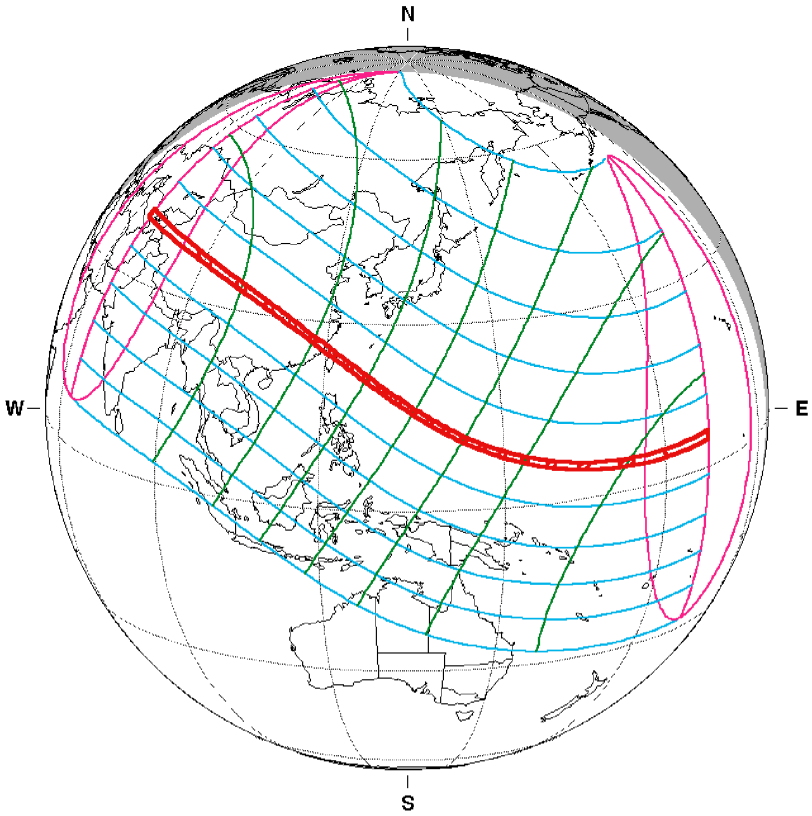
Slika 1.1: Disk iz Nebre, današnjega kraja v pokrajini Saška v Nemčiji, ima premer približno 30 cm, narejen je iz brona z zlatimi vstavki. Datirajo ga v bronasto dobo, v obdobje 1600 pr.n.št. in je tako nastarejša znana upodobitev nebesnih teles. Predstavlja Sonce ali Luno, Lunin srp in zvezdno kopico Gostosevci. Fotografija Dbachmann, posneto decembra 2006, ko je bil disk na ogled v Baslu, Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported license.

Ciklus dneva in noči določa osnovni človekov življenjski ritem, čeprav izkušnje jamarjev, ki pod zemljo preživijo po več dni skupaj, kažejo, da je fiziološko gledano ta naravni ritem pri človeku počasnejši (Aschoff, 1965). Izmenjavo dneva in noči seveda uravnava vidnost Sonca zaradi vrtenja Zemlje okoli svoje osi, pri daljših časovnih intervalih pa so se ljudje oprli na Luno in njene mene.

[7] Arheologija si v zadnjem času poleg preučevanja materialnih ostankov pomaga tudi z genetskimi informacijami, ki so razkrile izjemno zgodovino človeških preseljevanj, stikov in katastrof, ki segajo od klimatskih sprememb do vulkanskih izbruhov in epidemij bolezni. Za poljuden pregled zadnjih spoznanj toplo priporočam tudi v slovenščino prevedeno knjigo Potovanje naših genov (Krause & Trappe, 2023).

Celotni krog štirih Luninih men traja približno mesec dni. Pri daljših časovnih intervalih je v zmernih geografskih širinah pomembno izmenjavanje letnih časov, bližje ekvatorju pa ponavljanje deževnih in sušnih obdobij. Tako so stara ljudstva dolžino leta uravnala po ponavljanju podobnega vremena. Z dobrim koledarjem so lahko načrtovali sezonsko delo na polju, lov, itd. Že v starem Babilonu so vedeli, da leto ni enako celemu številu dni, ampak je treba vsaka štiri leta dodati prestopni dan.

Na dan natančen koledar je bil zlasti pomemben za pravočasno slavljenje verskih praznikov. Za civilizacijo Majev v predkolumbovski Srednji Ameriki vemo, da so šteli datume drugače kot mi. Namesto našega meseca in številke dneva, so imeli 20 imen dni in 13 številk dni, kar da 260 različnih datumov v majevskem kratkem štetju. Zanimivo raziskovalno vprašanje je, kdaj se je tak majevski koledar uveljavil. Iz zgodnjega majevskega obdobja med 1100 in 750 pr. n. št. nimamo pisnih virov, odkrili pa smo večje število ostankov kamnitih stavb in stavbnih kompleksov. Prof. dr. Ivan Šprajc, ki vodi Inštitut za antropološke in prostorske študije pri ZRC SAZU, je nedavno pokazal (Šprajc et al., 2023), da o koledarju v tem zgodnjem obdobju lahko sklepamo po usmeritvah stavb. Nenavadno veliko jih je namreč poravnanih v smer, v kateri Sonce vzide 11. februarja in 29. oktobra, to sta datuma, ki sta 260 dni narazen. Naslednja pogosta poravnava je smer vzhoda Sonca 17. oktobra in 24. februarja, to sta dneva, ki sta 130 dni ali pol kratkega štetja narazen. Tako nam usmeritve stavb tudi brez pisnih virov kažejo, da so Maji svoj 260-dnevni koledar uporabljali že nekaj stoletij prej, kot smo mislili doslej.



Slika 1.2: Zgodovinski mrk 22. oktobra 2137 pr. n. št. med 1:44 in 5:08 po greenwiškem času. To je bil obročasti mrk, rdeče je označena pot, kjer je bila Luna v celoti pred Soncem. Pot seka tudi Kitajsko. Sonce ni bilo popolnoma zakrito, ampak je temno ploskvico Lune obkrožal svetel obroč Sončeve fotosfere. Modre črte povezujejo kraje, kjer je bilo pokritega do 80%, 60%, ..., 0% Sončevega premera. Zelene črte v polurnih razmakih povezujejo kraje, ki so takrat dosegli največje zakritje. Vir: https://eclipse.gsfc.nasa.gov/SEhistory/SEplot/SE-2136Oct22A.pdf. ©NASA.

Znanje o astronomskih pojavih je bolje kot z ustnim izročilom beležiti v zapisih. Pisni viri v obliki kronik beležijo običajne in tudi bolj redke astronomske dogodke. Omembe slednjih nam danes omogočajo natančno datacijo teh starih kronik. Še zlasti pomembne so navedbe o redkih pojavih, kot so Sončevi mrki, ki jih zato ni težko identificirati. Najstarejše kronike so nam zapustili Kitajci. V Analih Luja, ki jih pripisujejo Konfuciju, so opisana opazovanja 34 Sončevih mrkov med leti 722 in 481 pr. n. št. Od tega jih je 32 kronološko identificiranih. Tako so Sončevi mrki dragoceno pomagalo pri natančni dataciji in omogočajo absolutno časovno umestitev kronik starih ljudstev.

Najstarejši zapis o opazovanju Sončevega mrka najdemo v kitajskem besedilu Šu čing. To je bil mrk 22. oktobra 2137 pr. n. št., torej 1400 let pred drugimi opazovanji. V zvezi s tem mrkom je znana zgodba o dvornih astronomih Hiju in Hoju, ki sta se prepuščala pijači in nista skrbela za

koledar, kar je bila njuna dolžnost. Tako so se pomešali letni časi, in ko sta ob Sončevem mrku pozabila še z bobni odganjati zle duhove, ju je to stalo glavo. Kitajci so tesno povezovali dogodke na Zemlji in na nebu, in če je šlo kaj narobe, so za to krivili vladarja. Razumljiv je zato takratni vladarjev ukaz o opazovanju Sončevih mrkov: če mrk nastopi prezgodaj, je treba astronome pobiti, če prepozno, ravno tako. Ni znano, da bi pozneje še kak astronom doživel usodo Hija in Hoja, pa tudi vladarji pred ljudstvom dandanes ne prevzemajo več take odgovornosti.

Abriß der Sonnen.

Darbey zur Information die abgetheilten Buchſtaben geſetzt/ wo/ vnd an welchem Orth/ eines vnd anders/ nach der folgenden Beſchreibung geſehen worden.

Abſchnitt der Sonnen/ in dem Form deß Monds.

Auffgang der Sonnen.

Nidergang der Sonnen.

A. C. D. E. F. B.

Als wir den 28. Januarij diſes lauffenden 1664. Jahrs/ zu Morgends vngefehr vmb halb acht Vhr/ von dem obern Dorff bey Ober-Laybach/ etwas wenigs hinauß kommen/ vnnd gegen der Herrſchafft Lachitſchfort gehen wolten/ begegnete vns/ ein/ dem Anſehen nach ehrlicher Burgersmann/ in einem grauw Tuchenen Kleyd angethan/ vnd redete vns an/ mit diſen formal Worten: Seher/ Seher meine Patres, wie

Slika 1.3: O delnem Sončevem mrku 28. januarja 1664, ki so ga opazovali pri Vrhniki, so poročali v tiskanih letakih, zametkih današnjih časopisov. Povzeto po Sončni mrk 1664, faksimilirana izdaja, Cankarjeva založba 1966, spremna beseda Branko Reisp.

Naslednji pomemben mejnik so Babilonci. Dogodke na nebu so povezovali s tistimi na Zemlji. Bogove so enačili s telesi Osončja. Zato je razumljivo, da so bili takratni astronomi pravzaprav astrologi. Za napovedovanje dogodkov na Zemlji so natančno opazovali nebo in to zapisovali na glinaste tablice. Ko so pozneje primerjali svoje tekoče zapise s starejšimi, so se iz astrologov spreminjali v astronome. Astronomija kot znanost ima zato korenine v Babilonu.

Babilonci so zapisali vse Sončeve mrke po letu 747 pr. n. št. Natančno so poznali dolžino leta ter časa, ki ga Luna potrebuje za en obhod okoli Zemlje. Končno so odkrili tudi periodo Sarosa, ki je odločilna za napovedovanje Sončevih mrkov. Medsebojni položaji Zemlje, Lune in Sonca se ponovijo po 6585,32 dneh, to je po 18 letih, 10 dneh in 8 urah. Torej bo vsakemu mrku čez 18 let sledil naslednji. Za Sončevim mrkom 11. avgusta 1999, ki je bil dobro viden tudi iz Slovenije, je naslednji mrk iste Sarosove družine tako nastopil 21. avgusta 2017. Žal dolžina Sarosa ni enaka celemu številu dni. Osem dodatnih ur pomeni, da ga nismo videli iz Evrope, ampak iz Združenih držav Amerike. Za ponovitev mrka na skoraj istem kraju na Zemlji je treba počakati tri Sarosove periode. Za mrkom leta 1999 bo naslednji mrk iste Sarosove družine v naši bližini, to je v severni Afriki, viden čez 54 let in en mesec, to je 12. septembra 2053.

Znanje Babiloncev so pozneje prevzeli Grki, ti pa so ga posredovali aleksandrijski šoli in Rimljanom. Pomembno je, da Babilonci sicer niso poznali gravitacijskega zakona ali nebesne mehanike, a mrke so napovedovali empirično, z analizo kronološko natančnih zapisov preteklih pojavov. To je osnova tudi za današnjo znanstveno metodo. Najprej zgradimo grob model, ki ga sicer ne razumemo povsem, daje pa uporabne napovedi. Šele nato sledi eleganten del, ko nam ugotovljeno zakonitost uspe razložiti z uporabo osnovnih fizikalnih zakonov. V primeru mrkov je to Newtonov gravitacijski zakon.

Naslednji pomemben korak so naredili stari Grki. Razvoj geometrije jim je omogočal postaviti temelje sodobnega razumevanja Osončja. Mnogi zmotno mislijo, da smo oblike, velikosti in razdalje med telesi v Osončju spoznali šele v dobi vesoljskih poletov. Morda je res, da so šele vesoljski poleti prinesli zanimanje širokih množic za naše Osončje. Seveda ti poleti ne bi bili mogoči, če ne bi znanstveniki natančno vedeli, v kaj se spuščajo. Položaji teles našega Osončja so danes znani

na metre natančno. Osnovne meritve pa so opravili že stari Grki. In to brez vesoljskih potovanj, največkrat dobesedno z domačega dvorišča. Imeti so morali le dobre zamisli in slediti neizprosni logiki geometrijskega razmišljanja. In izvirnih idej starim ljudstvom ni manjkalo.

Ni naš namen, da bi pisali zgodovinsko kroniko razvoja razumevanja našega Osončja. Pomembno pa je nanizati logične sklepe, ki so stare Grke pripeljali do spoznanj o obliki in velikosti Zemlje, Lune in Sonca. Danes se o tem učijo otroci že v začetku osnovne šole. Pa vendar so se verjetno le redki bralci vprašali, kako bi brez dolgih potovanj ugotovil, da je Zemlja okrogla, izmerili njeno velikost ter podobno naredili še za Luno in Sonce.

1.1 Oblika in velikost Zemlje, Lune in Sonca

Da je Sonce videti kot okrogla ploščica, vemo iz vsakdanjih izkušenj. Hitro se lahko prepričamo, da je okrogla tudi Luna. Tudi ob nepolni meni je namreč mogoče videti neosvetljeni del njene ploščice. Z navadnim lovskim daljnogledom, ob čistem ozračju pa tudi s prostim očesom, opazimo bledo svetlobo, ki se odbija od Zemlje in osvetljuje tudi od Sonca neosvetljeni del Lunine ploščice (slika 1.4). Lunina površina je torej okrogla, ne glede na meno.

Slika 1.4: Zahajanje srpa Lune za Bohinjske gore 27. novembra 2022 ob 18:02:30. Poleg od Sonca osvetljenega Luninega srpa je lepo videti, da je celotna Lunina ploskvica osvetljena s svetlobo, odbito od Zemlje. Ta tako imenovana pepelnata svetloba poskrbi, da tudi ob nepolni luni lahko v krajih, odmaknjenih od umetnih luči, opazimo celotno Lunino ploskvico. Foto avtor.

Kakšna je Lunina oblika v resnici, je to okrogel ploščat krožnik ali krogla? Iz izkušenj vemo, da je polna luna, ščip, na nebu najviše opolnoči, ko smo obrnjeni proč od Sonca. Prvi krajec je dobro viden, ko sonce zahaja, zadnji pa zjutraj. Tanka srpa toneta v večerni mrak ali jutranjo zoro. Kot med Luno in Soncem je torej, gledano z Zemlje, ob isti meni vedno enak. Ob polni luni je Sonce na nasprotni strani neba kot Luna, ob krajcih oklepata smeri proti Luni in Soncu pravi kot. Mena je torej odvisna od medsebojnega položaja Lune, Sonca in Zemlje. Naredimo preprost model. V zatemnjeni sobi opazujemo belo kroglo iz stiropora in jo osvetljujemo z močno svetilko. Prepričamo se, da je krogla videti kot Luna ob različnih menah (slika 1.5). Mi smo tu zemeljski opazovalci, svetilka pa ponazarja Sonce. Tudi tu je "mena"odvisna le od medsebojnih položajev svetila (Sonca), Lune (bele krogle) in nas. Še več, zaporedje men lahko pojasnimo s kroženjem bele krogle, to je Lune, okoli nas. Luna je vedno približno enako velika. Njen premer vidimo vedno pod kotom približno pol stopinje. Torej mora biti njen tir okrog Zemlje res blizu krogu.

Kaj pa Zemlja? Dokazovati, da je okrogla, se zdi danes nepotrebno. Spomnimo se na to, da imajo na Zemlji dan različni kraji ob različnih časih. V Mongoliji vzide Sonce šest ur prej kot pri nas, v Seattlu pa imajo poldne, ko je pri nas že devet zvečer. Tudi za kraje na istem poldnevniku je višina Sonca nad obzorjem različna. Pri nas, v libijskem Tripolisu ali v Capetownu v Južni Afriki nastopi poldne tako rekoč hkrati. Vendar je pri nas opoldne Sonce nad južnim obzorjem, v Tripolisu je bliže zenitu, v Južni Afriki pa je na severni strani neba. Ta dejstva, ki so domača današnjim svetovnim popotnikom, se da razložiti s tem, da je Zemlja okrogla. Kako pa so o tem sklepali stari Grki, ki niso mogli potovati daleč prek meja svoje sredozemske države?

Da je Zemlja iz vesolja videti okrogla, so sklepali po opazovanjih Luninih mrkov (slika 1.6). Ob Luninem mrku, ki nastopi vedno ob polni luni, je Zemlja med Soncem in Luno, tako da delom Luninega površja zakrije pogled na Sonce. Rob Zemljine sence ni raven, ampak kriv, kot bi jo

Slika 1.5: Luna v aprilu 2022. Poleg zaporedja men vidimo, da je rob osvetljene ploskve kriv, saj je Luna v resnici krogla. Vidimo tudi, da ima vseskozi podobno kotno velikost in nam stalno kaže isto stran. Torej zaporedje luninih men lahko pojasnimo s kroženjem Lune okoli Zemlje, pri čemer se Luna v času enega obhoda okoli Zemlje tudi enkrat obrne okoli svoje osi. Mlaj se zgolj slučajno v aprilu ujema z začetkom meseca. Fotografije Lune: NASA GSFC Scientific Visualisation Studio.

metala krogla. In to velika krogla. Če predpostavimo, da seže Zemljina senca precej dlje od Lune, nam krivina sence, ki jo Zemlja med delnim Luninim mrkom meče na Luno, razkrije Zemljino velikost. Zemlja mora biti približno trikrat večja od Lune.

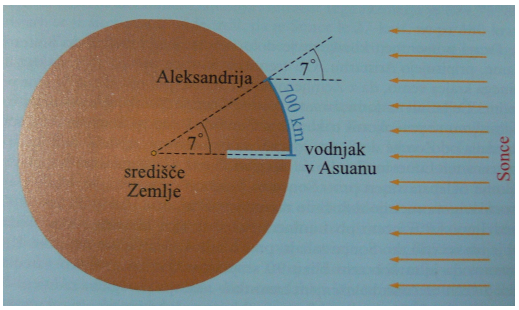
Slika 1.6: Zaporedne slike Lune med popolnim Luninim mrkom. Senca Zemlje ob vstopanju Lune v Zemljino senco je kriva in ima približno trikrat večji polmer od Lune, saj je Zemlja okrogla in precej večja od Lune. Luna tudi ob popolnem mrku ne izgine, če se žarki ob robu sence ob prehodu skozi Zemljino atmosfero lomijo in tako osvetlijo Luno z rdečo svetlobo. Pogoj za to je lepo vreme v krajih, kjer sta Luna in Sonce ob času mrka na nasprotnih točkah obzorja. Avtor: Fred Espenak, NASA.

Eratosten iz Kirene je že v 3. stoletju pred našim štetjem ugotovil Zemljino dejansko velikost (slika 1.7). Vodje trgovskih karavan, ki so potovale iz Aleksandrije ob Nilu navzgor, so povedali, da obstaja v kraju Sena (blizu današnjega Asuana) navpičen vodnjak. Ta vodnjak je nekaj posebnega, saj Sonce osvetli njegovo dno le na en dan v letu. Eratosten je sklepal, da se to zgodi ob poletnem obratu, ko je Sonce v Seni opoldne natančno v zenitu. V Aleksandriji, kjer je živel Eratosten, Sonce ni nikoli v zenitu. Celo ob poletnem obratu je vedno vsaj sedem stopinj od smeri navpično navzgor. Če je Sonce dovolj daleč, je teh 7 stopinj tudi kot, ki ga oklepata Sena in Aleksandrija, gledano iz središča Zemlje. Eratosten je iz tega merskega podatka in iz znane razdalje 700 km med Aleksandrijo in Seno, ki leži blizu današnjega asuanskega jezu, izračunal polmer Zemlje R_z:

$$\frac{700\text{km}}{2\pi R_z} = \frac{7^o}{360^o}, \tag{1.1}$$

ki je enak $R_z \sim 5730$ km. Vrednost, ki jo je dobil, se je od prave razlikovala le za nekaj odstotkov. Bila je mnogo natančnejša od ocene, ki jo je pred svojimi potovanji imel na voljo Krištof Kolumb.

Velikost Zemlje lahko ocenimo tudi sami (slika 1.8). Ob morski obali opazujemo, kako sonce tone pod obzorje. Počepnemo prav ob gladino, ko pa izgine še zadnji rob Sonca, naglo vstanemo. Hitro

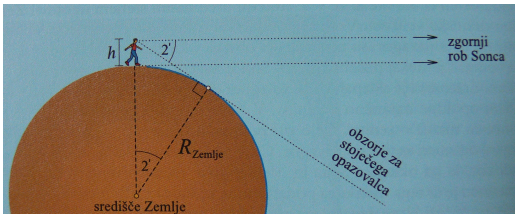


Slika 1.7: Ob poletnem obratu Sonce osvetli dno vodnjaka pri Asuanu v Egiptu, medtem ko je v Aleksandriji še sedem stopinj od zenita. Iz tega podatka je Eratosten izračunal Zemljino velikost. Eratosten je naredil preprost in eleganten sklep: če je Sonce dovolj daleč, so njegovi žarki v Asuanu in Aleksandriji vzporedni, sedem stopinj razlike v višini Sonca pa je tudi kot, ki ga v središču Zemlje oklepata Asuan in Aleksandrija (slika 1.7). Ker vemo, da sta kraja oddaljena 700 km, lahko izračunamo Zemljino velikost.

ocenimo, kolikšen del od pol stopinje velikega kotnega premera Sonca še vidimo nad obzorjem. Del Sonca je zopet viden, ker smo z dolžino svojega telesa malenkost povečali svojo razdaljo od središča Zemlje in tako pogledali malo pod geometrijsko obzorje. Iz teh podatkov lahko s srednješolsko matematiko ocenimo velikost zemeljske krogle. Če privzamemo, da je razlika višin h enaka 1 meter, sledi

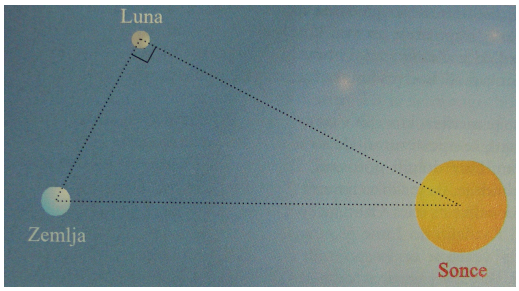
$$\frac{R_z}{R_z + h} = \cos 2' = 0{,}99999983 \rightarrow R_z \simeq \frac{1\,\mathrm{m}}{1{,}7 \cdot 10^{-7}} \simeq 6000\,\mathrm{km}. \tag{1.2}$$

Poskus bo uspešen le, če smo pazljivi. Na sliki 1.8 smo prepostavili, da se svetloba od tedaj, ko se dotakne morske gladine, do opazovalca giblje naravnost. To je res, če je temperatura vode podobna temperaturi zraka. Na vodi tudi ne sme biti valov, zaradi neravnosti reliefa pa poskus v Panonski nižini ne bi uspel. Rezultat bo točnejši, če bomo višino svojega opazovališča bolj spremenili. Opazujemo v paru z opazovalcem. ki je na vrhu obmorskih pečin, sočasnost pa dosežemo s telefonskim klicem. Alternativa bi bila, da je en opazovalec v avionu, vendar bi v tem primeru morali upoštevati lom svetlobe na poti od morske gladine navzgor.



Slika 1.8: Ko za opazovalca, ki čepi ob morski gladini, Sonce zaide, vidi stoječi opazovalec še približno petnajstino od pol stopinje velikega premera Sonca nad obzorjem. Ti dve ločni minuti sta tudi kot v pravokotnem trikotniku, narisanem iz središča Zemlje. Priležna kateta v trikotniku je enaka polmeru Zemlje, hipotenuza pa polmeru Zemlje, povečanem za velikost opazovalca (h). S temi podatki s funkcijo kosinus lahko ocenimo polmer Zemlje.

Drugi pomemben korak, to je določitev razmerja razdalj do Sonca in Lune, pripisujejo Aristarhu (slika 1.9). Ob trenutku nastopa prvega ali zadnjega luninega krajca vemo, da z Zemlje vidimo natanko pol osvetljene Lunine površine. Če bi bili na Luni, bi smeri proti Soncu in Zemlji oklepali pravi kot. Zamislimo si pravokotni trikotnik z Zemljo, Luno in Soncem v ogliščih. Razdalja od Zemlje do Sonca je njegova hipotenuza, razdalji med Luno in Soncem ter Luno in Zemljo pa njegovi kateti. Če izmerimo kot, ki ga z Zemlje oklepata smeri proti Soncu in Luni ob prvem krajcu, lahko s preprosto trigonometrijo določimo razmerje razdalj do Lune in do Sonca. Kot med Luno in Soncem ob Luninem prvem krajcu izmerimo neposredno, saj je ob večerih, ko Sonce zahaja, prvi Lunin krajec visoko na nebu. Ugotovimo, da je ta kot zelo blizu 90 stopinjam. Podobno lahko naredimo tudi z večmesečnim beleženjem trenutkov nastopa prvega in zadnjega Luninega krajca. Če je kot med Luno in Soncem ob krajcu manjši od pravega, naredi Luna med zadnjim in prvim krajcem manjši del obhoda okoli Zemlje kot med prvim in zadnjim krajcem. Ob privzetku, da se Luna okrog Zemlje giblje enakomerno in po krogu, to pomeni, da bo med zadnjim in prvim krajcem minil krajši čas kot med nastopom prvega in zadnjega krajca. Vestno beleženje nastopov prvega in zadnjega krajca pokaže, da sta oba časovna intervala v povprečju, znotraj merske napake, enaka. V praksi je trenutek Luninega krajca težko določiti, saj ni jasno, kdaj je terminator (angl. terminator), to je meja med osvetljenim in neosvetljenim delom Lunine ploskvice, povsem raven. Nagaja tudi Lunin relief, ki povzroči, da je meja med osvetljenim in neosvetljenim delom nazobčana.



Slika 1.9: Ob Luninem krajcu oklepata smeri z Lune proti Zemlji in proti Soncu pravi kot. Če izmerimo tudi kot med Luno in Soncem, kot ga vidimo z Zemlje, lahko izračunamo razmerje razdalj do Lune in do Sonca. Skica ni narisana v merilu, saj je Sonce kar 380-krat dlje od Lune.

Obe meritvi pokažeta, da je kot med Luninim prvim krajcem in Soncem zelo blizu 90 stopinjam. To pa pomeni, da je trikotnik Zemlja-Luna-Sonce zelo iztegnjen. Razdalja do Sonca mora biti mnogo večja od razdalje do Lune. Današnja vrednost tega razmerja je 379,7578. Aristarh se je sicer zmotil in je trdil, da je Sonce le 27-krat, ne pa 380-krat dlje od Zemlje kot Luna, vendar to ne zmanjša briljantnosti njegovega sklepanja.

Zdaj lahko sklepe združimo. Velikosti in medsebojne razdalje Zemlje, Lune in Sonca je mogoče izračunati neposredno. Ker je Sonce mnogo dlje od Zemlje kot Luna, je senca, ki jo Zemlja meče na Luno ob Luninem mrku res skoraj tako široka kot Zemlja. Rahla ukrivljenost Zemljine sence, ki jo vidimo na Luni ob vstopu ali izstopu iz mrka, pove, da je Zemlja triinpolkrat večja od Lune. Iz Eratostenove ali iz moderne meritve velikosti Zemlje izračunamo, da je premer Lune $D_L = 2R_L$ nekaj manjši od 3500 kilometrov. Ker vidimo Luno na nebu pod kotom pol stopinje, mora biti razdalja do Lune d_L precej večja od premera Lune D_L

$$D_L/d_L = \sin 0.5^{\circ} \simeq 0{,}0087 \simeq 1/110. \tag{1.3}$$

Torej je razdalja do Lune 110-krat večja od njene velikosti. Luna je od Zemlje v povprečju oddaljena

$$d_L = 110\, D_L = 110 \cdot 3500\,\mathrm{km} \simeq 380.000\,\mathrm{km}. \tag{1.4}$$

Sonce, tako kot Luno, vidimo na nebu pod kotom pol stopinje. Ker pa je Sonce mnogo dlje kot Luna, mora biti mnogo večje. Sledi logičen sklep, da je Sonce največje telo Osončja, torej se druga telesa, vključno z Zemljo, gibljejo okoli njega. To pravilno, heliocentrično gledanje na Osončje, do katerega se je dokopal že Aristarh, je pozneje za več kot tisoč let izrinil aristotelski geocentrični pogled, ki je Zemljo želel ohraniti v središču Osončja, pa tudi če je moral za to iskati ad hoc rešitve, kot je gibanje planetov po epiciklih.

Vse te meritve, ki so jih v osnovi opravili že stari Grki, se zdijo impresivne. Še zlasti, če upoštevamo, da so se do sklepov dokopali z elegantnim razmislekom, brez dolgih potovanj. Eratostenu denimo ni bilo treba zapustiti Aleksandrije, da je lahko izmeril Zemljino velikost. Današnje vrednosti razdalj in velikosti teles Osončja so mnogo točnejše, kot so jih lahko izmerili Grki. Razdaljo do Lune je mogoče premeriti s časom potovanja svetlobe. Starejši bralci se bodo spomnili televizijskih prenosov hoje astronavtov po Luni (upajmo, da se nam ponovitev te izkušnje obeta že kmalu). Pogovori astronavtov z nadzornim središčem na Zemlji niso potekali tekoče. Med vprašanjem in odgovorom sta minili vsaj dve sekundi. To je čas, ki ga potrebuje svetloba oziroma televizijski signal za pot do Lune in nazaj. Nekaj zakasnitve je mogoče občutiti tudi pri medcelinskih telefonskih pogovorih, ki potekajo prek geostacionarnih satelitov. V tem primeru potuje signal do satelita in nazaj dobri dve desetinki sekunde. Je pa res, da so tovrstne izkušnje v zadnjem času vse redkejše, saj večina medcelinskih pogovorov poteka po krajših podmorskih kablih. Izjema so televizijska poročila iz oddaljenih, v vojnah opustošenih predelov sveta, kjer je edina možnost zveza prek geostacionarnega sistema satelitov Inmarsat. Čas odboja svetlobe je uporaben tudi za merjenje razdalj do drugih teles Osončja. Močan radarski signal, ki ga pošljemo proti Veneri, se vrne po nekaj minutah in nam omogoča izmeriti trenutno razdaljo do tega planeta z natančnostjo nekaj metrov. Svetloba s Sonca do nas potuje približno osem minut. Torej Sonca ne vidimo takšnega, kot je zdaj, ampak je to slika izpred osmih minut. To gledanje v preteklost je ena osnovnih značilnosti astronomskih opazovanj. Zvezde vidimo take, kot so bile pred nekaj leti ali tisočletji, oddaljene galaksije se kažejo v svetlobi, ki jih je zapustila pred milijoni ali milijardami let.

1.2 Beleženje mrkov v preteklosti in vrtenje Zemlje

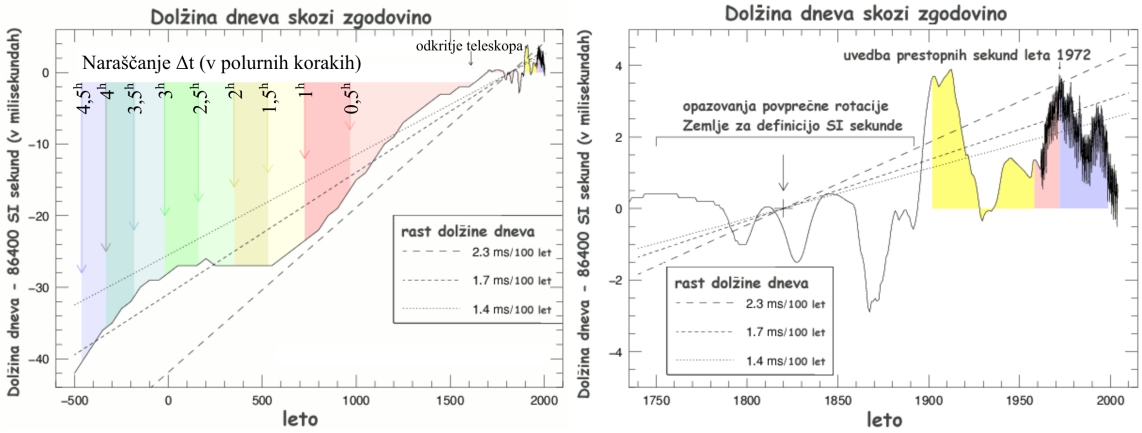
Na začetku smo omenili beleženje mrkov skozi zgodovino. V kronikah pa pogosto ni zapisan le dan takega dogodka, ampak se da sklepati tudi na geografsko lokacijo in na uro dneva, ko je nastopil. In tu pride do zanimivega pojava. Stari viri sistematično poročajo, da je mrk nastopil bolj proti vzhodu, kot bi izračunali ob privzetku o stalni hitrosti Zemljinega vrtenja okoli lastne osi. Tako na primer vir poroča, da je bil mrk ob začetku našega štetja viden z vzhodnih obal Črnega morja, mi pa bi ga pričakovali v Španiji. Te sistematične razlike lahko pojasnimo s počasnim ustavljanjem hitrosti Zemljine rotacije. Tako se je nekdaj vrtela hitreje in je zato do danes naredila večji zasuk, kot bi ga ob današnji počasnejši hitrosti rotacije. Vsakih sto let se dolžina dneva, ki je sedaj ($t = t_o$) enaka $P_o = 24$ ur, podaljša za približno 0,0017 sekunde (slika 1.10), torej je dolžina dneva enaka

$$P_z(t) = P_o + \frac{dP_z}{dt}(t - t_o), \quad \frac{dP_z}{dt} = \frac{0{,}0017\,\mathrm{s}}{100 \cdot 365{,}2425 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60\,\mathrm{s}} = 5{,}387 \cdot 10^{-13}. \tag{1.5}$$

Pri tem sekundo definiramo s številom nihajev cezijevih atomov in je torej vedno enaka in neodvisna od hitrosti Zemljine rotacije. Število zasukov Zemlje okoli vrtilne osi od časa t do danes lahko zapišemo kot

$$\begin{aligned} N &= \int dN = \int_t^{t_o} \frac{dt}{P_z(t)} = \int_t^{t_o} \frac{dt}{P_o + \frac{dP_z}{dt}(t - t_o)} = \frac{1}{\frac{dP_z}{dt}} \ln\left(\frac{1}{1 + \frac{dP_z}{dt}\frac{t-t_o}{P_o}}\right) = \\ &= \frac{-1}{\frac{dP_z}{dt}} \ln\left(1 + \frac{dP_z}{dt}\frac{t - t_o}{P_o}\right) \simeq \frac{1}{\frac{dP_z}{dt}} \left[\frac{dP_z}{dt}\frac{t_o - t}{P_o} + \frac{1}{2}\left(\frac{dP_z}{dt}\frac{t_o - t}{P_o}\right)^2\right] = \\ &= N_o + \frac{1}{2}\frac{dP_z}{dt}N_o^2. \end{aligned} \tag{1.6}$$

Pri računu smo upoštevali, da je $\int \frac{dx}{1+x} = \ln(1+x) \simeq x - \frac{x^2}{2}$, saj je $x = \frac{dP_z}{dt}\frac{t_o - t}{P_o} \ll 1$. Oznaka $N_o = \frac{t_o - t}{P_o}$ je število dni, ki so minili od časa t do časa t_o. Pred dvema tisočletjema, to je v času starega Rima, je bil dan krajši za $0{,}0017 \cdot 2000/100\,\mathrm{s} = 0{,}034$ s, torej za komaj eno tridesetinko sekunde. Vseeno se je v $N_o = 2000 \cdot 365{,}2425 = 730.485$ dneh, ki so minili odtlej, Zemlja zasukala za $\frac{1}{2}\frac{dP_z}{dt}N_o^2 = 0{,}144$ obrata več, kot če bi se vrtela z današnjo hitrostjo. To ustreza časovni razliki $\Delta t = 0{,}144 \cdot 24\,\mathrm{ur} = 3{,}4$ ure.



Slika 1.10: Rast dolžine dneva skozi stoletja. Podatke na levi sliki so dobili pretežno s primerjavo položaja posameznega mrka kot je naveden v kronikah in kot bi nastal, če bi bil dan vseskozi dolg $24 \cdot 60 \cdot 60\,\mathrm{s} = 86400$ sekund. Kumulativno se do začetka našega štetja nabere že za 3 ure razlike, torej za osmino zasuka Zemlje okoli svoje osi. Slika na desni kaže vrtenje Zemlje v modernejšem času, ko so bile poznane že točnejše metode za merjenje časa. Dolžino sekunde so določili po povprečni hitrosti vrtenja Zemlje med letoma 1750 in 1890. Vir: Stephenson & Morrison (1995).

Zgornja matematična izpeljava utegne koga prestrašiti, saj smo zapisali in izračunali integral in rezultat poenostavili z uporabo približka. Povedano ilustrira način razmišljanja v fiziki - zastavimo

precej splošno, nato pa upoštevamo upravičene poenostavitve. Podoben način razmišljanja bomo uporabili tudi v naslednjih poglavjih. Vendar do enakega rezultata lahko pridemo tudi mnogo preprosteje in brez višje matematike, če poenostavitve upoštevamo že na začetku. Tudi to je značilno za fizikalni pristop k razlaganju opaženega. Najprej ugotovimo, da se je dan v zadnjih dveh tisočletjih le malo podaljšal. Pred dvema tisočletjema je bil za $\frac{0{,}0017}{100}2000$ s krajši kot danes, pred tisočletjem pa za $\frac{0{,}0017}{100}1000\,\mathrm{s} = 0{,}017$ sekunde krajši. Slednja vrednost je na sredi med začetno in današnjo, torej lahko skupno razliko v obratih Zemlje izračunamo kot število dni (N_o), ki so minili od tedaj, pomnoženo s povprečno dnevno razliko 0,017 sekunde. Rezultat je zopet enak 0,144 obrata ali 3,4 ure, smo pa do njega prišli mnogo preprosteje.

Oznaka na sliki 1.10 pove, da se je od začetka našega štetja nabralo le za $\Delta t = 3$ ure časovne razlike, saj ni res, da se Zemlja vseskozi enakomerno ustavlja, kot smo predpostavili v zgornjem računu. 3-urni zamik ustreza zasuku za $\frac{3}{24}360^\circ = 45^\circ$, to pa je tudi razlika v geografski dolžini med dejansko sledjo mrka na vzhodnih obalah Črnega morja in Španijo, kjer bi moral biti mrk viden, če bi se Zemlja vseskozi vrtela z današnjo hitrostjo. Premiki sledi mrkov nam torej povedo o pretekli hitrosti vrtenja Zemlje.

Dolžina sekunde in s tem dolžina dneva je bila določena s povprečno hitrostjo vrtenja Zemlje okrog leta 1820 (slika 1.10). Če predpostavimo, da se dan daljša za 0,0017 sekunde na stoletje, iz enačbe 1.6 razberemo, da se je do leta 1990 nabralo za $\frac{1}{2}5{,}387 \cdot 10^{-13}[(1990 - 1820)365{,}2425]^2 = 0{,}001038$ dneva razlike. Vsako naslednje leto se razlika poveča za približno $\frac{1}{86400}$ dneva, to je za eno sekundo. Ker želimo, da absolutni atomski čas cezijeve ure ostaja v približnem sozvočju z vrtenjem Zemlje, vsake toliko časa dodamo prestopno sekundo. Prestopna sekunda (angl. leap second) je bila tako dodana ob koncu junija po greenwiškem času leta 1972, 1981, 1982, 1983, 1985, 1992, 1993, 1994, 1997, 2012, 2015 ter ob koncu decembra od leta 1972 do 1979, ter nato še leta 1987, 1989, 1990, 1995, 1998, 2005, 2008 in 2016[8]. V pol stoletja od leta 1972 torej skupaj 21 prestopnih sekund, kar je pol manj, kot smo dobili z našim računom. To je posledica počasnejšega ustavljanja hitrosti Zemljinega vrtenja v zadnjem času, kar lepo kaže desni graf na sliki 1.10.

1.3 Galilejski pogled na svet

Preden se odpravimo proti zvezdam, je smiselno dobiti občutek za naše Osončje. Doslej smo omenili že mnogo številk, ki pa si jih je težko zapomniti, še težje pa predstavljati. Zato bomo neznanske velikosti vesoljskih teles in razdalj med njimi pomanjšali na mere, ki so nam domače iz vsakdanjega življenja (tabela 1.1). Če bi Zemljo pomanjšali na dober milimeter veliko zrno, bi bila Luna prašen drobec, ki bi krožil okrog nje na razdalji 4 cm. V tem merilu bi bilo Sonce 15 metrov oddaljena pomaranča. Vseh 15 metrov med zrnom Zemlje in Sončevo pomarančo bi bilo praznih, če pozabimo na zrnci Venere in Merkurja. Onkraj Zemljinega tira je praznega prostora še več. Jupiter bi bil enak frnikoli, 80 metrov od Sonca. Za prašen drobec velik Pluton bi bil 600 metrov oddaljen od Sonca. Planeti so torej zrnca, ki krožijo na razdaljah več deset metrov od Sonca, velikega za pomarančo. Težko se je izogniti občutku, da je vesolje predvsem velik prazen prostor. To je še mnogo bolj res, če v istem merilu pogledamo razdaljo do prve sosednje zvezde. Pomaranča (pravzaprav bolj mandarina) Proksime Kentavra bi bila na Kanarskih otokih. Vse vmes pa prazno.

Kot smo že omenili, je ogromne razdalje v vesolju mogoče ponazoriti s časom, ki ga svetloba potrebuje za pot od tam do Zemlje. Ker je hitrost svetlobe enaka 300.000 kilometrom v sekundi, potrebuje svetloba od Lune do Zemlje dobro sekundo, s Sonca 500 sekund, medtem ko z najbližje zvezde za Soncem potuje kar 4,2 leti. Pravimo, da je ta zvezda oddaljena 4,2 svetlobni leti. Svetlobno leto je torej razdalja, ki jo prepotuje svetloba v enem letu, in je enako[9]

$$1\,\mathrm{sv.\,leto} = 300.000\,\mathrm{km/s} \cdot 1\,\mathrm{leto} = 3 \cdot 10^8\,\mathrm{m/s} \cdot 365{,}25 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60\,\mathrm{s} = 9 \cdot 10^{15}\,\mathrm{m}. \tag{1.7}$$

V drugem stoletju našega štetja so zrisali predhodnice današnjih zvezdnih kart. Ptolemaj je po mezopotamskih predlogah nebo razdelil na 48 območij, posameznemu rečemo ozvezdje (angl. constellation). Imenoval jih je večinoma po mitoloških bitjih. Danes vemo, da so zvezde v določenem

[8] Prestopno sekundo dodajo, če razlika med časom, merjenim z vrtenjem Zemlje, in atomsko uro, ki teče vseskozi enakomerno, preseže 0,9 sekunde. Dejanski trenutek dodajanja je vedno ob začetku leta ali ob prehodu iz junija v julij, v obeh primerih po greenwiškem času. Na uri, ki kaže angleški čas, je 31. decembru 2016 ob 23:59:59 sledil čas 23:59:60 in nato 1. januar 2017 ob 00:00:00, 00:00:01, itd.

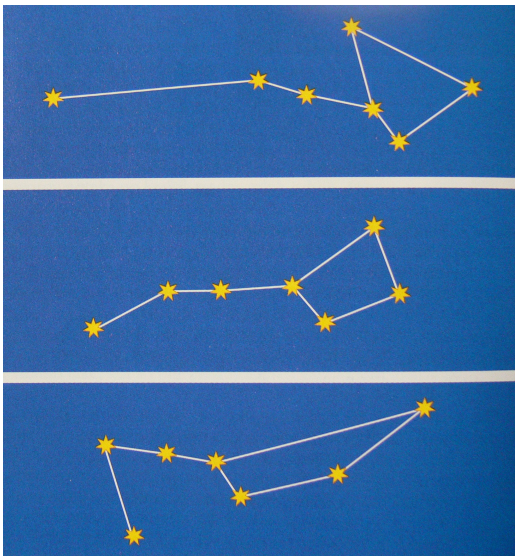
[9] Tu navajamo zaokrožene številke. Točnejše vrednosti so v razdelku 14.7.

Tabela 1.1: Dejanske razdalje in velikosti teles v bližnjem vesolju ter njihove vrednosti v pomanjšani velikosti, kot smo vsako razdaljo in velikost zmanjšali za 10-milijardokrat (deljenje z 10^{10}). Navajamo srednje zaokrožene vrednosti.

Telo	Polmer	Razdalja od Zemlje	Zmanjšan polmer	Zmanjšana razdalja
Zemlja	6.400 km		0,64 mm	
Luna	1.700 km	400.000 km	0,17 mm	4 cm
Sonce	700.000 km	$150 \cdot 10^6$ km	7 cm	15 m
Jupiter	70.000 km	$800 \cdot 10^6$ km	7 mm	80 m
Pluton	1.200 km	$6 \cdot 10^9$ km	0,12 mm	600 m
Najbližja zvezda za Soncem	100.000 km	$3{,}8 \cdot 10^{13}$ km	1 cm	3800 km

ozvezdju sicer videti z Zemlje v približno isti smeri, vendar so zelo različno oddaljene od nas. Severnica je od nas oddaljena 430 svetlobnih let, sosednja zvezda v Malem vozu, Delta Malega medveda, pa le 183 svetlobnih let. Zvezda Delta leži torej bližje nam kot pa Severnici, ki je sosednja zvezda v ozvezdju Malega medveda. Ozvezdja so le naključne združbe. Zvezde v njih nimajo nič skupnega, z Zemlje jih po naključju vidimo v podobni smeri. Zaradi relativnih hitrosti zvezd se oblike vzorcev v ozvezdjih spreminjajo. Pred 10 tisoč leti so bile še znatno drugačne, kot jih vidimo danes (slika 1.11).

Slika 1.11: Zaradi relativnega gibanja zvezd se oblike vzorcev v ozvezdjih počasi spreminjajo. Še kamenodobni človek je videl drugačno obliko vzorca Velikega voza, kot jo poznamo danes (srednja slika). Obliko zgoraj je imel Veliki voz pred 100 tisoč leti, spodnjo pa bo imel čez 100 tisoč let.



Število ozvezdij se je po Ptolemaju povečalo. Mednarodna astronomska unija danes priznava 88 ozvezdij. Povečanje s prvotnega števila 48 Ptolemajevih ozvezdij je deloma posledica drobljenja, da se je več odličnikov lahko vpisalo med predlagatelje novih ozvezdij, deloma pa je treba seveda upoštevati, da dobršen del južnega neba ni viden s sredozemskih obal grške države. Ta južna ozvezdja so poimenovali prvi raziskovalci novih pomorskih poti. Imena južnih ozvezdij, kot sta Vodna črpalka ali Kompas, kažejo na čaščenje tehnike, ki je bila za pomorske kapitane pomembnejša od mitologije.

Renesansa s Kopernikom je prinesla revolucijo. Novo znanje je bilo mogoče pridobiti z opazovanjem, ne le s študijem uveljavljenih starih besedil. Še več, razlaga pojavov v naravi je bila kaj vredna le, če so jo potrdila znanstvena opazovanja. In to dobro dokumentirana opazovanja kogar koli in kjer koli. Rodila se je znanost. Astronomija, ki se je oprijela znanstvenih metod, se je dokončno ločila od astrologije, ki ni znanost. Kopernik je leta 1543 v delu *De revolutionibus Orbium Coelestium* namesto geocentrične Aristotelove teorije uvedel heliocentrični sistem, po katerem okoli Zemlje kroži le Luna, vsi planeti vključno z Zemljo pa krožijo okoli Sonca.

Napredek je bil vedno hitrejši. Tycho Brahe je opazoval gibanje planeta Marsa mnogo točneje, kot kdor koli pred njim. Kepler, ki ga je nasledil, se je poglobil v številke in dognal, da jih lahko pojasni le, če se Mars giblje okoli Sonca po eliptičnem tiru. Dolgo je potreboval, da se je poslovil

od preprostejše in na pogled lepše rešitve s krožnimi tiri. Spotoma je empirično ugotovil še vse tri zakone o gibanju planetov okoli Sonca, ki jih danes imenujemo po njem. Ta odkritja je imela Cerkev za heretična in nevarna. Keplerjev sodobnik, dominikanski menih Giordano Bruno je trdil, da je treba Kopernikov pogled razširiti in da so zvezde sonca, okoli katerih, tako kot okoli našega, krožijo planeti. Za te trditve, ki so danes del splošne vednosti, ga je cerkvena inkvizicija obsodila na sežig na grmadi. Leta 2000 je vatikanski državni tajnik (ta funkcija je primerljiva s predsednikom vlade v demokracijah) kardinal Angelo Sodano izjavil, da je bila Brunova smrt "žalosten dogodek", vendar so inkvizitorji ravnali prav, medtem ko je papež Janez Pavel II istega leta izrekel splošno opravičilo za nasilje, ki so ga "nekateri izvajali v obrambi resnice"[10].

Slika 1.12: Venerine mene v letih 2024 in 2025 na označene datume in ure po srednjeevropskem (poletnem) času za opazovalca iz Slovenije. Ure smo izbrali tako, da je Venera tedaj približno 5 stopinj nad obzorjem. Svetlo ozadje nakazuje čas jutranje zore ali večerne zarje. Stranica vsake od sličic pokrije kot 1,2', torej slike kažejo zaporedje men Venere in spreminjanje kotne velikosti planeta. Opažanja lahko razložimo le, če se Venera in Zemlja gibljeta okoli Sonca, pri čemer je Venera bližje Soncu in se giblje hitreje od Zemlje. Junija 2024 je Venera kotno najmanjša in se za Soncem premakne iz danice v večernico. Aprila 2025 nas Venera prehiteva med Zemljo in Soncem, ima zato veliko kotno velikost in iz večernice postane danica.

Galileo Galilei nam je postregel z novimi odkritji, saj je bil prvi, ki je za svoje delo uporabljal daljnogled. Odkril je štiri največje Jupitrove lune ter Rimsko cesto razločil v zvezde. Odkritje, da Zemlja ni edino telo z luno in da Jupitrove lune krožijo okoli planeta, podobno kot planeti krožijo okoli Sonca, ga je prepričalo o pravilnosti heliocentričnega sistema. Z daljnogledom je opazil, da ima Venera mene (slika 1.12), in ugotovil, da je njihovo zaporedje in navidezno spreminjanje velikosti planeta mogoče razumeti le, če Venera kroži okoli Sonca. Prvi je tudi trdil, da je knjiga narave napisana v matematičnem jeziku. Medtem se je odnos družbe do znanosti polagoma spreminjal. Galilei se je zaradi svojega nespornega ugleda lahko izognil grmadi, za ceno preklica pravilnosti heliocentričnega sistema je končal le v dosmrtnem hišnem zaporu. Leta 1992 je Cerkev Galileja rehabilitirala, spomenika v vatikanskih vrtovih pa mu kljub predlogom in pripravam nikoli niso postavili. Da zapisano ne bo izzvenelo kot kritika oddaljenega Rima, spomnimo na sežiganje čarovnic, ki se je pri nas dogajalo zlasti okoli leta 1700. Kot sodniki v čarovniških procesih so nastopali izobraženci tistega časa, med njimi Janez Jurij Hočevar, pravnik, zvezdoslovec in glasbenik, ki je vodil čarovniške procese na Kranjskem (Rajšp, 1988). Slovenski biografski leksikon v zapisu avtorja Jože Glonarja navaja, da je Hočevar od leta 1701 vodil Academio operosorum Labacensium, ki je bila takrat najvišja znanstvena in kulturna ustanova v deželi, njegovo sramotno vlogo pri sežiganju čarovnic pa — kljub eksplicitni pritožbi avtorja teh vrstic trenutnim urednikom leksikona pred leti — povsem prezre.

Slika 1.13: Skica Jupitra in njegovih lun pri opazovanju skozi lovski daljnogled. Informacije o medsebojnih legah lun najdemo v knjižici Naše nebo, v slovenski astronomski reviji Spika (https://astronomska-revija-spika.si/) ali na spletu.

[10] https://en.wikipedia.org/wiki/Giordano_Bruno.

Galilejeva opazovanja Jupitra danes lahko ponovimo že z lovskim daljnogledom. Planet lahko opazujemo proti koncu leta 2024 vso noč, proti pomladi 2025 pa zahaja vedno prej in se izgublja v večerni zarji. Daljnogled bo poleg planeta razkril še tri ali štiri svetle točke, nanizane v vrsto (slika 1.13). To so štiri galilejske lune, ki krožijo okoli Jupitra. Njihove krožne tire gledamo od strani, ker pa krožijo vse v isti ravnini, se zdi, da so nanizane v vrsto. Jupitru najbližja luna Io opravi en obhod okoli planeta v dveh dneh, najbolj oddaljena Kalisto pa v dveh tednih. Torej se položaj satelitov glede na Jupiter menja iz noči v noč. Njihov ples je seveda znan. Če vzamemo v roke slovensko astronomsko revijo Spika[11], lahko hitro ugotovimo, kako so razporejeni na določeno noč. Lahko pa si postavimo višje cilje: z natančnim beleženjem položajev galilejskih satelitov lahko preverimo Keplerjeve zakone. Ker pa se iz meseca v mesec spreminja tudi razdalja med Jupitrom in Zemljo, je tako mogoče brez posebnih pripomočkov izmeriti celo hitrost potovanja svetlobe.

Zgodovinsko sintezo heliocentričnega sistema je prineslo leta 1687 objavljeno delo Isaaca Newtona *De Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*. Newton je s svojim gravitacijskim zakonom utemeljil empirične Keplerjeve zakone. Njegovo delo je močno vzpodbudilo razvoj matematike, zlasti diferencialnega in perturbacijskega računa. Šestim planetom, vidnim s prostim očesom in zato poznanim že od pradavnine, se je leta 1781 pridružil Uran, ki ga je naključno odkril William Herschel. Do srede devetnajstega stoletja je postalo jasno, da se Uran giblje drugače, kot je napovedoval gravitacijski privlak Sonca in poznanih planetov. Urbain Le Verrier je leta 1846 napovedal, v kateri smeri mora biti še en planet, ki moti Uranovo gibanje. Kot se je slikovito izrazil Francois Arago, je Verrier odkril Neptun s konico peresa. Izračunani položaj je s prošnjo za opazovanje poslal Johannu Gottfriedu Gallu v Berlin in ta je planet potrdil že naslednjo noč in to le stopinjo od izračunane smeri. To je bil velikanski uspeh gravitacijskega zakona, saj so z njim očitno lahko odkrivali nove svetove.

Izračuni mehanike gibanja teles v Osončju dajejo še danes rezultate, ki so, gledano relativno, ene najtočnejših znanstvenih napovedi. Razdalje do planetov, ki merijo več sto milijonov kilometrov, poznamo na metre natančno. Klasično fazo razvoja astronomije zaokroža delo Friedricha Bessla, ki je leta 1838 prvi izmeril razdaljo do neke zvezde za Soncem. V 20. stoletju je bila večina pozornosti astronomov usmerjena v razumevanje zvezd in galaksij, torej objektov zunaj našega Osončja. Nedavno se pozornost obrača k razumevanju teles v našem in drugih osončjih, vključno z razmerami pod njihovim površjem, ter v razumevanje razvoja vesolja, od pogojev v zgodnjem vesolju do natančne slike nastanka in razvoja naše domače Galaksije.

[11] Z visoko kvaliteto revije Spika (https://astronomska-revija-spika.si/), katere urednik je Bojan Kambič, smo se v Sloveniji že pred 32 leti postavili ob bok velikim narodom, ki imajo revije, kot so Sky&Telescope, Sterne und Weltraum, ali Astronomia.

2 Astronomski instrumenti

Zvezde so zelo daleč. Celo najbližje zvezde na nočnem nebu so približno milijonkrat dlje od našega Sonca. Velika razdalja pomeni, da se njihov svetlobni tok močno razredči, torej so videti relativno temne. Če želimo opazovati njihovo svetlobo v ozkem pasu valovnih dolžin in tako opaziti absorpcijo posameznih kemičnih elementov v njihovih atmosferah, ali pa če opazujemo bolj oddaljene objekte, je pomanjkanje svetlobe še večje. Astronomu za opazovanje, ki ga želi opraviti, skoraj vedno primanjkuje svetlobe. Zato uporabi teleskop, katerega glavna naloga je zbrati čimveč svetlobe. Za to lahko uporabimo zrcalo ali lečo. Zrcalo izkorišča odboj svetlobe na površini, leča pa njen lom pri prehodu med sredstvoma z različnim lomnim količnikom. Velika večina astronomskih teleskopov za zbiranje svetlobe uporablja zrcalo. Tako bomo najprej ugotovili, kako se svetloba obnaša pri odboju na vboklem in na izboklem zrcalu, nato pa bomo spoznanja uporabili za razlago zgradbe najpogostejšega tipa astronomskega teleskopa. Vseskozi bomo predpostavljali, da opazujemo v vidni svetlobi. Povedano bo v veliki meri veljalo tudi za svetlobo drugih valovnih dolžin, od radijske do ultravijoličnih žarkov (ne pa tudi za rentgensko svetlobo). Večina astronomskih teleskopov opazuje prav v vidni ter v bližnji infrardeči svetlobi, ali pa v radijskih valovih. Sevanje astronomskih izvorov v drugih valovnih dolžinah je sicer zanimivo, ker pa ga Zemljina atmosfera ne prepušča, moramo namesto z zemeljske površine opazovati s teleskopi, ki so nameščeni na umetnih satelitih, torej v vesolju.

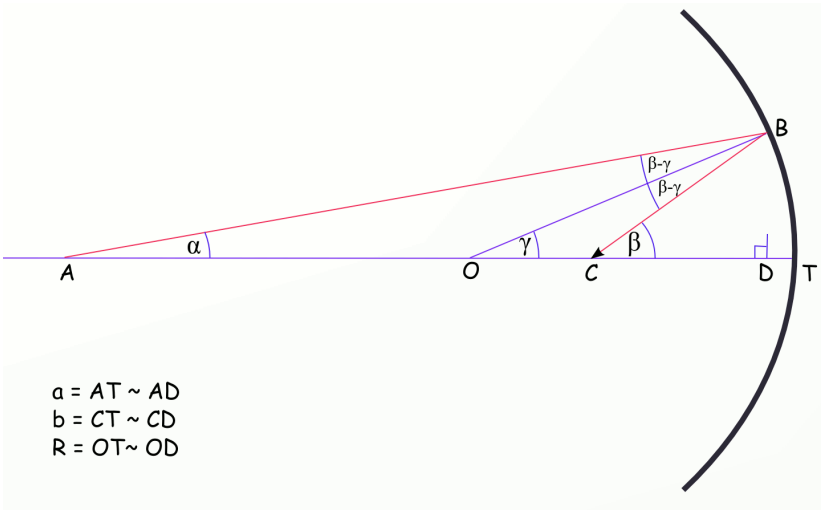
2.1 Odboj svetlobe na zrcalu

Valovna dolžina vidne svetlobe je mnogo manjša od velikosti zrcala. Zato lahko v okviru preproste obravnave zanemarimo valovno naravo svetlobe in obravnavamo njen odboj na zrcalu na enak način, kot bi se na njem odbijale majhne kroglice. Pravimo, da obravnavamo odboj v okviru geometrijske optike. Odbojni zakon pravi, da je vpadni kot glede na pravokotnico površine enak odbojnemu. Če površina zrcala ni ravna, se koti med žarki iz določenega objekta po odboju spremenijo. Vboklemu zrcalu pravimo tudi konkavno zrcalo (angl. concave mirror). Predpostavimo, da ima zrcalo obliko notranjosti krogelne kapice. Premer kapice naj bo mnogo manjši od njenega krivinskega radija, to je polmera prilegajoče se krogle. Obenem na zrcalo svetimo z razdalje, ki je mnogo večja od premera kapice. V tem primeru bo veljalo, da so koti vpadnega in odbitega žarka glede na optično os zrcala majhni. To prinese nekatere poenostavitve, saj sta recimo sinus in tangens majhnega kota približno kar enaka velikosti kota izraženega v radianih, medtem ko je kosinus majhnega kota zelo blizu enici. Pravimo, da uporabljamo geometrijsko optiko prvega reda. V astronomskih instrumentih je predpostavka o majhnem naklonu žarkov glede na optično os navadno upravičena, torej so take poenostavitve smiselne.

Zanima nas odboj žarka, ki izhaja iz svetila v točki A na optični osi zrcala in se v točki B odbije na vboklem zrcalu (slika 2.1). Iz slike razberemo, da je razdalja točk A, C in O do temena zrcala T takorekoč enaka razdaljam do točke D, ki je pravokotna projekcija točke B na optično os. Torej lahko zapišemo $\mathrm{BD} = a \tan \alpha = b \tan \beta = R \sin \gamma$ in zato $a\,\alpha = b\,\beta = R\,\gamma$. Ker pa je $\beta = \alpha + 2(\beta - \gamma)$, sledi $\gamma = (\alpha + \beta)\ /\ 2$. Ko v zvezi za BD izrazimo β in γ z α, dobimo $(a - R/2)\,\alpha = (R/2)\,(a/b)\,\alpha$ in končno

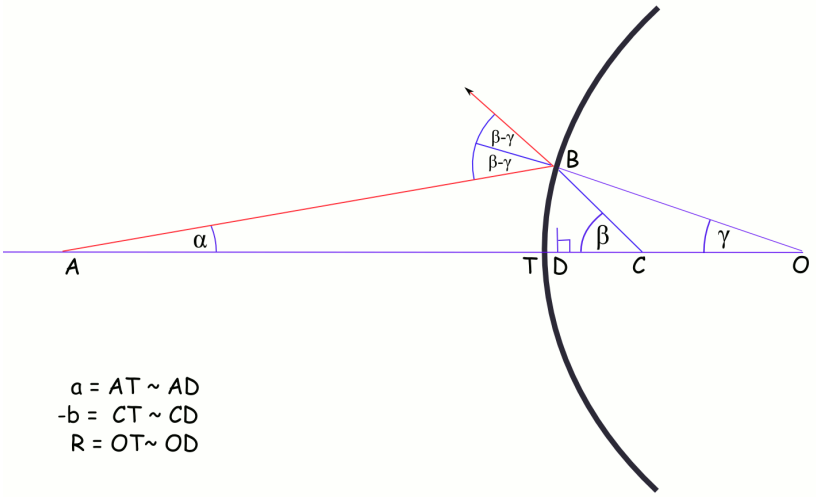
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad \text{kjer je } f = \frac{R}{2}. \tag{2.1}$$

V enačbi kot α ne nastopa, torej velja taka zveza za vse žarke, ki izhajajo iz točke A. Vsi ti



Slika 2.1: Odboj svetlobe na vboklem zrcalu. Žarek iz točke A se odbije v točki B in seka optično os zopet v točki C. V tekstu razložimo, da se vsi žarki iz točke A po odboju na zrcalu zopet sekajo v točki C. Torej v C nastane slika točke A. Slika ni risana v merilu, saj bi moral biti premer zrcala mnogo manjši od njegove oddaljenosti od točk A, O in C.

žarki se torej zberejo v točki C, kjer torej nastane slika točke A. Enačba povezuje razdaljo svetila (a) od zrcala z razdaljo slike (b) od zrcala. V enačbi nastopa tudi konstanta, ki je odvisna od lastnosti zrcala. Polovico krivinskega radija označimo z f in imenujemo goriščna razdalja (angl. focal length). Tu namreč nastane slika, če zrcalo odbija žarke z zelo oddaljenega svetila ($a \gg f$).



Slika 2.2: Odboj svetlobe na izboklem zrcalu. Žarek iz točke A se odbije v točki B in se obnaša, kot bi izhajal iz točke C na optični osi. V tekstu razložimo, da vsi žarki iz točke A po odboju tvorijo pahljačo, ki navidezno izhaja iz točke C. Torej v C nastane navidezna slika točke A. Slika ni risana v merilu, saj bi moral biti premer zrcala mnogo manjši od njegove oddaljenosti od točk A, O in C.

Na ekvivalenten način lahko obravnavamo tudi odboj na izboklem zrcalu, ki ga imenujemo tudi konveksno zrcalo (angl. convex mirror, slika 2.2). Zopet z a označimo razdaljo točke A od temena zrcala. Ker je točka C sedaj v zrcalu, njeno razdaljo od temena po dogovoru označimo kot $-b$. Torej ima b negativno vrednost. Podobno kot prej zapišemo $\mathrm{BD} = a\ \tan\ \alpha = -b \tan\ \beta = R \sin\ \gamma$ in zato $a\ \alpha = -b\ \beta = R\ \gamma$. Ker je $2\ (\beta\ -\ \gamma) = \alpha\ +\ \beta$, sledi $\gamma\ =\ (\beta\ -\ \alpha)\ /\ 2$. Ko v zvezi za

BD izrazimo β in γ z α, dobimo $(a + R/2)\ \alpha = (R/2)\ a/(-b)\ \alpha$ in končni izraz

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \text{ kjer je } f = -\frac{R}{2}. \tag{2.2}$$

Zopet v enačbi kot α ne nastopa, torej velja taka zveza za vse žarke, ki izhajajo iz točke A. Vsi ti žarki se torej obnašajo, kot bi izhajali iz točke C. Točka C je torej navidezna lega svetila. Enačba povezuje razdaljo svetila (a) od zrcala z razdaljo navidezne slike (b), ki je izvor odbitih žarkov. Predznak razdalje b v enačbi je negativen. V enačbi nastopa tudi konstanta, ki je odvisna od lastnosti zrcala. Po analogiji z vboklim zrcalom jo označimo z f in imenujemo goriščna razdalja. Za izboklo zrcalo je goriščna razdalja negativna. Če zrcalo odbija žarke z zelo oddaljenega svetila ($a \gg -f$), se zdi, kot da bi izhajali iz točke na razdalji $-f$ za temenom zrcala.

2.2 Reflektorji in refraktorji

V uvodu smo omenili, da večina astronomskih teleskopov zbira svetlobo z zrcalom. Svetloba se na zrcalu odbije, odboju pa s tujko pravimo refleksija. Zato takemu teleskopu pravimo reflektor (angl. reflector). Vendar to ni edina možnost. Fotoaparat ali kamera v mobilnem telefonu zbirata svetlobo z lečo. Pri tem izkoriščata lom svetlobe, to je spremembo njene smeri pri prehodu med dvema sredstvoma, recimo med zrakom in steklom. Instrumentu, ki zbira svetlobo s pomočjo leče, rečemo refraktor (angl. refractor) po tujki refrakcija, ki pomeni lom. Enačba tanke zbiralne, to je na sredi izbokle leče ima enako obliko kot enačba 2.1 za vboklo zrcalo. Leča je lahko tudi vbokla, to je takšna, ki je na sredi tanjša kot na robovih. Taka leča svetlobo razpršuje. Zopet je enačba 2.2 enaka, kot za razpršilno, to je izboklo zrcalo. Pri tem je količina f goriščna razdalja leče, ki je odvisna od njene oblike in od lastnosti stekla, iz katerega je narejena. Po enačbi 2.1 vidimo, da je f tista razdalja za zbiralno lečo (b), na kateri nastane slika zelo oddaljenega objekta ($a \gg f$). Zbiralne leče imajo pozitivno goriščno razdaljo, razpršilne pa negativno, enako kot to velja za zbiralna in razpršilna zrcala. Lečam ali zrcalom z izboklimi površinami pravimo, da so konveksne, tistim z vboklimi površinami pa, da so konkavne. Vsaj slednje si je lahko zapomniti, saj v konkavno površino lahko nalijemo kavo.

Smiselno se je vprašati, zakaj v astronomskih telekopih zbiramo svetlobo z zrcalom, v fotoaparatu ali mobilnem telefonu pa z lečo. Razmislek v prejšnjem poglavju je predpostavljal, da ima zrcalo natanko pravo obliko, tako da se svetloba na njem odbije natanko tako, kot smo zapisali. Idealnih oblik v naravi seveda ni. V praksi se moramo torej vprašati, kakšna odstopanja oblike so še dopustna. Pri tem moramo upoštevati dejstvo, da je svetloba valovanje. Predstavljajmo si dva vala, ki potujeta proti zrcalu, se na njem odbijeta in končno zbereta v gorišču. Če sta proti zrcalu potovala vrh ob vrhu in dol ob dolu, se bosta na enak način tudi seštela v gorišču zrcala, saj sta oba do gorišča naredila enako pot. To je seveda res, če je zrcalo natanko prave oblike. In če ni? Vzemimo, da ima zrcalo nenamerno izboklino, katere višina je enaka črtrtini valovne dolžine svetlobe. Val na izboklini se bo torej odbil četrt nihaja prezgodaj, po odboju pa bo do gorišča opravil še četrt nihaja krajšo pot. Skupna nenamerna razlika v dolžini poti je torej enaka 2/4 oziroma polovici valovne dolžine. Vrh enega vala se bo seštel z dolom drugega vala. Valovanji se bosta uničevali. Tako zrcalo je očitno preslabo brušeno, saj zaradi uničevanja ne uspe zbirati svetlobe.

To je seveda skrajni primer. Uničevanja res ne smemo dopustiti. Če višino izbokline znižamo na osminko valovne dolžine, bo vrh enega vala po odboju prišel na ničlo drugega, med seboj bosta torej zamaknjena za četrt nihaja. To je tudi maksimalni zamik, ki ga lahko dopustimo, če ne želimo uničevanja. Torej odstopanje zrcala od prave oblike ne sme presegati

$$\Delta h < \lambda/8. \tag{2.3}$$

Za vidno svetlobo z valovno dolžino 560 nm so dovoljena odstopanja do 70 nm, kar ustreza debelini približno 400 atomskih plasti. Pri leči so dopustna odstopanja večja. Na površini leče ni podvojitve napake ob odboju valovanja, pa tudi hitrost svetlobe v steklu je približno 2/3 njene hitrosti v zraku. Če ima izboklina višino $\frac{\lambda}{2}$ v zraku, bo valovanje, ki prezgodaj vstopi v steklo, zaradi nižje hitrosti na višini vzbokline naredilo že $\frac{1}{2}/\frac{2}{3} = \frac{3}{4}$ nihaja, torej za četrtino več kot v zraku. Valovanji bosta tako zamaknjeni za $\lambda/4$, kar je manj kot razlika celotnega nihaja, ki bi nastala pri odboju na izboklini višine $\frac{\lambda}{2}$. Seveda ima leča še drugo, izstopno površino, in na končno napako vplivata

gladkosti obeh površin. Vseeno pa še vedno velja, da so leče lahko približno 4-krat manj natančno brušene od zrcal.

Na prvi pogled leče zmagujejo, saj jih je treba brusiti manj natančno. Zares so bili prvi daljnogledi refraktorji, ki so zbirali svetlobo z lečami. Tudi mobitel ali objektiv fotoaparata zbirata svetlobo z lečami. Tu ni pomembna zahtevana točnost izdelave ampak prednosti, da svetloba skozi lečo vstopi v instrument, ki ga je tako mogoče s strani zapreti in zaščititi pred prahom in vlago. Še ena prednost je v tem, da detektor za svetlobo preprosto namestimo v gorišče, ki se nahaja za lečo v notranjosti instrumenta. Pri reflektorju je gorišče pred zrcalom, saj zrcalo svetlobo odbije nazaj. Če se hočemo izogniti temu, da bi detektor zastiral svetlobo, ki gre proti zrcalu, si moramo pomagati z dodatnimi odboji, to pa zaplete naš aparat in povzroča neželjene sence za objekte na različnih razdaljah. Ni torej dobrega razloga, da bi v mobitelu ali fotografskem objektivu svetlobo zbirali z zrcalom.

Kljub temu pa so vsi sodobni astronomski teleskopi reflektorji. Za razliko od fotografov ali ljudi, ki venomer slikajo sebke, astronomom vedno primanjkuje svetlobe. Veliko objektov v vesolju je zelo daleč in zato temnih, pri svetlih objektih pa bi želeli zabeležiti karseda podrobno sliko. Torej moramo zbrati veliko svetlobe. Za zbiranje potrebujemo veliko zrcalo ali veliko lečo. Tu se med obema možnostma pokaže velika razlika. Pravo obliko mora namreč imeti celotna odbojna površina zrcala. Enako velja za obe površini leče, ob tem da tudi notranjost leče ne sme imeti nepravilnosti, ki bi bile blizu valovni dolžini svetlobe. Lokalne točnosti oblike 70 nm, ki smo jo po enačbi 2.3 ocenili za vidno svetlobo, z modernimi polirnimi pastami ni težko doseči. Drugače pa je z obliko celotnega zrcala ali leče. Če bi bila denimo razlika poti za svetlobo, ki se odbije na levi oziroma desni strani zrcala prevelika, bi se svetloba uničevala. Leva ali desna stran zrcala z velikostjo več metrov se ne sme pobesiti za več kot 70 nm, kar ustreza 7 stotinkam tisočinke milimetra. To ni veliko in se hitro zgodi že zaradi teže zrcala. Vendar zrcalo lahko od zadaj podpremo. Da so pobesi čim manjši, imajo sodobna zrcala le tanko odbojno plast, ki je naparjena na še vedno tanko, le nekaj milimetrov debelo plast keramike ali posebnega stekla, vse skupaj pa podpira votlo šesterokotno satovje. Tako je vse čim lažje in se zato ne pobeša zaradi lastne teže.

Tanka odbojna plast je srebrna, če želimo opazovati v modri svetlobi, zlata, če bomo opazovali v rdeči in infrardeči svetlobi in aluminijasta, če bi želeli eno in drugo. Žal bi bili taki kovinski bloki pretežki in bi se temperaturno preveč raztezali[12], da bi iz njih lahko naredili uporabno zrcalo. Ker svetloba pri odboju otipa le sloj tik pod površino, je ta odbojni kovinski sloj lahko tanek. Naparimo ga na keramiko ali steklo, katerega osnovna lastnost mora biti majhen temperaturni raztezek. Materiali kot so pyrex, zerodur ali teflon, ki se danes uporabljajo za posode v kuhinji, so bi prvotno razviti za astronomska zrcala.

Debel keramični ali stekleni blok bi bil pretežak in zrcalo bi se zaradi velike teže preveč pobešalo. Primer takih težav je klasično 5-metrsko zrcalo teleskopa na gori Mt. Palomar, ki so ga naredili tik pred drugo svetovno vojno. Zato imajo sodobna zrcala izvotljeno podporno strukturo. Uporabna analogija so železniški mostovi, ki morajo imeti zelo veliko nosilnost. Čeprav smo vsi ponosni na impozantne kamnite loke polne konstrukcije železniškega mostu pri Mostu na Soči, ki so ga naredili na začetku prejšnjega stoletja, so sodobni železniški mostovi votli in sestavljeni iz prepleta kovinskih palic, zato pa mnogo lažji in še vedno dobro nosilni. Moderna zrcala pogosto od zadaj tudi aktivno podpremo, tako da uporabimo motorizirane aktuatorje, s katerimi lahko aktivno spreminjamo njihovo obliko. Pristop poznamo pod imenom aktivna optika (angl. active optics). Tako izravnamo pobese zaradi lastne teže, ki skušajo zrcalo "odpreti", kadar je usmerjeno navpično navzgor, in "zapreti", kadar z njim opazujemo skoraj v vodoravni smeri.

Pri leči ne gre nič od tega. Če bi jo podprli z ene strani, bi s tem zaprli pot svetlobe skozi lečo. Lečo je mogoče opreti le po obodu, pravilnost oblike pa mora držati steklo samo. Žal je steklo le tekočina z zelo veliko viskoznostjo, torej ni preveč odporno na pobešanje. Zato leče dobro delujejo, če so majhne, recimo v mobilnih telefonih ali objektivih fotoaparatov, ne pa v astronomskih teleskopih. Največji refraktor ima premer zbiralne leče 102 cm. To je teleskop Yerkes, ki ga upravlja Univerza v Chicagu, in so ga dokončali leta 1897. Nam bližnja sta teleskopa v Meudonu pri Parizu s premerom leče 83-cm in 77-centimetrski refraktor na observatoriju v Nici[13]. Reflektorji, ki zbirajo svetlobo z zrcali, so lahko mnogo večji. Teleskop podobne velikosti zbiralne

[12]Temperaturno raztezki so pomembni, saj se temperatura v jasni noči neprestano spreminja, od prijetne svežine zvečer do strupenega mraza proti jutru, in to celo poleti.

[13]Refraktor v Nici si je mogoče kot obiskovalec tudi ogledati. Izgleda impresivno. Ker so refraktorji dolge cevi, teleskop zapolnjuje celoten premer ogromne kupole, v kateri stoji. Vsekakor svetujem, da za fotografiranje s seboj vzamete čimbolj širokokoten objektiv!

površine kot refraktor v Nici imamo na Astronomskem observatoriju UL FMF na Golovcu. Veliki reflektorji imajo zrcala s premerom okrog 10 metrov. Na Evropskem observatoriju v Čilu sedaj gradijo teleskop ELT (Extremely large telescope) s premerom zbiralnega zrcala 39 metrov. Ta bo po letu 2028 sposoben zbrati res ogromno svetlobe!

Preden se podrobneje posvetimo astronomskim teleskopom za opazovanja od ultravijolične, preko vidne in infrardeče do radijske svetlobe, še beseda o tistih, s katerimi zbiramo rentgenske in gama žarke, torej svetlobo največjih energij. V tem primeru običajnih zrcal ali leč ne moremo uporabiti, saj se taka svetloba ob skoraj pravokotnem vpadu v snovi takoj absorbira. Izjema je popolni odboj za zrcalu, do katerega pa pride le, če kot med smerjo žarka in odbojno površino zelo majhen, običajno manjši od kotne stopinje. Tak način zbiranja svetlobe imenujemo oplazna optika (angl. grazing incidence optics). Zanjo so značilna zrcala v obliki visokih valjev, katerih premer se proti gorišču počasi manjša. Večkratni popolni odboji svetlobo zberejo v gorišču. Vendar to velja le za svetlobo, ki v sistem vstopa blizu površine valja. Žarki bližje optični osi bi zadeli površino pod prevelikim kotom in bi se absorbirali. Težavo rešimo tako, da uporabimo več valjev vsajenih drug v drugega. Pri energijah gama žarkov ne uporabljamo teleskopa, ki bi jih zbiral v gorišču, ampak le zabeležimo smer njihovega prihoda, navadno z analizo sledi delcev, ki jih sprostijo ob vpadu v snov. Med pomembnimi rentgenskimi teleskopi sta XMM Newton in Chandra, v prihodnosti pa Athena, med teleskopi za gama žarke pa omenimo Swift in Fermi[14].

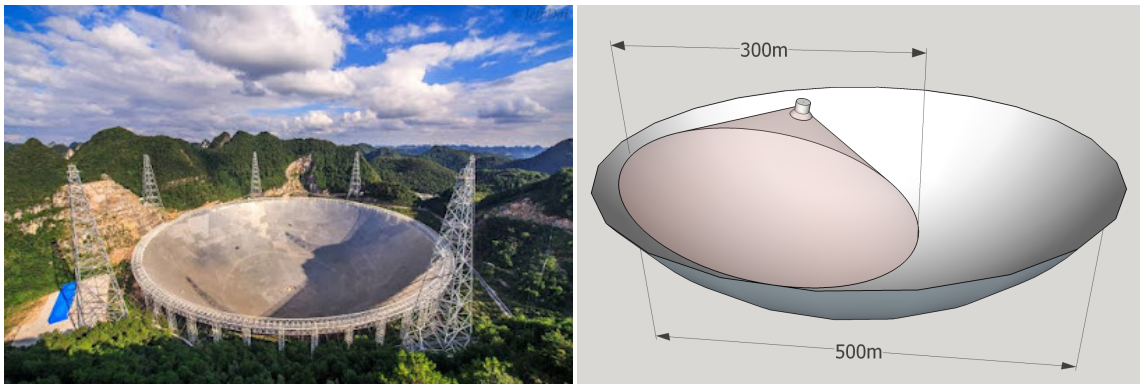
2.3 Astronomski teleskop

Astronomski teleskopi imajo od časov Galileja do danes dolgo zgodovino. Kot zelo berljivo in poučno branje o razvoju teleskopov svetujem knjigo *Stargazer*, ki jo je napisal prijatelj, astronom, optični strokovnjak in popularizator znanosti Fred Watson (2005). Tu bomo govorili o teleskopih, ki zbirajo svetlobo z zrcalom, torej reflektorjih.

Vboklo zrcalo zbere žarke iz svetila na razdalji a v gorišču, ki je na razdalji b od temena zrcala. Če je svetilo zmaknjeno z optične osi zrcala, tako da oklepa z optično osjo v temenu zrcala določen kot, je tudi njegova slika gledano s temena zmaknjena z optične osi za enak kot. Tako nam vboklo zrcalo da slike objektov na nebu, ki pa so obrnjene: objekti nad optično osjo po odboju končajo pod osjo in obratno. Slike so nanizane v ravnini pred zrcalom. Zvezde, planeti itd. so seveda zelo daleč v primerjavi z goriščno razdaljo zrcala, zato slike nastanejo v goriščni ravnini na razdalji f pred zrcalom. Če bi v to ravnino postavili detektor za svetlobo, npr. fotografski film, bi nam ta zabeležil sliko neba. V vidni svetlobi tak način, ki mu pravimo slikanje v primarnem gorišču, redko uporabljamo. Problem je zlasti v tem, da je pri taki postavitvi detektor svetlobe pred zrcalom in neposredno v vpadnem snopu svetlobe, ki jo zbiramo z zrcalom. Kot detektor svetlobe filma ne uporabljamo več. Za beleženje svetlobe uporabimo digitalni detektor CCD (angl. CCD detector), ki ga je treba hladiti, to pa povzroča mešanje zraka in se tako težko izognemo migotanju zraka pred zrcalom, kar zmanjšuje kvaliteto dobljenih slik. Pogosto zbrane svetlobe tudi ne zabeležimo kot preprosto sliko, ampak jo najprej modificiramo. Ustrezne naprave, na primer spektrografi, so lahko zelo velike in jih ni mogoče namestiti v goriščno ravnino zrcala, saj bi nam pokrile precejšen del vpadne svetlobe. Rešitev za opazovanja v vidni svetlobi bomo opisali spodaj, tu le omenimo, da opazovanje z enim samim vboklim zrcalom uporabljajo teleskopi za beleženje radijskih valov iz vesolja. Njihov izgled je podoben kot pri krožniku za satelitsko televizijo, le da so mnogo večji in tako lahko zaznajo precej šibkejše signale. Največji je krožnik radijskega teleskopa FAST (Five-hundred-meter Aperture Spherical Telescope), ki ima premer 500 metrov in je postavljen 80 km južno od mesta Guiyang na jugu Kitajske.

Ker zbrane svetlobe nočemo beležiti v goriščni ravnini zbiralnega zrcala, jo moramo preusmeriti vstran. Že Isaac Newton je uporabil ravno zrcalce, nagnjeno za 45° glede na optično os, ki ga je postavil pred gorišče primarnega zrcala. Tako rešitev imenujemo Newtonov teleskop (angl. Newton telescope). Danes jo redko uporabljamo, saj nastane slika daleč nad zbiralnim zrcalom. Ker so instrumenti za analizo in beleženje svetlobe pogosto relativno težki in je ročica razdalje do zbiralnega zrcala dolga, je težko zagotoviti potrebno togost celotne konstrukcije.

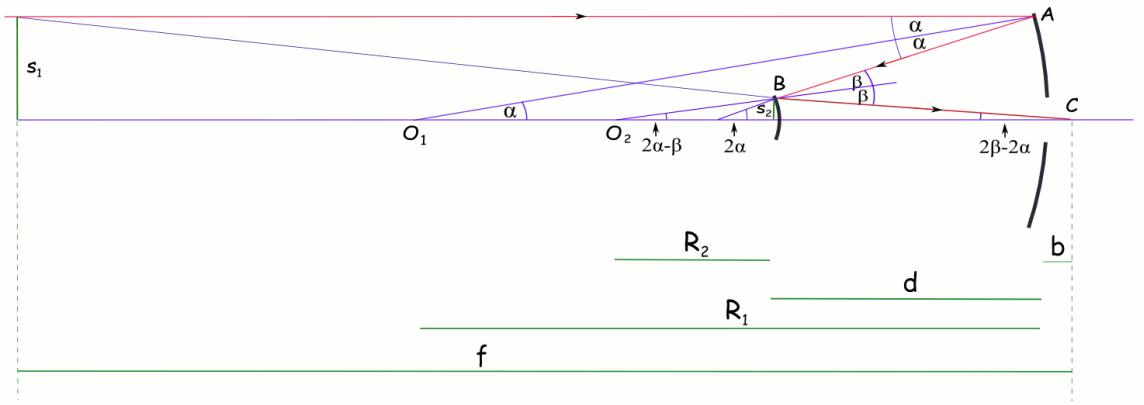
[14] XMM-Newton: https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton, Chandra: https://www.nasa.gov/mission/chandra-x-ray-observatory/, Athena: https://www.cosmos.esa.int/web/athena, Swift: https://swift.gsfc.nasa.gov/, Fermi: https://fermi.gsfc.nasa.gov/.



Slika 2.3: Radijski teleskop FAST ima krožnik s premerom 500 m, vendar vedno opazuje z odprtino, ki ima premer le 300 m. Drugi manjši teleskopi imajo nagibne krožnike in zato z njimi lahko opazujejo tudi blizu obzorja.

2.4 Cassegrainov teleskop

Cassegrainov teleskop (angl. Cassegrain telescope) in njegove izpeljanke so danes v astronomiji daleč najpogostejša vrsta teleskopa. Svetlobo zbira z vboklim zrcalom. Pred goriščno ravnino tega (primarnega) zrcala pa stoji drugo (sekundarno) izboklo zrcalo. Svetlobo odbije nazaj proti primarnemu zrcalu, ki ima ob osi izvrtano luknjo, tako da se svetloba dokončno zbere v ravnini, ki je za primarnim zrcalom. Tako sta si primarno zrcalo in grozd analizatorjev in detektorjev blizu, torej ni problemov s togostjo konstrukcije, teleskop pa je zato tudi krajši, kot bi bil, če bi uporabili primarno gorišče ali teleskop Newtonovega tipa. Tudi hlajenje, električni vodi, itd. so speljani za hrbtom primarnega zrcala in ne motijo svetlobe, ki jo to zbira. Kot bomo razložili spodaj, je v tem primeru nujno uporabiti izboklo sekundarno zrcalo, saj bi bilo ravno zrcalo preveliko in bi zato pokrilo preveč svetlobe, ki vpada na primarno zrcalo.



Slika 2.4: Shematična pot žarka, ki vstopa vzporedno z optično osjo, skozi Cassegrainov teleskop. Žarek se najprej odbije na primarnem zrcalu (A), nato na sekundarnem (B) in končno doseže gorišče (C) za primarnim zrcalom.

Slika 2.4 povzema geometrijsko situacijo pri prehod žarka, ki vpada vzporedno z optično osjo, skozi Cassegrainov teleskop. Najprej se odbije na vboklem primarnem zrcalu (A), nato na izboklem sekundarnem (B) in končno skozi luknjo v sredini primarnega zrcala doseže gorišče v točki C. Pri tem sta kota vpada glede na pravokotnico na zrcalo enaka α in β. Za žarek, ki bi vstopal poševno glede na optično os, bi bila situacija podobna, gorišče pa bi dosegel v goriščni ravnini, ki je pravokotna na optično os in gre skozi točko C. Krivinska radija zrcal sta R_1 in R_2, razdalja med zrcaloma pa d. Gorišče C je na razdalji b za primarnim zrcalom. Žarek se odbije v točkah A in B, ki sta na razdalji s_1 in s_2 od optične osi. Če je narisani žarek tisti, ki se odbije prav na robu

obeh zrcal, velja $s_1 = D_1/2$ in $s_2 = D_2/2$, kjer sta D_1 in D_2 premera primarnega in sekundarnega zrcala. Žarki se po prehodu skozi Cassegrainov teleskop zberejo v gorišču, celotni optični sistem pa bi lahko nadomestili z eno samo zbiralno lečo, ki bi bila postavljena na razdalji f pred goriščem. Razdaljo f imenujemo efektivna goriščna razdalja sistema.

S slike 2.4 razberemo nekaj geometrijskih zvez, pri čemer upoštevamo, da so vsi koti majhni. Torej računamo v okviru geometrijske optike prvega reda

$$2\beta - 2\alpha = s_1/f,\ \alpha = s_1/R_1,\ 2\alpha - \beta = s_2/R_2,\ 2\alpha = s_2/(R_1/2 - d). \tag{2.4}$$

Pri zadnji zvezi smo upoštevali, da je gorišče primarnega zrcala oddaljeno polovico njegovega krivinskega radija. Z deljenjem prvih dveh enačb dobimo izraz za razmerje β/α, ki ga nato vstavimo v kvocient tretje in četrte enačbe. Po preurejanju in ob upoštevanju zvez $f_1 = R_1/2$ in $f_2 = -R_2/2$ dobimo končni izraz

$$f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d}. \tag{2.5}$$

Preostane še, da izračunamo razdaljo b med zrcalom in položajem goriščne ravnine. Zanima nas tudi razmerje premerov obeh zrcal: $D_2/D_1 = s_2/s_1$. Iz podobnih trikotnikov razberemo $s_1/f = s_2/(d + b)$, $s_1/f_1 = s_2/(f_1 - d)$. Tako sledi

$$D_2/D_1 = 1 - d/f_1 \tag{2.6}$$

in

$$b = f - d(1 + f/f_1). \tag{2.7}$$

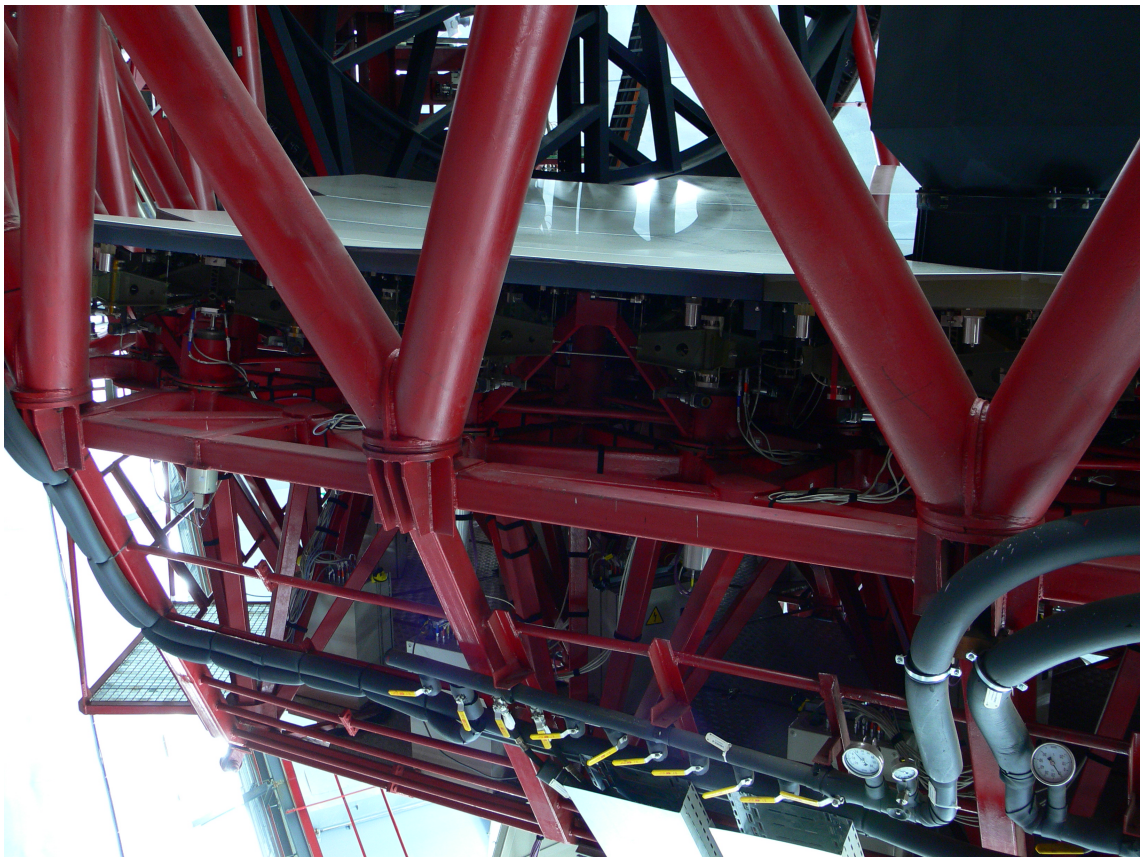
Kot primer sestavimo Cassegrainov teleskop, ki bo imel efektivno goriščno razdaljo $f = 2000$ mm in primarno zrcalo z goriščno razdaljo $f_1 = 400$ mm in premerom $D_1 = 200$ mm. Gorišče naj bo na razdalji $b = 150$ mm za primarnim zrcalom. Iz zadnje enačbe razberemo, da mora biti razdalja med zrcaloma enaka $d = 308$ mm in da je razmerje premerov obeh zrcal enako $D_2/D_1 = 0{,}23$. Obračanje enačbe za efektivno goriščno razdaljo nam da še goriščno razdaljo sekundarnega zrcala: $f_2 = f(d - f_1)/(f - f_1) = -115$ mm. Sekundarno zrcalo je izboklo, zato je njegova goriščna razdalja negativna, njegov krivinski radij pa je enak 229 mm.

Zgornji primer nazorno kaže prednosti Cassegrainovega designa. Teleskop je v resnici precej kompakten. Njegova dolžina je enaka vsega $d + b = 458$ mm, obnaša pa se kot leča z dvometrsko efektivno goriščno razdaljo. Če bi v teleskopu svetlobo resnično zbirali z lečo, bi imeli opravka z dvometrskim „kanonom“, ki bi se seveda zvijal, pobešal, imel velik vztrajnosni moment, itd. Namesto tega je teleskop relativno kratek, trden, krajši od pol metra in s premerom 20 cm. Seveda je treba te prednosti plačati. Sekundarno zrcalo pokrije del primarnega zrcala, zato teleskop zbere manj svetlobe, kot bi je sicer. Vendar izgube niso prevelike. Ploščina kroga sekundarnega zrcala je enaka $\pi(D_2/2)^2$, ploščina kroga primarnega zrcala pa $\pi(D_1/2)^2$. Torej je delež izgubljene svetlobe enak $(D_2/D_1)^2 = 0{,}23^2 = 0{,}053$. Petodstotno izgubo je zaradi odličnih lastnosti takega kompaktnega sistema seveda mogoče tolerirati. K majhnosti sekundarnega zrcala odločilno prispeva njegova izboklost. Pri ravnem sekundarnem zrcalu bi veljalo $f = f_1$, $2d + b = f = f_1$ in $D_2/D_1 = (d + b)/(2d + b)$. Torej bi za $f_1 = 400$ mm dobili $d = (f_1 - b)/2 = 125$ mm in $D_2/D_1 = 0{,}69$. Teleskop z dolžino $d + b = 275$ mm bi imel efektivno goriščno razdaljo 400 mm, vendar bi sekundarno zrcalo pokrilo skoraj pol svetlobe ($0{,}69^2 = 0{,}47$). Vsekakor dober dokaz, da potrebujemo izboklo sekundarno zrcalo.

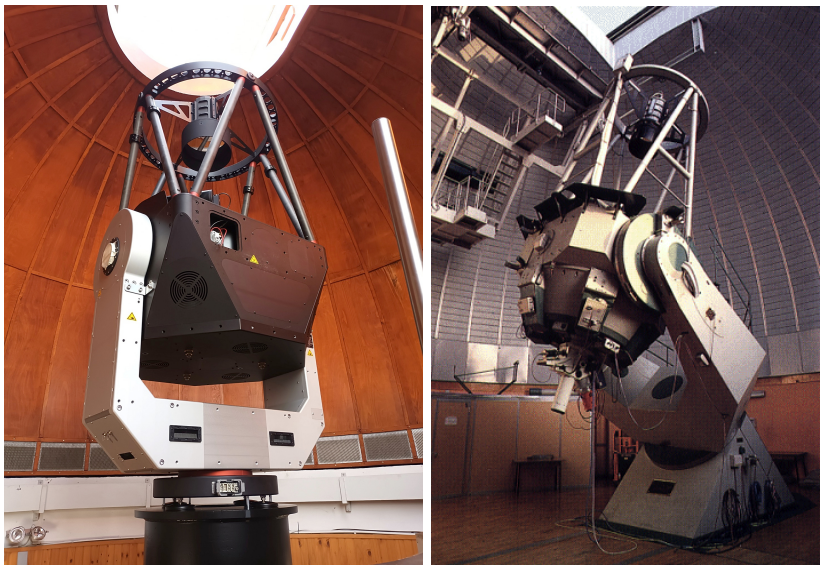
Zgornji primer lahko skaliramo na večji teleskop, npr. tako da milimetre spremenimo v centimetre. Tako se pogovarjamo o 2-metrskem teleskopu, ki ima efektivno goriščno razdaljo 20 metrov, vendar je dolg vsega 4,6 metra. Take še vedno zmerne mere prispevajo k dejstvu, da je danes vsaj 90% profesionalnih astronomskih teleskopov prav Cassegrainovega tipa. Slika 2.6 kaže dva primera postavitev, ki omogočata, da teleskop usmerimo v željeno smer in nato med opazovanjem določenega objekta sledimo navideznemu vrtenju neba.

Enačba 2.5 velja tudi za dve leči. Pove nam vrednost efektivne goriščne razdalje, če sta leči na medsebojni razdalji d. Posebni primer je popravljanje človeškega vida s kontaktnimi lečami oziroma očali. Vsaj v prvem primeru lahko privzamemo, da je kontaktna leča na samem očesu, torej je $d = 0$. To pomeni, da je vsota obratnih vrednosti goriščnih razdalj očesa (f_{oko}) in kontaktne leče ($f_{\text{kontaktna leca}}$) enaka obratni vrednosti efektivne razdalje (f), ki jo lahko izrazimo z enačbo leče (2.1)

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{\text{oko}}} + \frac{1}{f_{\text{kontaktna leca}}} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}. \tag{2.8}$$



Slika 2.5: Gran Telescopio Canarias je Cassegrainovega tipa. S primarnim zrcalom s premerom 10,4 metra je trenutno največji na svetu. Slika kaže primarno zrcalo v profilu. Tanka aliminijasta odbojna prevleka je naparjena na stekleno-keramično podlogo iz zerodurja, ki jo od spodaj podpirajo aktuatorji. Ti z vijaki, ki jih vrtijo motorji z optičnimi enkoderji, lahko spreminjajo obliko zrcala. Aktivno prilagajanje oblike zrcal idealni vnaprej izračunani obliki pravimo tudi aktivna optika (angl. active optics). Na desni strani zrcala vidimo temen stolp, ki obdaja središčno luknjo, skozi katero vstopa svetloba odbita od sekundarnega zrcala, nato pa se zbere v gorišču za primarnim zrcalom. Foto avtor.



Slika 2.6: Postavitve teleskopov. Levo je altazimutalna postavitev teleskopa AZ800 na Astronomskem observatoriju UL FMF na Golovcu. Teleskop se vrti okoli vodoravne (višinske - h - altitude) in navpične (azimutalne - A) osi. Med sledenjem navideznemu vrtenju neba moramo neenakomerno sukati obe osi, vrti pa se tudi slika v gorišču teleskopa. Zato pa so sile na konstrukcijo vedno usmerjene vzdolž ene od osi, torej se konstrukcija ne zvija. Desno je 1,8-metrski teleskop na observatoriju Asiago (Italija), ki je primer ekvatorialne postavitve. Tu je ena od osi usmerjena proti nebesnemu polu, zasuk okoli nje spreminja časovni kot (H), medtem ko je zasuk okoli pravokotne osi povezan z deklinacijo (δ). Sledenje pri ekvatorialni nastavitvi zahteva le enakomerno vrtenje okoli polarne osi, zato pa so sile na vilice v spremenljivih smereh, kar povzroča zvijanje konstrukcije. Definicije in zveze med azimutom, višino, deklinacijo in časovnim kotom bomo vpeljali v poglavju 3.

Okulisti obratni vrednosti goriščne razdalje, ki je izražena v metrih, rečejo dioptrija (angl. dioptre), kar je praktično, saj se po zapisani enačbi dioptrije seštevajo. Dioptrija zdravega očesa, ki gleda oddaljen predmet, je enaka 60, od tega roženica prinese 40, očesna leča pa 20. Torej nastane slika na mrežnici, ki je na razdalji $b = \frac{1}{60}$ m za očesno lečo. Če gledamo bližnji predmet na razdalji a, bo slika na enako oddaljeni mrežnici ostra, če ima oko krajšo goriščno razdaljo. To naredimo tako, da z mišicami stisnemo očesno lečo, ki pri tem nabrekne. Pri starosti 25 let lahko dioptrijo očesa s 60 povečamo na 70, torej lahko izostrimo predmete, ki so vsaj 10 cm daleč. Starejši od 60 let so sposobni le še prilagoditve za 1 dioptrijo, torej s 60 na 61, in so zato sposobni izostriti predmet, ki je oddaljen vsaj en meter. Pogosto pa so kratkovidni, torej ne morejo izostriti oddaljenih predmetov. Za oddaljeno in/ali bližnje gledanje pomagajo očala ali kontaktne leče, katerih dioptrijo podaja enačba 2.8.

2.5 Zbiralna moč, velikost in svetlost slike, globinska ostrina

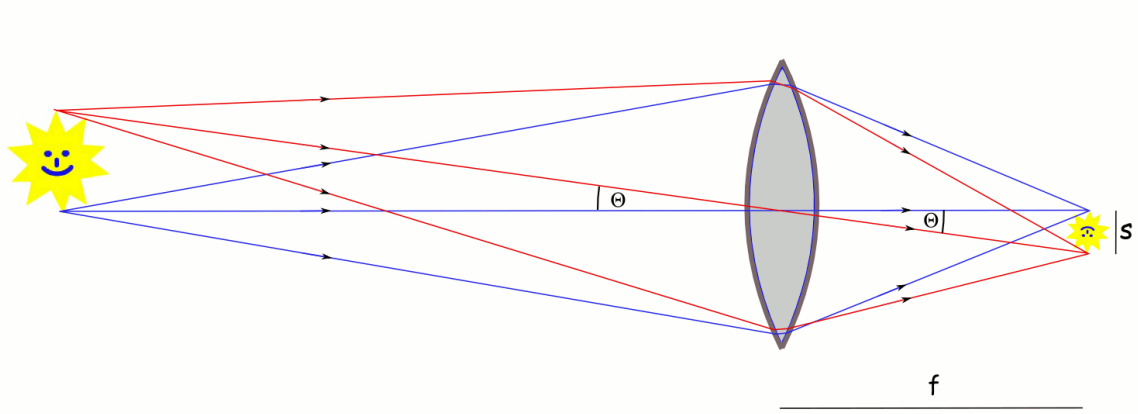
Sestava optičnega sistema, kot je zgoraj opisani Cassegrainov teleskop, je dokaj zapletena. Svetloba se odbija na primarnem, sekundarnem zrcalu in morda pri bolj kompliciranih teleskopih še na kakšnem. Vse te optične površine morajo biti seveda tudi poravnane in na pravilnih medsebojnih položajih. Celotna slika je za uporabnika precej zapletena, obenem pa ga te podrobnosti v resnici ne zanimajo. Astronom želi o teleskopu vedeti le dva podatka, ostalo prepusti optikom, ki so teleskop naredili. Ta dva podatka sta teleskopov premer (angl. telescope diameter) D zbiralne površine primarnega zrcala ter efektivna goriščna razdalja (angl. focal length) sistema f. Včasih je koristno uporabiti tudi njun kvocient, ki mu pravimo goriščno razmerje (angl. focal ratio) $F = f/D$. Količini f in D imata obe enoto dolžine, njuno razmerje F pa je brez enot. Tako se bo katerakoli količina brez enot, ki jo bomo slišali navedeno kot osnovno lastnost astronomskega teleskopa ali fotografskega objektiva, nanašala na goriščno razmerje. Zapisi F8, f8, f/8, f:8, F=8, f=8 tako pomenijo isto, namreč da je vrednost goriščnega razmerja enaka osem.

Pogosto bomo v prvi sapi omenili le vrednost ene od teh količin. Ko bo astronom govoril o tem, da je opazoval z 2-metrskim teleskopom, bo to pomenilo, da je tak premer D zbiralne površine. Nasprotno bo fotograf omenil, da je sliko naredil s 300-milimetrskim objektivom. V tem primeru je taka vrednost efektivne goriščne razdalje f. Razlika je posledica osnovnih lastnosti optičnega sistema, ki je za posamezno rabo najpomembnejša.

Premer zbiralne površine D določa, koliko svetlobe bo zbral teleskop. Svetloba, zbrana v določenem času, je sorazmerna s ploščino zbiralne površine, torej z D^2. Dvometrski teleskop zbere v enakem času štirikrat več svetlobe od enometrskega, torej lahko enourno ekspozicijo na metrskem teleskopu primerjamo s 15-minutno na dvometrašu. Količina svetlobe, torej število zbranih fotonov z določenega objekta, je za astronoma najpomembnejša. Objekti v vesolju so pogosto tako daleč, da uspemo celo z velikimi teleskopi zbrati le po kak foton na sekundo na opazovani interval valovne dolžine. Tako je potrebni ekspozicijski čas dolg, pogosto okrog ene ure, in bi uporaba manjšega premera zbiralne površine zahtevala nepraktične mnogourne čase osvetlitve.

Efektivna goriščna razdalja f določa, kako veliko sliko nam bo dal teleskop. S slike 2.7 razberemo, da je velikost slike s enaka $s = f\Theta$, kjer je Θ zorni kot, pod katerim vidimo oddaljeni objekt. Enačba velja le za objekte, ki so mnogo dlje od velikosti goriščne razdalje f, kar je v astronomiji seveda vedno res. Velikost slike torej ni odvisna od premera zbiralne površine, ampak le od velikosti efektivne goriščne razdalje. Velikost slike je zelo pomembna pri fotografiji, zato tudi fotografi kot osnovno lastnost objektiva podajajo velikost njegove efektivne goriščne razdalje. Detektor, s katerim beležimo svetlobo, je v vsakem primeru enak, vendar bo širina pogleda odvisna od objektiva: objektiv s kratko goriščno razdaljo, recimo velikosti 16 mm, nam bo dal majhno sliko fotografiranega objekta. Povedano drugače, z detektorjem bomo objeli širok pogled. Torej 16-mm objektivu pravimo širokokotni. Slika bo pri 50 mm objektivu že večja, objektiv bo imel manjšo velikost zornega polja. Na drugi strani pa nam 300 mm objektiv da relativno veliko sliko celo za kotno majhne objekte. Torej vidimo npr. podrobnosti na zgradbi oddaljene planinske koče. To prednost plačamo z relativno ozkim zornim kotom pogleda. Za 300 mm objektiv torej rečemo, da je to teleobjektiv.

Povedano ilustrirajmo z astronomskim zgledom. Imejmo 80-cm teleskop z goriščnim razmerjem $F = 7$, svetlobo pa zbiramo s kvadratnim detektorjem s stranico 36 mm, ki ga sestavlja 4000×4000 za svetlobo občutljivih točk. Približno take so lastnosti teleskopa in enega od detektorjev na

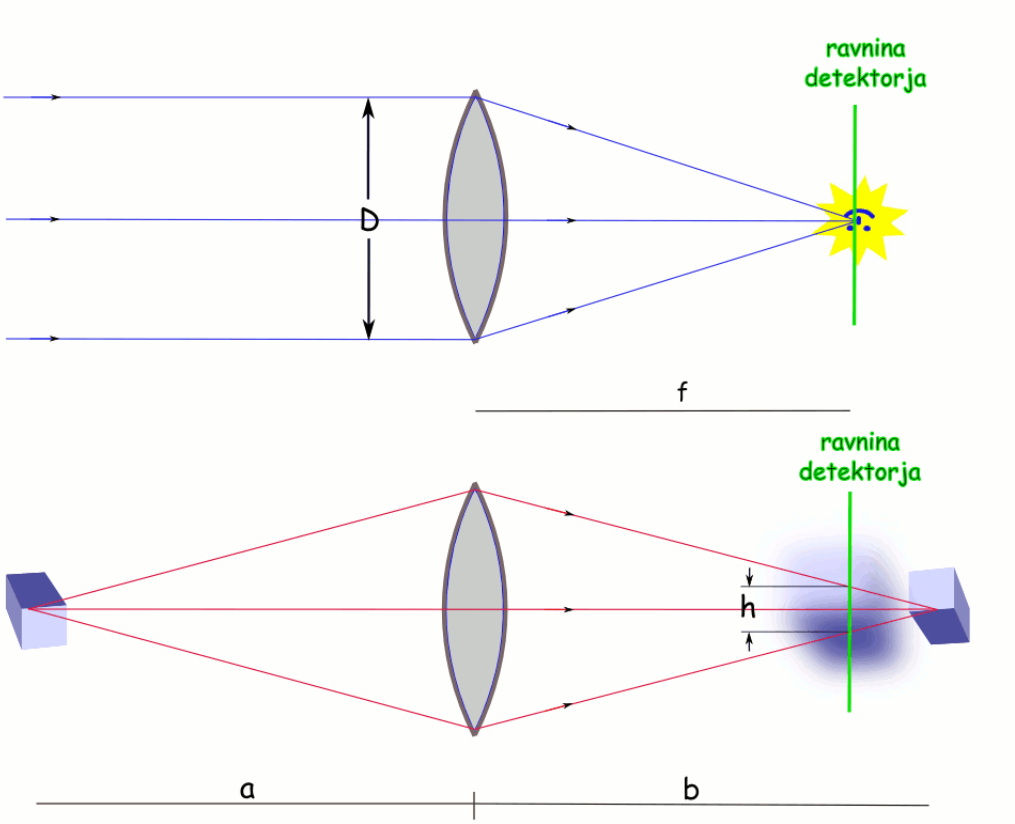


Slika 2.7: Velikost slike zelo oddaljenega objekta je odvisna le od njegovega zornega kota Θ in efektivne goriščne razdalje sistema f. Slika ni risana v merilu, saj bi moralo biti Sonce bistveno bolj oddaljeno, tako da bi morali biti vsi žarki iste barve levo od leče vzporedni.

Astronomskem observatoriju na Golovcu. Izračunamo, da je goriščna razdalja takega teleskopa enaka $f = F\,D = 5{,}6$ m. Torej na nebu detektor pokrije kot $\Theta = s/f = 0{,}036$ m / 5,6 m = 0,0064 radiana = $0.0064 \cdot 180^o/\pi = 0{,}37^o$. Na detektor bomo torej spravili skoraj celotno sliko pol stopinje velike lune. Posamezna točka detektorja pokrije kot $0{,}37^o/4000 = 0{,}000092^o = 0{,}33$". V dobrih opazovalnih razmerah torej razmazanost slike zaradi migotanja atmosfere, ki dosega 1", pokrivajo po tri točke detektorja, kar je blizu optimalni rešitvi. Če bi enak detektor uporabili s 400 mm objektivom, bi slika zajemala 14-krat širši pogled (5^o), vendar bi tudi vsaka točka detektorja pokrila kot 4,6", kar je precej grobo vzorčenje.

Naslednja zanimiva lastnost je svetlost slike. Ta je sorazmerna s svetlobnim tokom, ki osvetljuje posamezno točko detektorja. Očitno je sorazmerna s svetlobno zbiralno močjo teleskopa (sorazmerna z D^2) in obratno sorazmerna s površino slike, na katero teleskop razporedi to svetlobo. Slednja je sorazmerna z $s^2 = (f\Theta)^2$, torej sorazmerna z f^2, saj zornega kota slikanega objekta (Θ) s teleskopom ne moremo spreminjati. Tako je svetlost slike sorazmerna z $D^2/f^2 = 1/F^2$. Torej vrednost goriščnega razmerja (F) neposredno določa svetlost slike. Vrednost goriščnega razmerja pogosto spreminjamo v fotografiji, namesto velikosti goriščne razdalje namreč odpiramo oziroma zapiramo zaslonko, torej premer zbiralne površine D. Tako bo slika pri goriščnem razmerju F/16 temnejša kot pri razmerju F/11. Vrednosti goriščnega razmerja so pogosto označene vzdolž oboda objektiva ali v menuju fotoaparata. Beremo: 2; 2,8; 4; 5,6; 8; 11; 16; 22. Odkod take oznake, zakaj ne piše recimo 2; 4; 6; 8; ... ? Razlog spoznamo, če zapisane številke kvadriramo: 2^2, $2{,}8^2$, 4^2, $5{,}6^2$, 8^2, 11^2, 16^2, 22^2. Kalkulator nam pokaže, da je sedaj vsaka naslednja številka dvakrat večja od prejšnje. In ker je svetlost slike obratno sorazmerna s kvadratom goriščnega razmerja, bo slika pri zaslonki F/11 dvakrat svetlejša kot pri zaslonki F/16, ta pa še dvakrat svetlejša kot pri zaslonki F/22. Temnejšo sliko lahko seveda popravimo z daljšim ekspozicijskim časom. Zakaj sploh pa bi manjšali velikost vpadne odprtine oziroma „zapirali zaslonko"? Morda je sneg na sončen zimski dan enostavno presvetel celo za najkrajši dostopni ekspozicijski čas. Še en razlog bi bil, da želite narediti posnetek z dolgo osvetlitvijo ter tako doseči, da bo voda v potoku dobila gladek kremast izgled. Našteto sodi med možne izjeme, najpogostejša motivacija za spreminjanje velikosti vhodne odprtine pa je drugje.

Z zapiranjem zaslonke, torej večanjem goriščnega razmerja F, dosežemo, da je globinska ostrina (angl. depth of field) fotografije primerna. Fotograf namreč pogosto slika predmete, ki so zelo različno oddaljeni od fotoaparata in želi, da bi bile njihove slike na fotografiji ostre (ali pa tudi ne). Vzemimo, da imamo fotoaparat izostren na zelo oddaljene objekte, torej je ravnina svetlobnega detektorja na efektivni goriščni razdalji f za objektivom (slika 2.8). Če z enako postavitvijo slikamo bližnji objekt na razdalji a, bo njegova slika neostra, saj bi dobili ostro sliko šele na razdalji b za objektivom. Velikost „zmazka" je enaka h. S podobnimi trikotniki ugotovimo, da je $D/b = h/(b-f)$, medtem ko nam enačba leče (ki je enaka enačbi 2.1 vboklega zrcala) da $1/a + 1/b = 1/f$. Iz prve enačbe izrazimo $h = D(1 - f/b)$. Ko $1/b$ izrazimo iz enačbe leče,



Slika 2.8: Skica k izpeljavi globinske ostrine. Če imamo fotoaparat izostren na zelo oddaljene objekte (zgoraj), je slika bližnjih objektov neostra (spodaj). Velja pa tudi obratno.

dobimo po preurejanju $h = Df/a$, oziroma

$$h = \frac{f^2}{aF}, \tag{2.9}$$

kjer smo premer vhodne odprtine izrazili z goriščnim razmerjem F. Dopustno velikost razmazanosti h nam določa velikost točk našega detektorja. Vidimo pa, da je pri fiksni goriščni razdalji slika bolj ostra ob večjem goriščnem razmerju F. Obenem so problemi z globinsko ostrino prisotni predvsem pri teleobjektivih (velika vrednost f) ter če slikamo bližnje objekte (majhen a). Na koncu omenimo, da je velika globinska ostrina včasih zaželena, drugič pa pač ne. Če slikamo rožo ali delamo portret, bo kar prav, da je ozadje zamazano, saj tako osrednji motiv pride bolje do izraza (slika 2.9). Tako pri dani goriščni razdalji bolj odpremo zaslonko (in tako zmanjšamo F). Ker v fotoaparat ob manjšem F in zato večjem D pride več svetlobe, moramo tudi skrajšati čas osvetlitve.

Globinska ostrina je pomembna v fotografiji, ne pa v astronomiji. Tam so vsi objekti praktično neskončno daleč, zato je tudi globinska ostrina posnetka lahko izjemno slaba. Za Cassegrainov teleskop, ki smo ga omenili zgoraj ($D = 0{,}8$ m, $F = 7$, $f = 5{,}6$ m) bo razmazanost h enaka velikosti točke detektorja (9 mikrometrov $= 9 \cdot 10^{-6}$ m) pri razdalji $a = 500$ km! Torej se ni čuditi, da je s takim teleskopom težko posneti silhueto aviona ali ptiča, ki leti pred sliko polne lune. Obenem pa bo morebitna veja drevesa, ki nam bo napoti pri opazovanju, le vzela nekaj svetlobe, nikakor pa na posnetku ne bo dala ostre sence.

2.6 Kotna ločljivost teleskopa

Kotna ločljivost (angl. angular resolution) teleskopa, to je zmožnost, da z njim razločimo zelo majhne kotne podrobnosti, ni omejena z drobnostjo točk detektorja. Če bi bilo to res, bi z de-

Tabela 2.1: Teleskopi za opazovanja v vidni in infrardeči svetlobi z največjimi zbiralnimi površinami.

D (m)	Ime teleskopa	Opazovališče	Deluje od	Opis
39,0	Extremely Large Telescope (ELT)	Cerro Armazonas, Čile	$\sim$ 2028	[1]
25,4	Giant Magellan Telescope (GMT)	Las Campanas Observatory, Čile	$\sim$ 2030+	[2]
10,4	Gran Telescopio Canarias (GTC)	La Palma, Kanarski otoki	2007	[4]
10,0	Keck I in II (dva teleskopa)	Mauna Kea, Havaji	1993-96	[5]
9,2	Southern African Large Telescope (SALT)	Sutherland, Južna Afrika	2005	[3]
9,1	Hobby-Eberly Telescope (HET)	Mount Locke, Teksas	1997	[6]
8,4	Large Binocular Telescope (LBT) (2 teleskopa)	Mount Graham, Arizona	2004	[7]
8,4	Vera Rubin Telescope (prej LSST)	The Cerro Pachón (CTIO), Čile	2025	[8]
8,3	Subaru Telescope	Mauna Kea, Havaji	1998	[9]
8,2	Very Large Telescope (VLT, 4 teleskopi)	Cerro Paranal, Čile	2000	[10]
8,1	Gemini North	Mauna Kea, Havaji	1999	[11]
8,1	Gemini South	Cerro Pachón, Čile	2000	[12]
6,5	James Web Space Telescope (JWST)	$1{,}5 \cdot 10^6$ km od Zemlje proč od Sonca	2022	[13]
6,5	Magellan Telescopes (dva teleskopa)	Las Campanas, Čile	2002	[14]
6,5	Multi-Mirror Telescope (MMT)	Mount Hopkins, Arizona	1979	[15]
6,0	Big Telescope Altazimuth (BTA-6)	Mount Pastukhov, Rusija	1976	[16]
5,1	Hale Telescope	Mount Palomar, Kalifornija	1948	[17]
4,9	LAMOST Telescope	Beijing Astron. Obs., Kitajska	2008	[18]
4,3	Lowell Discovery Telescope	Lowell Obs., Arizona	2012	[19]
4,2	William Herschel Telescope (WHT)	La Palma, Kanarski otoki	1987	[20]
4,1	SOAR	Cerro Pachón (CTIO), Čile	2002	[21]
4,1	VISTA	Cerro Paranal, Čile	2009	[22]
4,0	Victor M. Blanco Telescope	Cerro Tololo, Čile	1976	[23]
4,0	Nicolas U Mayall Telescope	Kitt Peak, Arizona	1973	[24]
4,0	Daniel K Inouye Solar Telescope	Haleakala Obs., Havaji	2019	[25]
3,9	Anglo-Australian Telescope (AAT)	Australian Astr. Obs., Avstralija	1974	[26]
3,8	UK Infrared Telescope (UKIRT)	Mauna Kea, Havaji	1979	[27]
3,7	AEOS Telescope	Maui Optical Station, Havaji	1996	[28]
3,6	Devasthal Optical Telescope	Nainital, Indija	2018	[29]
3,6	New Technology Telescope (NTT)	La Silla, Čile	1989	[30]
3,6	Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT)	Mauna Kea, Havaji	1979	[31]
3,6	European Southern Observatory 3.6-m	La Silla, Čile	1977	[32]
3,5	Telescopio Nazionale Galileo (TNG)	La Palma, Kanarski otoki	1997	[33]

[1] https://www.eso.org/sci/facilities/eelt, [2] https://www.gmto.org, [3] http://www.gtc.iac.es, [4]https://www.keckobservatory.org, [5] https://www.salt.ac.za, [6] https://www.as.utexas.edu/mcdonald/het, [7] https://www.lbto.org, [8] https://www.lsst.org, [9] https://www.naoj.org, [10] https://www.eso.org/public/teles-instr/paranal, [11] https://www.gemini.edu, [12] https://www.gemini.edu, [13] https://www.jwst.nasa.gov, [14] https://obs.carnegiescience.edu/Magellan, [15] https://www.mmto.org, [16] https://w0.sao.ru/Doc-en/Telescopes/bta/descrip.html, [17] https://sites.astro.caltech.edu/palomar/about/telescopes/hale.html, [18] https://www.lamost.org/public/?locale=en, [19] https://lowell.edu/research/telescopes-and-facilities/ldt/, [20] https://www.ing.iac.es/astronomy/telescopes/wht/, [21] https://noirlab.edu/public/programs/ctio/soar-telescope/, [22] https://www.eso.org/sci/facilities/paranal/telescopes/vista.html, [23] https://noirlab.edu/public/programs/ctio/victor-blanco-4m-telescope/, [24] https://noirlab.edu/public/programs/kitt-peak-national-observatory/nicholas-mayall-4m-telescope/, [25] https://nso.edu/telescopes/dki-solar-telescope/, [26] https://aat.anu.edu.au/about-us/AAT, [27] https://about.ifa.hawaii.edu/ukirt/, [28] https://en.wikipedia.org/wiki/3.67_m_Advanced_Electro_Optical_System_Telescope, [29] https://www.aries.res.in/facilities/astronomical-telescopes/360cm-telescope, [30] https://www.eso.org/public/teles-instr/lasilla/ntt/, [31] https://www.cfht.hawaii.edu/, [32] https://www.eso.org/public/teles-instr/lasilla/36/, [33] https://www.iac.es/en/observatorios-de-canarias/telescopes-and-experiments/telescopio-nazionale-galileo.

Slika 2.9: Fotografija rože je mnogo lepša, če je ozadje zamegljeno. Torej je zaslonka (D) odprta, goriščno razmerje ($F = f/D$) majhno in zato je majhna tudi globinska ostrina. Lilija na gori Cintu na Korziki, osvetlitev 1/400 s, F=5,6, f =35 mm (za 35 mm detektor), točkovno ostrenje. Foto avtor.

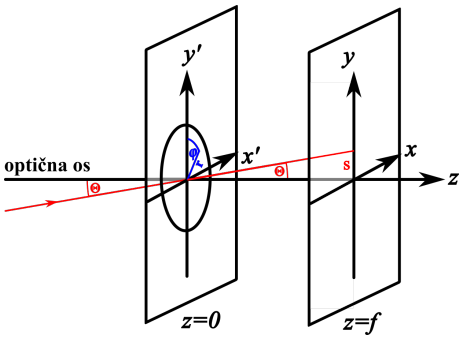
tektorjem z zelo majhnimi točkami v kombinaciji s teleskopom z zelo veliko efektivno goriščno razdaljo lahko naredili izjemno podrobno sliko. Preveč drobne točke niso dobra izbira, ampak velikost točk prilagajamo drugim omejitvam. Teleskop smo se potrudili dobro sfokusirati, vseeno pa vsa svetloba oddaljenega točkastega objekta zaradi napak geometrijske optike ne konča v isti točki goriščne ravnine. Poleg teh napak so realne omejitve tudi posledica valovne narave svetlobe in motenj zaradi prehoda svetlobe skozi Zemljino atmosfero.

2.6.1 Napake geometrijske optike

Vesoljski objekti so mnogo mnogo dlje od velikosti zbiralne površine ali goriščne razdalje teleskopa. Torej po enačbi 2.1 sklepamo, da slika nastane v goriščni ravnini teleskopa z efektivno goriščno razdaljo f. Vsi žarki z dane točke objekta prihajajo v teleskop kot vzporedni snop, ki je za kot Θ nagnjen na optično os, optični sistem pa jih zbere v točki goriščne ravnine, ki je oddaljena $s = f \tan\Theta$ od optične osi (slika 2.7). Vzporednemu snopu žarkov ustrezajo ravne valovne fronte. Naloga optičnega sistema je, da te ravne valove preoblikuje v krogelno valovanje, tako da se vsi žarki kot radialne strelice zberejo v eni sami točki. Posebni primer bi bil svetlobni izvor v središču krogle, ki bi ga okrog njega postavljeno krogelno zrcalo preslikalo nazaj samega vase. Za ravni vstopni snop, ki je poljubno nagnjen glede na optično os, pa ni mogoče narediti optičnega sistema, ki bi vso svetlobo geometrijsko zbral v eni točki. Težavo opišemo kot napake geometrijske optike. Najprej bomo pregledali najočitnejše primere takih napak, nato pa na kratko komentirali, kakšni kompromisi so za uporabnika sprejemljivi. Odličen in prosto dostopen učbenik na to temo je Gross et al. (2007).

Svetlobo v optičnem sistemu omejimo z okroglo vhodno odprtino. V primeru astronomskega teleskopa je to lahko kar površina zbiralnega zrcala. Uvedemo kartezični koordinatni sistem, ki ima izhodišče v presečišču optične osi in vhodne odprtine (slika 2.10). Os z je poravnana z optično osjo, tako da ima goriščna ravnina z koordinato enako f. Os x zasukamo tako, da je pravokotna na smer vstopnih žarkov. Pomezni žarek seka vstopno odprtino na koordinatah (x', y'), ki ju opišemo s polarnima koordinatama $(r\sin\varphi, r\cos\varphi)$. Tu je r razdalja žarka na vhodni odprtini od optične osi, ki je pri okroglem zrcalu s premerom D manjša od $D/2$, medtem ko je φ zasuk žarka od y osi. Če zanemarimo napake geometrijske optike, slika nastane v točki $(0, s, f)$. Napake geometrijske optike pomenijo, da to ni čisto res, saj posamezni žarek seka ravnino slike v bližnji točki $(x,y,z) = (dx, s + dy, f)$.

Z gledišča žarka, ki je nagnjen glede na optično os, je okrogla vhodna odprtina vidna kot elipsa z veliko polosjo v smeri x in malo polosjo v smeri y. Ravnini $x = 0$, v kateri sta optična os in slika, rečemo tangencialna ravnina (angl. tangential plane), medtem ko nanjo pravokotno ravnino z $y = 0$ imenujemo sagitalna ravnina (angl. sagittal plane). Optični sistem je simetričen na preslikavo preko teh dveh ravnin. Ob tem je celotna postavitev tudi rotacijsko simetrična okrog optične osi sistema. Naštete tri simetrije določajo, kakšne kombinacije geometrijskih velikosti nastopajo v glavnih popravkih.



Slika 2.10: Vhodna odprtina in goriščna ravnina teleskopa. Odprtina leži v ravnini (x',y') pri $z = 0$. Detektor svetlobe je v goriščni ravnini (x,y) pri dani vrednosti koordinate $z = f$. Pri računu napak geometrijske optike so vstopni žarki oddaljenega izvora vzporedni z ravnino x=0 in nagnjeni za kot Θ glede na optično os. Položaj žarka na vhodni odprtini opisujeta polarni koordinati r in φ. Pri izpeljavi uklonske slike predpostavimo, da opazujemo oddaljeni izvor, ki leži na optični osi ($x = 0$, $y = 0$) na negativni koordinati z. V obeh primerih je valovanje na vhodni odprtini ravni val.

V sistemu brez optičnih aberacij bi se žarki v določeno točko goriščne ravnine stekali kot krogelno valovanje. To pomeni, da bi imeli vsi žarki od točke na izvoru do točke na sliki enako dolžino poti oziroma bi potovali enak čas. V neidealnem sistemu z aberacijami, pa žarki, ki vstopajo skozi vhodno odprtino na različnih koordinatah (x', y'), do dane točke v goriščni ravnini naredijo nekoliko različno pot. Z W označimo razliko poti med žarkom, ki ima na vhodni ravnini koordinate $\vec{r} = (x', y')$, in med referenčnim žarkom, ki vhodno odprtino prebada v središču ($x' = 0$, $y' = 0$). Ob vektorju $\vec{r}$, ki kaže iz središča vhodne odprtine do koordinat vstopajočega žarka, lahko uvedemo še vektor $\vec{s} = (0,s)$, ki je sorazmeren s projekcijo smeri žarka na vstopno odprtino. Ker je optični sistem aksialno simetričen, je vrednost razlike poti W odvisna le od skalarnih produktov $\vec{r} \cdot \vec{r} = x'^2 + y'^2$, $\vec{r} \cdot \vec{s} = sy'$ in $\vec{s} \cdot \vec{s} = s^2$. Zapis W urejen po naraščajočih potencah je enak

$$\begin{aligned} W &= a_0 + b_1(x'^2 + y'^2) + b_2 s y' + b_3 s^2 + \\ &\quad c_1(x'^2 + y'^2)^2 + c_2 s y'(x'^2 + y'^2) + c_3(sy')^2 + c_4 s^2(x'^2 + y'^2) + c_5 s^2(sy') + c_6 s^4. \end{aligned} \tag{2.10}$$

Izpustili smo člene višjih redov, a_0, b_i in c_i pa so konstante. Ker je razlika poti W za središčni žarek enaka 0, morajo biti konstante a_0, b_3 in c_6, ki ne vsebujejo koordinat vstopnega žarka, enake nič. Da bi se razlika poti za dani žarek izničila, se moramo v goriščni ravnini premakniti za (dx, dy), za katerega velja (Gross et al., 2007)

$$dx = f\frac{dW}{dx'}, \quad dy = f\frac{dW}{dy'}. \tag{2.11}$$

Ta premik torej opisuje dejansko točko, v kateri žarek prebada goriščno ravnino. Odvod funkcije W pove spremembo smeri dejanske valovne fronte glede na idealno krogelno valovanje v radianih. Ko spremembo smeri pomnožimo z goriščno razdaljo f, dobimo premik žarka v goriščni ravnini. Sedaj izračunamo

$$\begin{aligned} dx &= f\left(2b_1 x' + 4c_1 x'(x'^2 + y'^2) + 2c_2 s x' y' + 2c_4 s^2 x'\right) \\ dy &= f\left(2b_1 y' + b_2 s + 4c_1 y'(x'^2 + y'^2) + c_2 s(x'^2 + 3y'^2) + 2(c_3 + c_4)s^2 y' + c_5 s^3\right). \end{aligned} \tag{2.12}$$

Člena z b_1 in b_2 nista pomembna, saj njun vpliv na sliko lahko preprosto izničimo. Člen z b_1 pomeni, da so žarki v majhnem obročku okrog prave pozicije, torej moramo goriščno ravnino za njegovo izničenje le rahlo premakniti, oziroma teleskop sfokusirati. Člen z b_2 prinaša le razteg v odvisnosti od nagiba žarka, torej je treba le prilagoditi skalo slike. Preostanejo še konstante c_i, ki jih skupaj z f združimo v nove konstante B, C, D, E, F, tako da je

$$\begin{aligned} dx &= B(x'^2 + y'^2)x' - 2Fsx'y' + Ds^2x' \\ dy &= B(x'^2 + y'^2)y' - Fs(x'^2 + 3y'^2) + (2C + D)s^2y' - Es^3, \end{aligned} \tag{2.13}$$

kar prepišemo v polarne koordinate

$$\begin{aligned} dx &= Br^3 \sin\varphi - Fsr^2 \sin(2\varphi) + Ds^2 r \sin\varphi \\ dy &= Br^3 \cos\varphi - Fsr^2(2 + \cos(2\varphi)) + (2C + D)s^2 r \cos\varphi - Es^3. \end{aligned} \tag{2.14}$$

Pri členih z F smo uporabili zvezi za dvojne kote: $\sin(2\varphi) = 2\sin\varphi\cos\varphi$ in $1 + \cos(2\varphi) = 2\cos^2\varphi$. Posamezni členi opisujejo primarne aberacije optične sistema, ki jim rečemo tudi Seidlove aberacije (angl. Seidel aberrations). O posameznih členih, ki jih imenujemo sferna aberacija, koma,

astigmatizem in ukrivljenost polja, bomo govorili v nadaljevanju. Če bi enačbo 2.10 razvijali do višjih potenc, bi dobili aberacije naslednjega reda, ki jih imenujemo po Schwarzschildu.

Nepomembnost členov z b_1 in b_2 v enačbi 2.12 velja za optične sisteme z zrcali, kjer pot žarkov ni odvisna od valovne dolžine svetlobe. Steklo, ki ga za lom svetlobe uporabljamo v lečah, pa ima lomni količnik, katerega vrednost se spreminja z valovno dolžino. V tem primeru sta člena z b_i enaka nič le za določeno barvo svetlobe. Pri drugih je prisotna barvna napaka (angl. chromatic aberration). Člen z b_1 je osna barvna napaka (angl. axial chromatic aberration), saj je položaj gorišča žarkov odvisen od barve svetlobe. Taka napaka je značilna za dolge goriščne razdalje in jo v fotografiji lahko popravimo z uporabo manjše vstopne odprtine, torej večjega goriščnega razmerja. Člen z b_2 je prečna barvna napaka (angl. transverse chromatic aberration) in je posledica tega, da vstopni snop, ki je nagnjen na optično os, pri kratkih goriščnih razdaljah vidi različni ukrivljenosti leče v tangencialni in sagitalni smeri. Ker pa je lomni količnik odvisen od valovne dolžine, so gorišča posameznih barv v goriščni ravnini zamaknjena v radialni smeri. Te napake v sredini slike (torej za žarke, ki so vzporedni z optično osjo) ni, proti robu pa se veča in je ne moremo odpraviti z uporabo večjega goriščnega razmerja.

Sferna aberacija

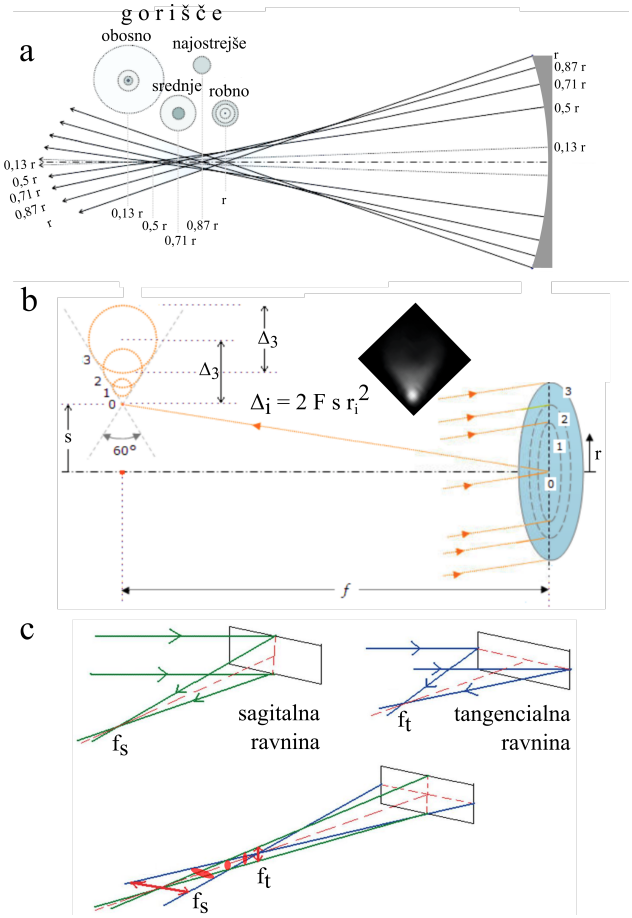
Optični sistem omejuje sferna aberacija (angl. spherical aberration), če je v enačbi 2.14 $B \neq 0$. To je edina napaka, ki jo opazimo tudi za izvor na optični osi ($s = 0$), torej na sredini polja. Kot pove že ime, je to značilna napaka za krogelno zrcalo. Njegova oblika sledi enačbi $z' = 2f - \sqrt{4f^2 - x'^2 - y'^2}$, kjer je goriščna razdalja enaka polovici krivinskega radija: $f = \frac{R}{2}$ (enačba 2.1). Na razdalji od optične osi, ki je enaka $\sqrt{x'^2 + y'^2} = \frac{R^2}{2}$ je naklon površine zrcala že 45°, torej se z optično osjo vzporedni žarek odbije pravokotno na optično os. Taki žarki se zberejo v gorišču, ki je na višini $z = R - \sqrt{\frac{R^2}{2}} = R(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}) = 0{,}293\,R$ nad temenom, torej bližje kot $\frac{R}{2}$, kjer se zberejo žarki, ki so se od zrcala odbili blizu temena. Razlike ne moremo izničiti niti tako, da ravnino detektorja približamo zrcalu. Kot kaže slika 2.11a, se v tem primeru obosni žarki šele zbirajo proti gorišču, medtem ko so žarki, ki se odbijejo na robu zrcala, že onkraj gorišča in se zato pahljačasto širijo navzven. Vseeno pa je smiselno goriščno ravnino postaviti nekje med goriščem obosnih žarkov in žarkov, ki se odbijejo na robu zrcala. V obosnem gorišču žarki, ki se odbijejo na razdalji r od temena zrcala, zarišejo krožec s polmerom Br^3, torej so močno razmazani. Tudi slika v goriščni ravnini robnih žarkov je precej razmazana, saj se obosni žarki šele zbirajo proti gorišču. Na sredini med obema ravninama (srednje gorišče na sliki 2.11a) je največ energije zbrane v najmanjšem območju, medtem ko je še nekoliko bližje zrcalu gorišče najostrejše, torej so vsi žarki znotraj najmanjšega krožca.

Sferno aberacijo zrcala lahko rešimo tako, da je njegova površina na zunanjih delih položnejša, kot je pri krogelnem zrcalu. Za zrcalo parabolične oblike $z' = \frac{x'^2+y'^2}{4f}$ se smer pravokotnice na zrcalo nagiba sorazmerno z razdaljo od temena zrcala. Tako se v gorišču zberejo vsi žarki, ki prihajajo vzporedno z optično osjo. Parabolično zrcalo zato nima napake sferne aberacije. Žal pa to ni edina aberacija in zato zrcalo parabolične oblike ni vedno najboljša rešitev. So pa parabolična zrcala del našega vsakdana: če v reflektorju majhno svetilo z LED diodami postavimo v gorišče paraboličnega zrcala, bodo odbiti žarki zbrani v snop vzporeden z optično osjo. Primer so gledališki reflektorji.

Koma

Pri sferni aberaciji je gorišče žarkov odvisno od razdalje r njihovega odboja od temena zrcala. Krožci, ki jih zarisujejo žarki z določeno vrednostjo r, so koncentrični, torej je slika točkastega svetila razmazana vendar osno simetrična. Za žarke, ki niso vzporedni z optično osjo ($s \neq 0$), pa v sistemu s konstanto $F \neq 0$ nastopa napaka, ki središča krožcev z različnimi r zamakne v radialni smeri. Zamiki središč krožcev so enaki njihovemu premeru. Dobljena slika ni osno simetrična, ampak ima 'rep' v radialni smeri (slika 2.11b). Zaradi podobnosti s sliko kometa s slabo razvitim repom tej napaki rečemo koma (angl. coma).

Koma je najbolj neprijetna od primarnih aberacij optičnega sistema, saj kot edina sliko točkastega objekta naredi nesimetrično. Posledično se zamakne tudi težišče svetlobe s komo pokvarjene slike točkastega objekta. Kot bomo videli kasneje, je merjenje točne smeri proti nebesnim telesom odločilno za merjenje njihove oddaljenosti od Zemlje in za merjenje dveh komponent hitrosti gibanja telesa skozi prostor, ki sta pravokotni na smeri proti Zemlji. Optični sistem, ki ima napako



Slika 2.11: Tri najpomembnejše napake geometrijske optike: sferna aberacija (a), koma (b) in astigmatizem (c). Sferna aberacija pomeni, da se žarki, ki se odbijejo na različnih razdaljah od središča zrcala, zberejo v različnih goriščih. Za dano ravnino so nekateri zbrani v točki, drugi pa v koncentričnih krožcih. Koma je napaka, pri kateri se nagnjeni žarki, ki so se odbili na različnih razdaljah od središča zrcala, v dani ravnini nahajajo v zamaknjenih krožcih. Kot kaže vstavek je slika točkastega izvora podobna kometu z "repom", ki gleda proč ali pa proti optični osi. Astigmatizem je napaka, kjer se žarki v tangencialni in v sagitalni ravnini zberejo v različnih goriščih, med njima pa ima slika obliko pokončne ali vodoravne elipse.

kome, tega ne omogoča z zahtevano natančnostjo. Zaradi njene nesimetričnosti je napako kome skoraj nemogoče popraviti tudi z orodji za obdelavo slik. Obenem pa so komatične slike tudi grde na pogled: slike zvezd na robu slike niso le nekoliko razmazane, ampak imajo nenaravne, kometom podobne obrise.

Astigmatizem

Žarkom, ki so nagnjeni na optično os ($s \neq 0$), se zdi, da zrcalo oziroma vhodna odprtina ni okrogla. V tangencialni ravnini, ki vsebuje vstopni žarek in teme zrcala (slika 2.11c), je premer zrcala enak D, v nanjo pravokotni sagitalni ravnini pa je premer $D\cos(\arctan\frac{s}{f}) \simeq D\cos(s/f)$ nekoliko manjši. To pomeni, da vstopna odprtina iz vstopnega ravnega vala izbere snop eliptične oblike. Žarki v obeh ravninah vidijo tudi nekoliko različen krivinski radij zrcala, tako se razlikujeta tudi goriščni razdalji obeh tipov žarkov. Na sliki 2.11c se žarki v tangencialni ravnini zberejo na razdalji f_t od zrcala, medtem ko se žarki v sagitalni ravnini še zbirajo proti gorišču. Točkasto svetilo da v tej ravnini sliko, ki je ostra v tangencialni, vendar zmazana v sagitalni ravnini. Točka se preslika v črtico. Na večji razdalji f_s od zrcala so sagitalni žarki v gorišču, medtem ko so tangencialni žarki že onkraj svojega gorišča in se zato pahljačasto širijo navzven. Slika točkastega svetila je zopet črtica, vendar pravokotna na tisto na razdalji f_t. Med tema dvema skrajnostma ima slika obliko pokončne ali vodoravne elipse, na sredini pa optimalnega krožca.

Napake te vrste imenujemo astigmatizem (angl. astigmatism). Napaka je osno simetrična, torej ne povzroča premika težišča slike, kot je bil problem pri komi. Astigmatizem je tudi pogosta napaka človeškega očesa. Nepravilna oblika zrkla pri tem navadno povzroči, da se žarki v tangencialni ravnini zberejo pred, tisti v sagitalni pa za mrežnico. Pogled je lahko neoster, možne pa so tudi med sabo zamaknjene slike, ki močno otežujejo branje. Napako je mogoče popraviti z očali, kontaktnimi lečami ali s kirurškim posegom.

Ukrivljenost polja

Optični sistem z $E \neq 0$ v enačbi 2.14 ima geometrijsko napako z imenom ukrivljenost polja (angl. field curvature). Ta slike ne razmaže, ampak le premakne položaj gorišča v radialni smeri. Napaka raste s tretjo potenco nagiba žarka glede na optično os. Torej je pomembna za širokokotne posnetke. Ta napaka je razlog, da se ravne črte, kot so na primer robovi stavb, na sliki zarišejo kot ukrivljene črte. Napako je mogoče preprosto popraviti z geometrijsko preslikavo točk na posnetku. Večina fotografskih aparatov to naredi avtomatsko, seveda pa mora programska oprema vedeti, natančno kateri objektiv in s kakšnimi nastavitvami smo uporabili pri fotografiranju. Če te napake ne popravimo, so pravokotniki na širokokotnem posnetku videti krožno napihnjeni ali pa vbokli v obliki blazine z ušesi.

2.6.2 Optimizacija optičnega sistema

Ponazorili smo štiri glavne aberacije optičnega sistema. Ali so moteče, je odvisno od uporabe. Če opazujemo le zelo ozko vidno polje, je pomembna le sferna aberacija, saj je to edina napaka žarkov na optični osi. Pri širokokotnih posnetkih pa so pomembne vse naštete napake. Pomembno se je zavedati, da lahko z enim optičnim elementom, na primer z enim zrcalom, izničimo le eno napako. Parabolično zrcalo tako nima napake sferne aberacije, ostale pa so močno prisotne. V Cassegranovem teleskopu (poglavje 2.4) imamo dve zrcali, torej lahko izničimo dve od štirih glavnih aberacij. Namesto tega je bolje narediti Cassegrainov teleskop, ki ima vse štiri aberacije relativno majhne. V podvrsti Cassegrainovega teleskopa, poimenovani Ritchey-Chrétienov tip (angl. Ritchey-Chrétien type, tudi RC type) imata obe zrcali obliko rotacijskega hiperboloida (njun presek je hiperbola). Pravilno ujemanje oblik obeh ploskev omogoča, da tak optični sistem nima napak sferne aberacije in kome. To je razlog, da je ta rešitev pogosto uporabljana v profesionalni astronomiji. Tega tipa je Hubblov vesoljski teleskop, teleskop Keck na Havajih, teleskop VLT v Čilu, tej rešitvi pa sledi tudi novi 80-cm teleskop na observatoriju UL FMF. Slike takega teleskopa so simetrične, poleg astigmatizma pri zelo širokem polju opazimo tudi napake višjih redov.

Za vidna polja širša od nekako stopinje, je smiselno dodati več optičnih elementov. Taki optični sistemi lahko izjemno dobro izničijo napake geometrijske optike. Ena od možnosti je, da valovne fronte popačimo še preden zadanejo primarno zrcalo. To naredimo s stekleno ploščo primerne oblike, ki je preračunana tako, da njene popačitve točno izničijo kasnejše napake geometrijske optike sistema. Če damo tako stekleno korekcijsko ploščo pred eno zrcalo, dobimo Schmidtovo kamero, če pa jo damo pred Cassegrainov teleskop, končni izdelek imenujemo Schmidt-Cassegrainov teleskop. Obe rešitvi sta omejeni na zmerne velikosti zbiralnih površin, saj velike le na obodu vpete steklene plošče ne zmorejo dovolj natančno držati pravilne oblike. Pri večjih zbiralnih površinah je smiselno uporabiti večje število zrcal. Tako ima 8,4-metrski teleskop Observatorija Vere Rubin tri zrcala, ki mu omogočajo vidno polje s kotnim premerom 3,5°. To je odlično, vendar širina pogleda zmanjšuje efektivno zbiralno moč takega teleskopa, ki je zaradi senčenja zrcal taka, kot bi jo imel teleskop s premerom 6,6 m. Torej se v optičnem sistemu izgubi tretjina svetlobe na vstopni odprtini.

V fotografiji so problemi z napakami geometrijske optike lahko hujši kot v astronomiji. Večina fotografskih objektivov ima mnogo širša vidna polja od astronomskih teleskopov. Tu sta še dve dodatni težavi. Kot prvo ostre slike ne želimo le za objekte, ki so izjemno daleč, kot so vedno vesoljski objekti, ampak tudi za motive na majhnih razdaljah od fotoaparata. Kot drugo pa v fotografiji uporabljamo leče, ki imajo težavo z barvnimi napakami, kot smo imenili v komentarju k členom b_1 in b_2 v enačbi 2.12. Rešitev je kombinacija številnih leč v enem samem objektivu, ki zmorejo dati približno ostro sliko objektov, ki so bodisi blizu bodisi daleč od fotoaparata. Leče so narejene iz različnih vrst stekla, ki ima različne odvisnosti lomnega količnika od barve svetlobe, tako da se približno izniči tudi barvna napaka objektiva. Olajševalna okoliščina v fotografiji je, da morajo slike le dobro izgledati, ni pa nujno, da so napake tako majhne, da bi lahko na sliki izvajali kvantitativne meritve položaja in zabeleženih podrobnosti, kot to želimo v astronomiji. V astronomskih instrumentih se izogibamo prevelikemu številu zrcal, saj se pri odboju na vsakem izgubi nekaj svetlobe.

Več leč v objektivu pomeni, da mora svetloba večkrat vstopiti iz enega medija v drugega. Na vsakem takem stiku (npr. med zrakom in steklom) lahko pride tudi do odboja. Slika je na koncu temnejša, zaradi odbojev pa tudi manj kontrastna. V fotografskih objektivih skušajo problem reševati na dva načina. Kot prvo pogosto poskrbijo, da leče nalegajo ena na drugo. Sistem treh

ločenih leč ima 6 površin, če pa so te leče združene v enotni stekleni blok, ima ta le 4 površine. Tako pogosto beremo, da je v objektivu recimo 11 leč v 6 skupinah. Tak sistem ima le 17 in ne 22 površin. Kot drugo pa površini dodajo protiodbojni premaz (angl. anti-reflex coating). To so tanke plasti prozornega materiala. Debelina posameznih plasti je preračunana tako, da bi bil zamik svetlobe odbite na obeh ploskvah enak polovici valovne dolžine in bi se zato taki odbiti žarki uničevali - torej do odboja sploh ne pride. Ker v fotografiji želimo zabeležiti svetlobo precej različnih valovnih dolžin, je takih plasti več, tako da se odboj izniči skoraj za vsako valovno dolžino.

Najcenejša je izdelava krogelnih zrcal in krogelnih leč. Podobno kot v astronomiji lahko izboljšamo optične lastnosti z uporabo zrcal s paraboličnimi, elipsoidalnimi ali hiperboličnimi preseki, so asferične leče (angl. aspherical lenses) rešitev v fotografskih objektivih. Proizvajalci se radi pohvalijo s številom takih leč, ki so jih uporabili. Še ena možnost je uporaba posebnih vrst stekla, katerega lomni količnik je manj odvisen od valovne dolžine in je zato manj težav z barvnimi napakami. Tako pogosto beremo, da je v objektivu leča iz stekla z nizko disperzijo (angl. low dispersion glass). Končno je pri teleobjektivih, ki imajo dolgo goriščno razdaljo f, širina leče D določena z minimalno vrednostjo goriščnega razmerja $F = f/D$. Za $f = 600$ mm in $F = 5{,}6$ tako potrebujemo lečo s premerom večjim od 100 mm. Podobno je tudi z objektivi s krajšimi goriščnimi razdaljami, za katere pa želimo imeti zelo majhne vrednosti F. Tako široke leče s kratko goriščno razdaljo so precej debele in zato težke. To pri fotografih ni priljubljeno, saj težkega objektiva ni lahko prenašati, obenem pa je z njim zaradi velikega navora brez stojala težko slikati. Rešitev je Fresnelova leča (angl. Fresnel lens), ki je tanjša in s tem lažja od klasične leče. Pogosto je vstopna površina ravna, izstopno ploskev pa oblikujemo kot niz koncentričnih krogov, katerih pravokotnice so proti robu leče vedno bolj nagnjene na optično os. Taka leča lahko lomi žarke na enak način kot mnogo debelejša in s tem težja klasična izbokla leča.

2.6.3 Uklonska ločljivost

Doslej smo obravnavali svetlobo kot delce, ki se na zrcalih odbijajo skladno z odbojnim zakonom. Vendar tudi optični sistem brez napak geometrijske optike, ki ga predstavlja parabolično zrcalo za izvor na optični osi, ne da povsem ostre slike opazovanega objekta. Upoštevati je namreč treba valovno naravo svetlobe, zaradi katere na optičnih površinah prihaja do uklona svetlobe. Zanima nas torej, kaj se zgodi z valovanjem, ko skozi odprtino (to je lečo ali zrcalo) vstopi v teleskop. Predpostavimo, da opazujemo zelo oddaljen objekt na optični osi teleskopa. Torej je njegova svetloba valovanje, ki potuje s svetlobno hitrostjo c v smeri optične osi. Če je njegova valovna dolžina enaka λ, kar ustreza krožilni frekvenci $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$, lahko nihanje jakosti električnega polja s časom t v ravnini pravokotni na optično os zapišemo kot $E = a\cos(\omega t) = a\cos(\frac{2\pi c}{\lambda}t)$, kjer je a amplituda nihanja. Na sliki 2.10 tak ravni val zadane vhodno odprtino teleskopa, ki se nahaja v ravnini $z = 0$. Zanima nas, kakšno valovanje bo doseglo detektor, ki leži v ravnini $z = f$. Na dani točki (x,y,f) detektorja se bodo sešteli valovi, ki so skozi vhodno odprtino vstopili na različnih mestih. Ker so dolžine njihovih poti do točke na detektorju različno dolge, moramo to upoštevati.

Začnimo z eno-dimenzionalnim primerom, to je z vhodno odprtino v obliki ozke reže dolžine D, ki se razprostira od $x' = -D/2$ do $x' = +D/2$, pri čemer je njena širina v smeri osi y' majhna. Čas t, ki ga potrebuje valovanje od točke $(x',0)$ na vhodni odprtini do točke $(x,0)$ na detektorju, lahko izračunamo s Pitagorovim izrekom

$$\begin{aligned}(ct)^2 &= (x-x')^2 + f^2 \\ ct &= f\left(1+\frac{(x-x')^2}{f^2}\right)^{\frac{1}{2}} \simeq f\left(1+\frac{1}{2}\frac{(x-x')^2}{f^2}\right) \\ &= f\left(1+\frac{1}{2}\frac{x^2}{f^2}+\frac{1}{2}\frac{x'^2}{f^2}-\frac{x\,x'}{f^2}\right).\end{aligned}$$

Pri računu smo privzeli, da je razdalja f, ki je enaka efektivni goriščni razdalji teleskopa, mnogo večja od dimenzij vhodne odprtine teleskopa ali detektorja. V rezultatu nas zanima le zadnji člen, saj členi pred njim opisujejo le fazne zamike valovanja v odvisnosti od vstopne točke x' ali točke na detektorju x, medtem ko zadnji mešani člen popisuje seštevanje valov na dani točki detektorja, ki so vstopili v različnih točkah vhodne odprtine. V danem hipu na koordinati x detektorja beležimo

valovanje, ki je vstopilo skozi vstopno točko x' pred časom

$$t = -\frac{xx'}{c\,f}. \tag{2.15}$$

Nihanje električnega polja v točki x torej zapišemo kot

$$E(x) = a\int_{-D/2}^{D/2} \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda}\frac{xx'}{c\,f}\right) dx' = aD\frac{\sin(\frac{\pi Dx}{\lambda f})}{\frac{\pi Dx}{\lambda f}}. \tag{2.16}$$

Integral po x' je preprost integral funkcije kosinus, ki smo ga rešili tako, da smo argument funkcije proglasili za novo spremenljivko. Rezultat je poučen, saj ima obliko $\sin(u)/u$. Ta funkcija ima za $u = 0$, torej na optični osi pri $x = 0$, vrednost 1. Pri $u = \pi$ pade na nič, in nato niha kot funkcija sinus, vendar z vedno manjšimi nihaji, ki jih duši u v imenovalcu. V prvi ničli je

$$\theta \equiv \frac{x}{f} = \frac{\lambda}{D}, \tag{2.17}$$

torej je naklon žarka glede na optično os θ enak razmerju valovne dolžine svetlobe in dolžine reže. Enačba 2.16 popisuje potek amplitude nihanja E, intenziteta svetlobe pa je sorazmerna z E^2 in ima funkcijsko odvisnost $(\frac{\sin u}{u})^2$. Torej ima obliko kvadrata sinusne funkcije, katerega nihaji so dušeni z u^2.

Odprtina teleskopa je seveda dvodimenzionalna in ima obliko kroga s premerom D. Torej je smiselno uvesti polarne koordinate (r', ϕ') v ravnini odprtine in (r, ϕ) v ravnini detektorja. Enačbo 2.15 posplošimo v dve dimenziji

$$t = -\frac{xx' + yy'}{c\,f} = -\frac{r\cos\phi\, r'\cos\phi' + r\sin\phi\, r'\sin\phi'}{c\,f} = -\frac{r\,r'}{c\,f}\cos(\phi - \phi'). \tag{2.18}$$

Izraz 2.16 za amplitudo jakosti električnega polja E je sedaj enak

$$E(r,\phi) = a\int_0^{D/2}\int_0^{2\pi} \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda}\frac{r\,r'}{c\,f}\cos(\phi - \phi')\right) r'dr'd\phi'. \tag{2.19}$$

Pri zapisu diferencialov smo upoštevali, da je $dx'\,dy'$ v polarnih koordinatah enak $r'd\phi'dr'$. Tega integrala ni tako preprosto rešiti. Pri kotnem delu si pomagamo z matematično definicijo Besslove funkcije J_0

$$J_0(p) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos(p\cos\phi')d\phi'.$$

Torej je

$$E(r) = 2\pi a\int_0^{D/2} J_0\left(\frac{2\pi\, r\, r'}{\lambda\, f}\right) r'dr'. \tag{2.20}$$

Pri reševanju tega integrala uporabimo še eno Besslovo funkcijo z imenom J_1:

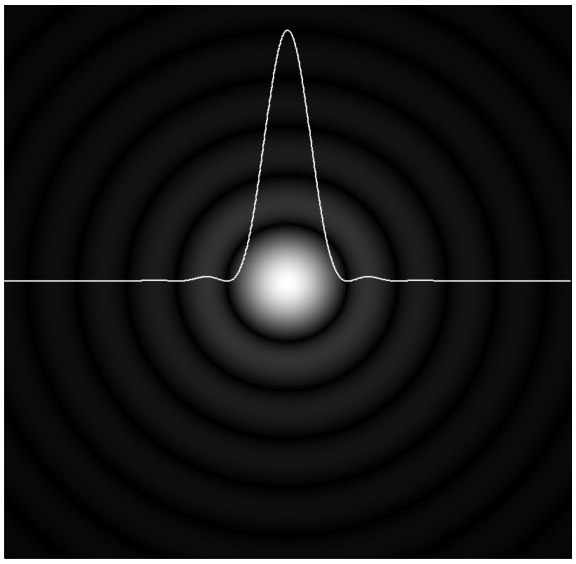
$$J_1(u) = \frac{1}{u}\int_0^u p\, J_0(p)\, dp.$$

Torej je odvisnost amplitude jakosti električnega polja od razdalje od optične osi r enaka

$$E(r) \propto \frac{J_1(\frac{\pi Dr}{\lambda f})}{\frac{\pi Dr}{\lambda f}} = \frac{J_1(\frac{\pi\theta}{\lambda/D})}{\frac{\pi\theta}{\lambda/D}}. \tag{2.21}$$

V zadnjem koraku smo zopet uvedli naklon glede na optično os: $\theta = r/f$, katerega vrednost je mnogo manjša od enega radiana. Odvisnost intenzitete svetlobe na detektorju (I) je sorazmerna s kvadratom amplitude jakosti električnega polja

$$I(r) = \frac{\pi PD^2}{\lambda^2 f^2}\left(\frac{J_1(\pi\frac{Dr}{\lambda f})}{\pi\frac{Dr}{\lambda f}}\right)^2 = \frac{\pi PD^2}{\lambda^2 f^2}\left(\frac{J_1(\pi\frac{\theta}{\lambda/D})}{\pi\frac{\theta}{\lambda/D}}\right)^2. \tag{2.22}$$



Slika 2.12: Airyjev disk, to je slika intenzitete svetlobe v goriščni ravnini po uklonu na okrogli vhodni odprtini. Okrog srednjega maksimuma so šibki interferenčni prstani. Bela črta prikazuje profil intenzitete v preseku skozi središče slike.

Tu je P celotna moč svetlobe, ki vpada na vhodno odprtino. Vrednost Besselove funkcije J_1 izračunamo za $x < 3$ po enačbi (Abramowitz et al., 1965, stran 370)

$$\begin{aligned} x^{-1}J_1(x) &= 0{,}5 - 0{,}56249985\,(x/3)^2 + 0{,}21093573\,(x/3)^4 - 0{,}03954289\,(x/3)^6 \\ &\quad +0{,}00443319\,(x/3)^8 - 0{,}00031761\,(x/3)^{10} + 0{,}00001109\,(x/3)^{12} + \epsilon, \\ &\quad |\epsilon| < 1{,}3 \cdot 10^{-8}, \end{aligned} \tag{2.23}$$

za $x > 3$ pa po enačbi

$$\begin{aligned} J_1(x) &= x^{-\frac{1}{2}} f_1 \cos\theta_1 \\ f_1 &= 0{,}79788456 + 0{,}00000156\,(3/x) + 0{,}01659667\,(3/x)^2 \\ &\quad +0{,}00017105\,(3/x)^3 - 0{,}00249511\,(3/x)^4 + 0{,}00113653\,(3/x)^5 \\ &\quad -0{,}00020033\,(3/x)^6 + \epsilon,\ |\epsilon| < 4 \cdot 10^{-8} \\ \theta_1 &= x - 2{,}35619449 + 0{,}12499612\,(3/x) \\ &\quad +0{,}00005650\,(3/x)^2 - 0{,}00637879\,(3/x)^3 + 0{,}00074348\,(3/x)^4 \\ &\quad +0{,}00079824\,(3/x)^5 - 0{,}00029166\,(3/x)^6 + \epsilon,\ |\epsilon| < 9 \cdot 10^{-8}. \end{aligned} \tag{2.24}$$

Na optični osi ($\theta = 0$) je $J_1(x)/x = 0{,}5$, zato je intenziteta svetlobe enaka $\frac{P\pi D^2/4}{\lambda^2 f^2}$. Vidimo, da je obratno sorazmerna s kvadratom goriščnega razmerja $F = f/D$. Navzven intenziteta pada in doseže prvo ničlo pri kotu

$$\theta = 1{,}22\,\lambda/D. \tag{2.25}$$

Do tega kota imamo $\sim 85\%$ vse svetlobe P. To osrednje svetlo območje (slika 2.12) imenujemo tudi Airyjev disk (angl. Airy disc). Polovico svetlobe imamo do kota $\theta \sim 0{,}53\,\lambda/D$. Podobno lahko izračunamo, da je znotraj premera slike $2\theta \sim 1{,}22\,\lambda/D$ približno 60% vse svetlobe. To je tudi vrednost, ki jo najpogosteje navajajo kot premer slike, ki zaradi uklona na vhodni odprtini telekopa ni točkasta. Onkraj prvega minimuma imamo še nekaj šibkih maksimumov, prvi se nahaja pri kotu $\theta = 1{,}635\,\lambda/D$, vendar je v vseh teh obročih skupaj le 15% vse svetlobe. Iz slike 2.12 razberemo, da jih je težko opaziti. Ker ima svetloba opazovanega objekta redko le eno ostro določeno valovno dolžino, so ti obroči v svetlobi različnih valovnih dolžin še manj očitni, saj so obroči različnih valovnih dolžin med seboj kotno zamaknjeni.

Po vsem računanju povzemimo osnovne rezultate. Valovanje, ki prihaja z zelo oddaljenega točkastega objekta, ima obliko ravnih valov. Ko pa te valove izrežemo z zbiralnim zrcalom teleskopa, se na vhodni odprtini dogodi uklon svetlobe. Zato se vsi fotoni ne zberejo v geometrijskem gorišču, ampak v njegovi bližnji okolici. Kvalitativni razlog lahko ilustriramo s Huygensonovim načelom, da je vsaka točka valovnega čela izvor krogelnih valov. Če valovanja ne bi omejili z odprtino, bi se točke v širokem valovnem čelu ravnega vala seštele v greben novega ravnega vala. Odprtina pa

blokira valovanje zunaj odprtine. Torej valovi, ki gredo skozi odprtino, valovno čelo na robovih nekoliko zaokrožijo. Valovanje se torej ne širi le v prvotni smeri, ampak tudi malenkost postrani in tako na koncu nariše nekoliko zmazano in netočkasto sliko.

Pri kvadratni odprtini je polmer glavnega vrha omejen s pogojem, da se pot tipičnih fotonov med seboj razlikuje za polovico valovne dolžine, torej med njima pride do izničevanja. Tipična fotona pri kvadratni odprtini s stranico D sta razmaknjena za $D/2$. Torej je rob osrednjega vrha pri kotu $\theta = \frac{\lambda/2}{D/2} = \frac{\lambda}{D}$, kar potrjuje tudi zgornji podroben izračun (enačba 2.17). Naslednja izničevanja z lihim številom polovic valovne dolžine različno dolžino poti se zgodijo pri kotih $3\frac{\lambda}{D}$, $5\frac{\lambda}{D}$, itd. Na krožnem zrcalu s premerom D so tipični fotoni nekoliko bližje skupaj od $D/2$, saj je krog enak očrtanemu kvadratu, ki pa smo mu postrigli vogale. Manjša razdalja pomeni večji kot od $\frac{\lambda/2}{D/2} = \lambda/D$, kar je skladno z enačbo 2.25.

Praktična posledica uklona svetlobe na vhodni odprtini je, da ne moremo razločiti objektov, ki so na nebu preblizu skupaj, saj se njihove slike preveč prekrivajo. Pogosto navajajo, da mora biti kotna razdalja tolikšna, da rob Airyjevega diska enega objekta pade na maksimum drugega, torej morata biti objekta razmaknjena vsaj za kot $1{,}22\,\lambda/D$, ki ga seveda merimo v radianih. To ni trda meja: če obliko svetlobnega maksimuma natančno pomerimo, lahko ločimo tudi objekte, ki so le na razdaljah $\sim \lambda/D$.

Pri velikosti odprtine se vedno sklicujemo na primarno zbiralno površino teleskopa, recimo na premer primarnega zrcala D. Marsikdo bo pomislil, da se na primer v Cassegrainovem teleskopu kasneje svetloba odbije še od kakšnega manjšega zrcala in bi bil torej uklon na njem še bolj omejujoč. To je sicer res, vendar se uklonu na ostalih zrcalih lahko izognemo tako, da svetlobni snop nikoli ne otipa njihovih robov. To naredimo tako, da ta zrcala naredimo nekoliko večja od velikosti snopa. Tega trika za primarno zrcalo žal ne moremo izvesti.

Končno navedimo še nekaj številk. Uklon na zenici človeškega očesa s premerom $D = 1{,}15$ mm pomeni, da v zeleni svetlobi ($\lambda = 550$ nm) ne moremo razločiti podrobnosti, ki so manjše od $\theta = 1{,}22\,\lambda/D = 2$ ločni minuti. Lune, ki ima kotni premer 30 ločnih minut, torej ne dojemamo kot točkasti izvor, vendar vzdolž njenega ekvatorja razločimo le nekaj nad 10 točk, oziroma nekaj več, če je naša zenica bolj odprta in je zato D večji. Takšna ločljivost je dovolj za razpoznavanje obširnih s temnim peskom prekritih ravnic z imenom lunarna morja, ne pa tudi za razločevanje kraterjev na njenem površju. Kraterje seveda lepo pokaže že skromen dvogled, ki ima vsaj desetkrat večjo vhodno odprtino kot naše oko.

Uklonska ločljivost optičnega teleskopa je lahko prav impresivna. Hubblov vesoljski teleskop ima zrcalo s premerom $D = 2{,}4$ metra, torej je njegova ločljivost pri valovni dolžini 550 nm enaka $\theta = 1{,}22\frac{\lambda}{D}\frac{180}{\pi}3600'' = 0{,}058''$. Na Lunini razdalji 380.000 km to ustreza 100 m velikim skalam. Sedaj razumemo, da Hubble, ki opazuje iz tirnice v bližini Zemlje, ni mogel razločiti ostankov pristajalnih modulov misij Apollo ali celo odtisov stopal astronavtov, saj ga je omejevala uklonska ločljivost. Je pa pristajalne module leta 2009 iz tirnice približno 100 km nad Luno posnela Nasina sonda Lunar Reconnaisance Orbiter.

Naslednik Hubblovega vesoljskega teleskopa, to je teleskop James Webb, ima zrcalo s premerom 6,5 m. Tako zbere mnogo več svetlobe in lahko opazuje precej temnejše objekte. Ker pa opazuje pri infrardečih, torej daljših valovnih dolžinah, je njegova kotna ločljivost primerljiva s Hubblovo.

Satelitski televizijski krožniki sprejemajo signal pri frekvencah okrog 12 GHz, kar ustreza valovni dolžini 2,5 cm. Krožnik s premerom 30 cm ima tako kotno ločljivost 0,1 radiana ali 6^o. Torej mora biti le zelo približno usmerjen proti satelitu. Marsikdo se še spomni, da ga je monter dovolj natančno usmeril kar po občutku, saj nekajstopinjska napaka tu ni pomembna.

Večina astronomskih radijskih teleskopov deluje pri nekoliko daljših valovnih dolžinah. Pogosto je to $\lambda = 0{,}21$ m, ki jo sevajo oblaki hladnega vodika v medzvezdnem prostoru. Največji, to je 300-metrski krožnik teleskopa FAST (slika 2.3), ima pri tej valovni dolžini kotno ločljivost 3 ločne minute, torej slabšo od ločljivosti našega očesa v vidni svetlobi.

2.6.4 Astronomska interferometrija

Ugotovili smo, da uklonska kotna ločljivost celo največjih krožnikov radijskih teleskopov ni boljša od ločljivosti človeškega očesa v vidni svetlobi. Tudi v vidni svetlobi bi si želeli boljše ločljivosti, kot jo omogočajo posamezni teleskopi. Uklonska ločljivost Hubblovega teleskopa, ki lahko razloči 100 metrske podrobnosti na razdalji Lune, je za vsaj desetkrat preslaba, da bi lahko

razločili kakršnekoli podrobnosti celo na Soncu najbližji zvezdi (njena oddaljenost je navedena v tabeli 1.1). Rešitev je v združevanju svetlobe, ki jo zazna več teleskopov. Takemu združevanju valovanja pravimo interferometrija (angl. interferometry), instrumentu pa interferometer. Skovanka izhaja iz latinskih besed *inter* in *ferire*, torej iz medsebojnega udarjanja valov, ki jih v našem primeru zbirajo posamezni teleskopi.

Združevanje valovanja je lažje pri nižjih frekvencah, torej pri daljših valovnih dolžinah. Odločilna je naša sposobnost, da ne zabeležimo le intenzitete valovanja, kot to naredijo detektorji v vidni svetlobi, ampak celoten časovni potek valovanja. V radijski svetlobi, torej pri frekvencah okrog 10 GHz, to ni problem. Dokaz za to je dejstvo, da valovanje s satelitske televizijske antene brez težav zapišemo na spominski medij, kot je recimo trdi disk, in si priljubljeno oddajo ogledamo kasneje. Ker želimo sestaviti valovanja iz različnih radijskih krožnikov oziroma teleskopov, je pomembno, da vemo, kdaj natančno je določen teleskop sprejel določen signal. Tudi tu ni težav: uporaba signalov GPS[15] omogoča sinhronizacijo boljšo od 10^{-8} s, metoda s komunikacijo po optičnih vlaknih dosega približno 10^{-14} s (Lopez et al., 2013), medtem ko znamo atomske ure[16] držati sinhronizirane s točnostjo $\sim 10^{-15}$ s (McCarthy & Seidelmann, 2009).

Slika 2.13: Radijski interferometri. Levo: pot od oddaljenega izvora do radijskih teleskopov na medsebojni razdalji d se razlikuje za $d\cos\theta$, če je θ kot med zveznico teleskopov in smerjo proti izvoru. Srednja slika prikazuje 27 teleskopov radijskega interfometra VLA (Very Large Array) v Novi Mehiki, ki so razporejeni vzdolž težiščnic enakostraničnega trikotnika. Teleskope je mogoče vzdolž tračnic pomakniti do razdalje 21 km od središča. Na desni strani so položaji radijskih teleskopov v Evropski mreži Very Large Baseline Interferometry (EVN). Poleg Evrope vključuje tudi teleskope v Aziji in Južni Afriki.

Razmislek začnimo z dvema teleskopoma, ki sta na medsebojni razdalji d in opazujeta oddaljen izvor z valovno dolžino λ, ki je pod kotom θ glede zveznico med njima (slika 2.13). Torej je razlika poti od izvora do obeh teleskopov enaka $d\cos\theta$. Če je ta razlika enaka celemu mnogokratniku valovne dolžine, se bosta sočasno sprejeta signala obeh teleskopov seštela, če pa je enaka lihemu mnogokratniku polovične valovne dolžine, se bosta uničevala. Uklonska ločljivost posameznega teleskopa je slaba, tako ne moremo določiti, natanko koliko valovnih dolžin je bila razlika poti, če se signala seštevata. Rešitev za smer proti izvoru θ torej ni enolična. Problem lahko rešimo na dva načina: kot prvo lahko v vrsto postavimo več teleskopov v različnih razmakih in bo tako prišlo do najboljšega seštevanja za smer θ, pri kateri je razlika poti enaka celoštevilskemu mnogokratniku λ za kar največ parov teleskopov. Kot drugo nam pomaga, da teleskopi stojijo na vrteči se Zemlji in se tako razlika poti za vsak par teleskopov stalno spreminja. Še vedno pa imamo težavo: teleskopi, postavljeni v vrsto, lahko dobro razločijo položaj izvora le v smeri vzdolž vrste. V prečni smeri je ločljivost njihove slike omejena s skromno uklonsko ločljivostjo posameznega teleskopa. Rešitev je postavitev teleskopov v različnih smereh, na primer vzdolž težiščnic enakostraničnega trikotnika. Tak sestavljen teleskop sicer zbere le toliko svetlobe, kot je zberejo vsi teleskopi skupaj, vendar je njegova kotna ločljivost približno $1{,}22\,\lambda/d_{maks}$, kjer je d_{maks} premer kroga očrtanega polju teleskopov. Teleskop VLA (Very Large Array) v Novi Mehiki (slika 2.13) ima najbolj oddaljene teleskope na koncu do 21 km dolgih težiščnic enakostraničnega trikotnika, to je do $d_{maks} = 21\text{km}\,\sqrt{3} = 36{,}3$ km narazen. Najkrajša valovna dolžina, pri kateri lahko opazuje, je $\lambda = 6$ mm. Torej je njegova najboljša kotna resolucija enaka $\sim 1{,}22\,\lambda/d_{maks} = 0{,}04''$. Toplo priporočam uporabo simulatorja

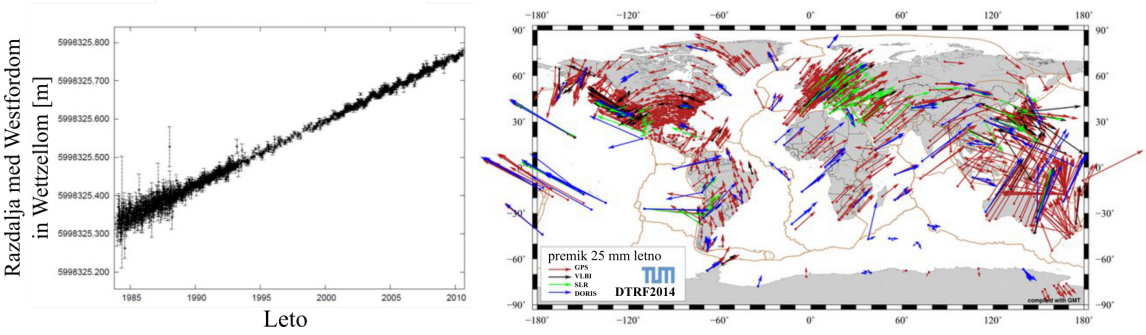
[15] https://en.wikipedia.org/wiki/Time_and_frequency_transfer#Common_view.

[16] Dober poljuden opis delovanja atomske ure je dostopen na https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/time-realization/primary-standard-nist-f1.

radijskih opazovanj, ki je dostopen na https://public.nrao.edu/interferometry-explained/. Zanimivo je preizkusiti, kako različno število in prostorska postavitev posameznih krožnikov vplivata na stopnjo rekonstrukcije slik preprostih ali zapletenih objektov.

Interferometrično sestavljanje signalov iz več teleskopov res pomaga. Vsak od 27 krožnikov teleskopa VLA, ki imajo premer 25 m, ima pri valovni dolžini 6 mm kotno ločljivost $1{,}22 \cdot 0{,}006/25 \cdot 180/\pi \cdot 60' = 1$ ločna minuta, torej podobno ločljivosti človeškega očesa v vidni svetlobi. Skupaj pa ti krožniki dosežejo kotno ločjivost Hubblovega vesoljskega teleskopa. Večji in zmogljivejši je teleskop ALMA v puščavi Atakama v severnem Čilu, ki s 66 krožniki v valovnih dolžinah med 0,32 mm in 3,6 mm dosega še 10-krat boljšo kotno ločljivost, to je stotinko ločne sekunde.

Še boljše kotne ločljivosti lahko dosegamo s teleskopi, ki so še dlje vsaksebi. Ameriška mreža teleskopov VLBA (Very Long Baseline Array) uporablja 10 teleskopov na razdaljah do 8600 km, najzmogljivejša pa je evropska mreža EVN (European Very Large Baseline Interferometry Network), ki združuje teleskope v Evropi, Aziji, ter teleskopa v južni Afriki in v Puerto Ricu. Vse te mreže je mogoče združiti tudi v svetovno mrežo VLBI (Global Very Large Baseline Interferometry), ki je (ob uporabi japonskega satelita HALCA in ruskega satelita Spektr-R) dosegla rekordno kotno ločljivost milijoninke ločne sekunde. Leta 2019 je bila izjemno odmevna tudi slika črne luknje v jedru galaksije M 87, ki so jo posneli s svetovno mrežo radijskih teleskopov pri valovni dolžini 1,3 mm, ki so jo imenovali Teleskop dogodkovnega obzorja (Event Horizon Telescope). Slika je dosegala kotno ločljivost 25 milijonink ločne sekunde.



Slika 2.14: Sočasno opazovanje istega oddaljenega izvora z radijskima teleskopoma postavljenima na različnih celinah omogoča meritev počasnega spreminjanja razdalje med teleskopoma. Leva slika kaže razdaljo med Westfordom v ZDA in Wettzellom v Nemčiji med leti 1984 in 2011. Razdalja raste za približno 1,7 cm letno. Na desni strani so interferometrične meritve mreže VLBI, satelitov GPS, laserskih meritev razdalj satelitov in dopplerskih meritev njigovega gibanja zbrane v globalno karto vodoravnih gibanj Zemljinega površja, ki jasno kaže gibanja tektonskih plošč. Vir za levo sliko: http://vlbi.geod.uni-bonn.de/baseline-project/ in za desno sliko: Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut, Technische Universität München (Seitz et al., 2022).

Če z istima teleskopoma v daljšem časovnem obdobju opazujemo določen zelo oddaljen izvor, je smiselno predpostaviti, da se smer proti izvoru ni spremenila. Taki izvori so na primer kvazarji, to je točkaste zelo svetle okolice črnih lukenj v jedrih nekaterih zelo oddaljenih galaksij. Za teleskopa, postavljena na različnih celinah, bomo pogosto ugotovili, da lahko opaženi interferenčni vzorec pojasnimo le, če se razdalja med teleskopoma počasi spreminja. Slika 2.14 kaže primer za par teleskopov postavljenih v Westfordu blizu ameriškega Bostona in v Wettzellu na Bavarskem. Vidimo, da se razdalja med Evropo in Ameriko ne glede na govorjenje politikov nezadržno veča, korist od tega pa imajo seveda Islandci, katerih država je vedno širša, vulkanski izbruhi vzdolž srednjeatlantskega grebena jim občasno povišajo kako goro ali zgradijo nov otok. Meritve gibanja tektonskih plošč lahko strnemo v globalno karto (Seitz et al., 2022), ki je videti precej dinamična. Z uporabo signalov iz satelitov GPS je mogoče videti tudi vertikalna gibanja, denimo dviganje Skandinavije in Grenlandije, ki se še vedno premikata proti ravnovesnemu stanju po velikih obremenitvah s težo ledenega pokrova v času zadnje ledene dobe.

Pri interpretaciji interferometričnih opazovanj se je treba zavedati, da sestavljanje signalov, ki jih zabeležijo posamezni teleskopi, ne da direktno slike opazovanega izvora, tako kot je to z digitalnim detektorjem v goriščni ravnini teleskopa v vidni svetlobi. Sliko moramo rekonstruirati sami. To pomeni, da moramo imeti v primeru relativno majhnega števila teleskopov dober fizikalni

model možne prostorske porazdelitve svetlobe izvora. Z opazovanji nato le nastavimo najboljše vrednosti prostih parametrov modela. Tak postopek včasih ni enoličen, to pomeni, da je z opazovanji skladnih več različnih prostorskih konfiguracij. Še huje, če je naš predpostavljeni model napačen, bo nesmiselna tudi rekonstruirana slika izvora. Torej moramo zapletena emisijska območja opazovati s številčno mrežo teleskopov, v rekonstruirani sliki pa je zelo koristno označiti tudi konture negativne intenzitete svetlobe: seveda negativne svetlobe v naravi ni, vseeno pa nam nivoji in razsežnosti negativnih rešitev na praznih delih neba dajo občutek, ali lahko zaupamo podrobnostim rekonstrukcije razporeditve radijskih izvorov.

Trenutno v južni Afriki in v zahodni Avstraliji gradijo polje teleskopov SKA (Square Kilometre Array). Skupna površina vseh radijskih krožnikov bo enaka kvadratnemu kilometru, obenem pa bo velik razmik med posameznimi teleskopi omogočal rekonstrukcijo slik v zelo visoki kotni ločljivosti. Začetek opazovanj načrtujejo za leto 2027.

Interferometrijo je mogoče uporabiti tudi v vidni svetlobi. Vendar tu elektromagnetnega valovanja zaradi njegove majhne valovne dolžine oziroma visoke frekvence ne moremo računalniško zapisati, ampak je treba svetlobo več teleskopov zbrati v istem gorišču. To je izjemno zahtevno, saj je treba dolžine optičnih poti snopov svetlobe iz različnih teleskopov kontrolirati do dela valovne dolžine natančno. Najzmogljivejši tovrstni teleskop je VLTI (Very Large Telescope Interferometer) na Evropskem južnem observatoriju v Čilu, ki združuje svetlobo štirih 8-metrskih teleskopov in štirih pomožnih 1,8-metrskih teleskopov. V bližnji infrardeči svetlobi z njim dosegajo kotno ločljivost blizu tisočinke ločne sekunde.

2.6.5 Omejitve Zemljine atmosfere

Teleskopi na Zemljini površini opazujejo vesolje skozi Zemljino atmosfero. Ta prepušča le svetlobo vidnih in bližnjih infrardečih ter radijskih valovnih dolžin. Pri opazovanjih v radijskem območju so glavni izziv motnje, ki prihajajo z zemeljskih in satelitskih oddajnikov, predvsem so problematični digitalni televizijski signali ter storitve brezžičnega interneta in mobilne telefonije. V vidni in bližnji infrardeči svetlobi pa je, če odmislimo spremenljivo vreme, problematično popačenje svetlobe, ki nastane med njenim prehodom skozi atmosfero.

Atmosfera je v tlačnem ravnovesju, torej spreminjanje tlaka z višino uravnoveša težo višjih plasti ozračja. Če to ne bi bilo res, bi govorili o neravnovesju sil, torej o burnih dogajanjih, povezanih s tornadi, hurikani in drugi vrstami viharjev, ko seveda ne opazujemo. Tlak je torej vedno pravi, temperatura ozračja pa se spreminja tako v navpični kot v vodoravni smeri. Ker je zrak idealni plin, se zato spreminja tudi gostota zraka, saj je ta sorazmerna s kvocientom tlaka in temperature. Gostota zraka ρ je (ob konstantni kemični sestavi) sorazmerna z $n - 1$, kjer je n lomni količnik (angl. refractive index) zraka, ki pove, za kakšen faktor je hitrost svetlobe c v zraku počasnejša od njene hitrosti c_o v vakuumu: $c = c_o/n = c_o/(1 + k\rho)$, kjer je k konstanta. Žarki iz astronomskega objekta torej potujejo skozi atmosfero z različnimi hitrostmi. Ravna valovna fronta, ki je vstopila v zgornje plasti Zemljine atmosfere, se zato na poti do opazovalca popači. Enak pojav poznamo pri opazovanju ljudi ob tabornem ognju: slike tistih, ki jih gledamo skozi dvigajoči se zrak nad plamenom, so popačene in zaradi spremenljive temperature migotajo. Teleskop na dnu atmosfere zazna, da prihaja valovanje vzdolž vhodne odprtine iz rahlo različnih smeri. Ker se lomni količnik spreminja z valovno dolžino, je popačenje valovne fronte odvisno od barve. V atmosferi stalno pihajo vetrovi, torej je popačenje časovno spremenljivo. Opazili bomo, da je svetlobe, ki vstopi skozi vhodno odprtino kdaj več in kdaj manj, da se njena povprečna smer spreminja s časom in da je vse skupaj odvisno tudi od barve svetlobe. Zaradi prvega vpliva se bo zdelo, da zvezda utripa, zaradi drugega, da pleše, zaradi tretjega pa, da je to plesanje še naključno obarvano. V posebej nestabilnih razmerah je vse troje mogoče videti že s prostim očesom: v toplem poletnem večeru zvezda nizko nad obzorjem (katere svetloba je šla skozi veliko nestabilnega zraka, ki se umirja po burni popoldanski konvekciji ali celo poletni nevihti) pleše in utripa, medtem ko naključne barvne bliske naši možgani hitro razumejo kot vrtenje v določeni smeri. Tako ni daleč do občutka, da gledamo vesoljsko ladjo z diskom in vrtečimi se lučkami. Nerodno je le, da bodo različni opazovalci za isto zvezdo trdili, da se suka različno. To je tudi dober primer, ko naša želja po enostavnosti sveta povzroči neobjektivnost naših dozdevnih opažanj (”pa saj sem to videl z lastnimi očmi!”).

Lomni količnik se zaradi temperaturnih sprememb spreminja vzdolž vodoravne plasti, veter pa povzroči, da se njegova vrednost v našem pogledu proti opazovanemu objektu spreminja s časom. Za opis vplivov atmosfere pogosto uporabimo Friedov parameter (angl. Fried parameter, r_o). Ta

predstavlja velikost vhodne odprtine teleskopa, ki bi imel uklonsko ločljivost enako omejitvam, ki jih prinese Zemljina atmosfera. Obenem je to tipična velikost konvektivne celice v atmosferi, znotraj katere je zrak dobro premešan in sta zato njegova temperatura in lomni količnik konstantna. Vrednost parametra pogosto podajamo pri valovni dolžini 500 nm. V zelo dobrih opazovalnih pogojih je $r_o = 0{,}3$ m, bolj tipične pa so vrednosti med 0,1 in 0,2 m. Če veter piha s hitrostjo 30 m s^{-1}, se torej premik zraka za eno konvektivno celico zgodi v stotinki sekunde ali manj. Zvezda torej stalno pleše, smer proti njej pa se spreminja za kot $\sim 1{,}22\lambda/r_o$ (izražen v radianih). Torej Zemljina atmosfera resno omejuje opazovanja vseh vrst daljnogledov in teleskopov, izjema so morda le dvogledi (binokularji). Po običajnem relativno dolgem, več deset sekund trajajočem osvetljevanju plesanje zaradi atmosfere razmaže sliko v disk, ki je pri teleskopih precej večji od njihove uklonske ločljivosti. Za $r_o = 0{,}3$ m dobimo razmazanost (angl. seeing), to je kotni premer diska na polovični višini, ki je enak $1{,}22\lambda/r_o = 0{,}4''$, medtem ko bi bila razmazanost slike za $r_o = 0{,}1$ m enaka $1{,}2''$. Teleskopi večji od r_o nam torej pri opazovanju z Zemlje ob običajnih dolgih osvetlitvah ne dajo ostrejših slik, seveda pa zberejo več svetlobe.

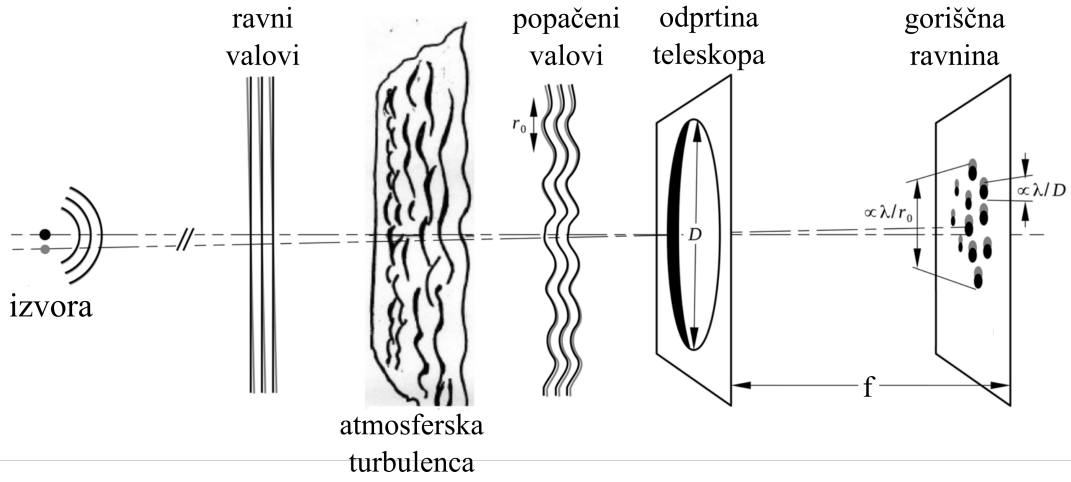
Pogoji v atmosferi, skozi katero opazujemo določen predel neba, so podobni po vsej sliki. Ker naša osvetlitev običajno traja več deset sekund, premikanje atmosfere zaradi vetra te pogoje še dodatno izenači. Torej običajno lahko predpostavimo, da je razmazanost (seeing) in tudi oblika profila intenzitete, v katerega se razleze posamezna točkasta zvezda, povsod enak. Se pa profil lahko spreminja med zaporednimi posnetki, saj se lahko spremenijo tudi opazovalni pogoji. Oblika profila nam torej nič ne pove o zvezdi, njej lastni so le trije parametri: smer proti zvezdi, ki jo preberemo iz koordinat x, y na detektorju, in integral intenzitete pod njenim profilom.

Atmosfera predstavlja manj omejitev, če je tok bolj laminaren in je zato vodoravna razsežnost konvektivnih celic r_o večja. Tok postane laminaren, če ga ne motijo ovire reliefa, torej po dolgem potovanju nad oceani. Ker na Zemlji zaradi dnevnega vrtenja prevladujejo vetrovi iz zahodnih smeri, je veliko observatorijev na zahodni obalah celin. Primer so severni Čile in Kalifornija ob Pacifiku in Kanarski otoki ali Namibija ob Atlantiku. Pomembno je tudi, da observatorija ne postavimo na gorsko verigo, preko katere se mora zrak dvigniti in se pri tem zvrtinči. Tak neroden primer so naše Alpe. Observatorije zato postavljamo na osamelce. Tako lahko zračni tok hrib obteče brez dviganja, na njegovem vrhu pa je observatorij v laminarnem nezmotenem toku. V severnem Čilu torej ne postavljamo observatorijev na vrhovih Andov ampak na osamele hribe vzdolž pacifiške obale. Podobno so tudi observatoriji na Kanarskih otokih in na Havajih na (upamo, da ugaslih) ognjenikih.

Opazovanje z Zemlje je mnogo cenejše od opazovanja iz vesolja. Tako opremo je tudi lažje popravljati in posodabljati. Kot vidimo pa Zemljina atmosfera predstavlja zelo resno omejitev pri ločljivosti tako dobljenih astronomskih slik. Pogosto se moramo s tem sprijazniti. V opazovalnih pogojih, ki jih imamo v Sloveniji se tu ne da veliko narediti. V dveh posebnih primerih pa je mogoče vplive atmosfere izničiti, tako da je kotna ločljivost velikih teleskopov tudi na Zemlji omejena le z njihovo uklonsko ločljivostjo. O tem v naslednjih dveh razdelkih.

2.6.6 Interferometrija peg

Teleskop, katerega premer D močno presega velikost konvektivnih celic v atmosferi r_o, nam bo ob dolgi osvetlitvi dal sliko, ki bo imela razmazanost enako $1{,}22\,\lambda/r_o$. Ob zelo kratki osvetlitvi, ko se atmosfera še ni uspela premakniti, pa je slika zvezde pegasta: na območju, ki ustreza uklonski ločljivosti odprtine r_o, so posamezne pege značilne za uklonsko ločljivost celotnega teleskopa D (slika 2.15). V naslednjem trenutku se te pege premaknejo in sčasoma seštejejo v širok razmazan profil zvezde. Ideja interferometrije peg je, da statistično preučujemo položaje peg na velikem številu slik. Njihova porazdelitev je odvisna od tega, ali opazujemo sliko ene ali pa več zvezd, tudi če so slednje le na kotni razdalji uklonske ločljivosti teleskopa. Tako lahko iz velikega števila slik izluščimo, ali opazujemo eno ali dve zvezdi, ki sta tesno skupaj, ter kakšen je njun medsebojni položaj in kako svetli sta. Seveda je predpogoj, da je opazovani objekt dovolj svetel, da bomo že v zelo kratki osvetlitvi stotinke sekunde ali manj zbrali dovolj svetlobe. Prav tako je težavno rekonstruirati zapleteno sliko z veliko izvori na medsebojnih kotnih razdaljah, primerljivih z uklonsko ločljivostjo. Torej je interferometrija peg, ki jo v angleščini imenujejo speckle interferometry, sicer zanimiva tehnika, vendar uporabna le za posebne primere opazovanj.



Slika 2.15: Ob kratki osvetlitvi nam da teleskop z odprtino D, ki stoji na Zemljinem površju, sliko oddaljenega objekta, ki jo sestavlja mnogo peg z velikostjo, ki ustreza uklonski ločjivosti teleskopa. Slika pokriva območje, ki ustreza uklonski ločljivosti posamezne konvektivne celice v Zemljini atmosferi. Z analizo velikega števila takih slik lahko ugotovimo podrobnosti na sliki, ki so primerljive velikosti kot uklonska ločljivost teleskopa. Prirejeno po Kuwamura et al. (2020).

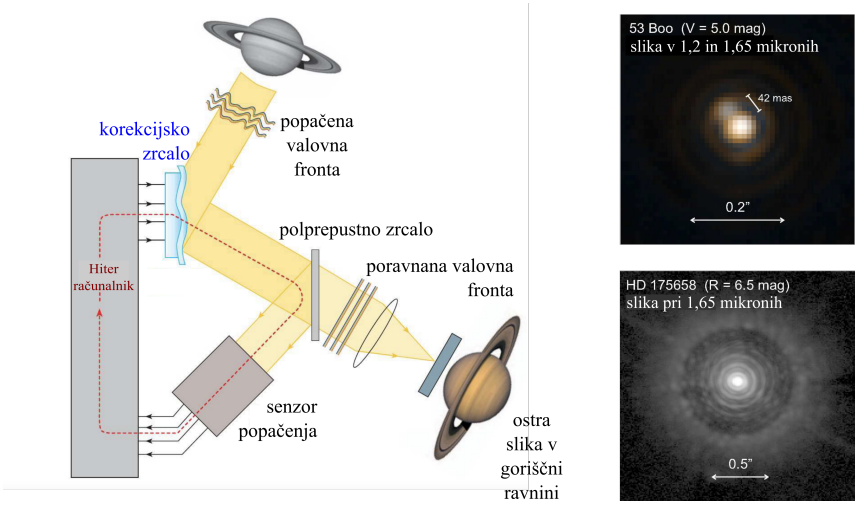
2.6.7 Adaptivna optika

Prehod svetlobe skozi atmosfero popači svetlobno valovanje, tako da ravne valovne fronte, ki z oddaljenega objekta vstopijo v atmosfero, dosežejo teleskop kot nagubane. Te motnje se s časom zelo hitro spreminjajo, zato nam več sekund ali minut osvetlitve, ki jo potrebujemo za beleženje svetlobe temnega objekta opazovanja, da njegovo sliko razmazano na kotno velikost približno ločne sekunde. To je mnogo več od uklonske ločljivosti profesionalnih teleskopov v vidni svetlobi. Adaptivna optika (angl. adaptive optics) je tehnika, ki skuša ugotoviti, kakšna je trenutna popačenost valovnih front in jih nato z dodatkom obratnega popačenja poravnati ter tako teleskopu vrniti uklonsko kotno ločljivost.

Večina popačenja se dogaja v troposferi, torej na višinah pod $h_o = 15$ km, ki vsebuje približno 80% vse mase atmosfere. Velikost turbulentnih celic, ki jo opišemo s Friedovim parametrom r_o, je običajno med 0,1 in 0,3 m v vidni svetlobi in nekoliko več v infrardečem. Torej lahko za zvezdi na kotni razdalji $\theta_o \sim \frac{r_o}{h_o/2} \sim \frac{0{,}2}{15000/2}\frac{180}{\pi}\,3600'' = 5{,}5''$ rečemo, da gre njuna svetloba skozi enake konvektivne celice in je zato tudi njuno trenutno popačenje močno korelirano. Ta parameter imenujejo tudi izoplanatični kot in v vidni svetlobi običajno meri nekaj ločnih sekund. Končno je pomemben tudi čas, v katerem se konvektivne celice med seboj zamenjajo. Koherenčni čas lahko ocenimo kot $\tau_o \sim r_o/v$, kjer je $v \approx 20\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ hitrost vetra v vodoravni smeri. V vidni svetlobi je ta čas blizu stotinke sekunde.

Popačenje valovne fronte je zelo spremenljivo. Razgradimo ga lahko na dve stopnji: prvo je plesanje težišča slike. Umirimo ga z majhnim dodatnim zrcalom, nameščenim pred goriščem teleskopa, ki mu lahko spreminjamo nagib vzdolž obeh osi. Druga stopnja so višji redi popačitev (slika 2.16), ki jih poravnamo s še enim zrcalcem. Obema zrcaloma moramo zelo hitro spreminjati nagib oziroma obliko, torej uporabimo majhni tanki zrcali z majhnim vztrajnostnim momentom, ki ju podpremo s piezoelektričnimi elementi. Piezoelektrik je tu idealen, saj potrebujemo majhne vendar hitre deformacije in v piezoelektričnem materialu se zgodi natanko to, ko nanj priključimo električno napetost.

Adaptivna optika mora seveda vedeti, kakšnim popačenjem atmosfere se mora prilagoditi oziroma jih izničiti. Potrebujemo torej sprotno meritev popačenja (slika 2.16). V času τ_o moramo izvesti meritev, izračunati potrebne popravke in jih preko deformacij zrcalc tudi že udejaniti. Torej potrebujemo svetel izvor, katerega svetloba je šla skozi iste plasti atmosfere kot temnejši objekt, ki ga opazujemo. Lahko se zgodi, da je znotraj kota θ_o zelo svetla zvezda. Primer bi bil slikanje temne bele pritlikavke Sirius B, ki je le nekaj ločnih sekund od mnogo svetlejše Soncu podobne zvezde Sirius A. Vendar so taki primeri redki. Običajno moramo torej v smeri nekaj ločnih sekund od opazovanega objekta in nad turbulentno atmosfero ustvariti umetno zvezdo, ki nam nato



Slika 2.16: Adaptivna optika. Levo je skica principa delovanja. Popačenje slike v Zemljini atmosferi zaznavamo s kratkimi posnetki referenčnega izvora in ga popravljamo s korekcijskim zrcalom. Tako se v goriščni ravnini zbira nepopačena slika objekta. Kot razlagamo v tekstu, za popravek nagiba uporabljamo zvezde, za višje rede korekcij pa umetno lasersko "zvezdo". Avtor S. Hippler, prirejeno po Davies & Kasper (2012). Desno: Primera rezultatov slikanja z adaptivno optiko. Zgoraj vidimo, da je 53 Boo dvojna zvezda, ob tem je kotna razdalja med zvezdama le 0,042 ločne sekunde. Spodaj je slika zvezde, kjer adaptivna optika omogoča razločanje do 10 uklonskih maksimumov. Korigirano območje je obdano s svetlejšim nepopravljenim območjem višjih momentov popačenja. Sliki so posneli med uvedbo adaptivne optike na Large Binocular telescope, prirejeno po Esposito et al. (2011).
.

služi kot referenca za določanje popačitev atmosfere. Kot vir svetlobe uporabijo laser, s katerim točkasto osvetlijo atmosfero znotraj kotne razdalje θ_o od opazovanega objekta. Svetloba se vrne v teleskop bodisi zaradi Rayleighovega sipanja[17] na višinah do 30 km nad površjem ali pa z laserjem z valovno dolžino 589 nm resonančno vzbujajo natrijeve atome, ki se nahajajo v plasti na višini približno 90 km (Davies & Kasper, 2012). V obeh primerih pogosto uporabljajo laserje, ki delujejo v pulznem načinu: za zelo kratkim mikrosekundnim pulzom svetlobe čakajo na odmev, v katerem izberejo le dovolj zakasnjeni signal, ki je zato moral potovati do vrha atmosfere in nazaj, ter tako izločijo lokalne odboje. Ob tem upoštevajo, da se lomni količnik v območju vidne svetlobe počasi spreminja z valovno dolžino in lahko zato z laserjem v vidni svetlobi dobro popravljajo tudi slike v bližnjih infrardečih valovnih dolžinah. Žal tudi laserski žarek na poti navzgor čuti vplive atmosfere in je zato položaj laserske zvezde naključno spremenljiv. Tako so laserske umetne zvezde uporabne za korekcije višjega reda, ne pa tudi za osnovno korekcijo plesanja težišča slike. Torej še vedno potrebujemo tudi naravne zvezde, vendar so te za osnovno korekcijo nagiba lahko precej temne.

Največji teleskopi, kot je 39-metrski Extremely Large Telescope (ELT), ki ga gradijo v Čilu, zajemajo tako širok snop svetlobe, da so popačenja atmosfere med različnimi deli snopa nekorelirana. V tem primeru morajo uporabiti sistem z več laserji, ki vzorčijo njegovo celotno ploščino. Teleskop ELT bo uporabljal 8 takih laserjev, slike pa bodo na koncu dosegale impresivno uklonsko ločljivost 39-metrskega zrcala.

2.7 Astronomske magnitude

Astronomski objekti so na zelo različnih razdaljah od Zemlje, pa tudi njihova moč (izsev) je zelo različen. Torej je razpon možnih gostot svetlobnega toka zelo velik. Zato je gostoto svetlobnega toka praktično meriti v logaritmični skali, ki jo izraža količina navidezna magnituda (angl. apparent magnitude). Objekta z gostotama svetlobnega toka j_1 in j_2 imata navidezni magnitudi $\mathfrak{m}_1$ in $\mathfrak{m}_2$,

[17] https://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh_scattering

za kateri velja zveza

$$\mathfrak{m}_1 - \mathfrak{m}_2 = -2.5 \log(j_1/j_2). \tag{2.26}$$

Logaritem je desetiški. Številski faktor 2,5 poskrbi, da spoštujemo zgodovinski dogovor, da razmerje 100 v gostotah svetlobnega toka ustreza razliki 5 magnitud. Negativni predznak pomeni, da so objekti z višjo vrednostjo magnitude temnejši. Ničla magnitudne skale je postavljena tako, da so navidezno najsvetlejše zvezde na nebu blizu prve magnitude. Najtemnejše zvezde, ki jih daleč od luči in ko Luna ni nad obzorjem, na jasno noč še vidimo brez optičnih pomagal, so šeste magnitude. Največji observatoriji lahko opazujejo zvezde do približno 26. magnitude. Ker gostota svetlobnega toka pada s kvadratom razdalje, je objekt 26. magnitude 100-milijonkrat temnejši ali pa desettisočkrat dlje od objekta 6. magnitude.

Pogosto nas zanimajo majhne spremembe gostote svetlobnega toka, ki so posledica rahlih sprememb opazovanega objekta. Če zapišemo $j_1 = j_2 + dj = j_2(1 + dj/j_2)$, kjer je zadnje razmerje mnogo manjše od ena, lahko razvijemo:

$$\begin{aligned} d\mathfrak{m} \equiv \mathfrak{m}_1 - \mathfrak{m}_2 &= -2.5 \log(1 + dj/j_2) = -2.5 \log(e^{\ln(1+dj/j_2)}) \\ &\simeq -2.5 \log(e)\,(dj/j_2) \simeq -1.086\,(dj/j_2). \end{aligned} \tag{2.27}$$

Če se gostota svetlobnega toka zmanjša za odstotek, se bo magnituda objekta povečala za dobro stotinko. To poenostavi razmišljanje, saj majhne razlike v magnitudah približno ustrezajo relativnim spremembam gostote svetlobnega toka. Za velike spremembe to seveda ne velja in je treba upoštevati logaritemsko zvezo, kot jo definira enačba 2.26.

Kot smo že omenili, navadno snemamo skozi barvne filtre. Tako zapisi $V = 6{,}0$, $B = 7{,}0$ in $B - V = 1{,}0$ pomenijo, da je navidezna V magnituda enaka 6, navidezna B magnituda 7 in da je barvni indeks $B - V$ enak 1. Slednji nam pove nekaj o barvi objekta, kar je pogosto odraz njegove temperature. Velike vrednosti barvnega indeksa ustrezajo rdečim, majhne ali negativne pa modrim objektom.

Vrednost navidezne magnitude je odvisna tako od dejanskega izseva objekta kot od njegove oddaljenosti od Zemlje. Slednja nima veliko skupnega s fizikalnimi lastnostmi objekta. Zato v astronomiji uporabljamo še eno količino, ki ji pravimo absolutna magnituda (angl. absolute magnitude). Ta je enaka navidezni magnitudi, če bi bil naš objekt na standardni oddaljenosti od Zemlje. Po dogovoru je ta dogovorjena standardna oddaljenost vedno enaka 10 parsekom, kjer je parsek enak 1 pc $= 3{,}0856 \cdot 10^{16}$ m. Absolutno magnitudo praviloma pišemo z velikimi črkami, ali pa uporabimo indeks *abs*. Tako lahko za dani objekt zapišemo zvezo med njegovo absolutno magnitudo $\mathfrak{M}$, navidezno magnitudo $\mathfrak{m}$ in oddaljenostjo d, merjeno v parsekih

$$\mathfrak{m} - \mathfrak{M} = 5 \log d - 5. \tag{2.28}$$

Razliko imenujemo tudi modul razdalje (oziroma distance modulus v angleščini). Kot vidimo iz enačbe, je to v magnitudah izražena mera za razdaljo. Objekt z modulom razdalje 10 magnitud je tako na razdalji 1000 pc.

Pri zapisu enačbe 2.28 smo predpostavili, da je prostor med objektom in Zemljo popolnoma prozoren za svetlobo. To je pogosto res, včasih pa v prostoru med zvezdami pride tudi do ekstinkcije svetlobe. V tem primeru se razlika med navidezno in absolutno magnitudo poveča in je treba na desni strani enačbe 2.28 dodati še člen $+A_\lambda$, ki pove, kolikšna je ekstinkcija (angl. extinction) svetlobe izražena v magnitudah in pri valovni dolžini svetlobe, ki jo prepušča filter, s katerim opazujemo. Za ekstinkcijo svetlobe so odgovorna zrna prahu v medzvezdnem prostoru, ki imajo velikost nekoliko manjšo od valovne dolžine vidne svetlobe. Na tak sklep nas napotita dve opažanji: kot prvo je ekstinkcije več v modri kot v rdeči svetlobi. Ovire, na katere naleti svetloba na poti proti Zemlji, morajo biti torej primerljive ali malo manjše od valovne dolžine vidne svetlobe. Če bi svetlobo zastrli veliki objekti, recimo skale ali zablodeli planeti, bi bile vse barve enako zastrte. Po drugi strani pa ekstinkcija ne more nastati v plinu, ki ga sestavljajo drobni atomi in molekule, ki so približno tisočkrat manjši od valovne dolžine vidne svetlobe. Tak plin bi absorbiral le svetlobo točno določenih valovnih dolžin, to je takih z ravno pravšnjo energijo za prehajanje elektronov v atomih plina v višja vzbujena stanja. Torej ne bi zastrl recimo vse modre ali rdeče svetlobe v širokem pasu valovnih dolžin. Prašni delci so z velikostjo nekaj desetink tisočinke millimetra ravno vmes med atomskimi velikostmi in takimi iz vsakodnevnih izkušenj: so tisočkrat večji od atomov in molekul in manjši od makroskopskih teles.

Ker je ekstinkcija večja za krajše valovne dolžine, je razlika med ekstinkcijo v B in v V filtru pozitivna

$$E(B-V) \equiv A_B - A_V = R_V\, A_V. \tag{2.29}$$

Vrednost koeficienta R_V je navadno blizu 3,1 in je odvisna od velikosti prašnih zrn v oblaku, ki vpija svetlobo. Neprozornost je za modro svetlobo močnejša kot za rdečo. Če je objekt zaradi ekstinkcije v prahu v zeleni svetlobi V filtra temnejši za 1 magnitudo, je (pri $R_V = 3{,}1$) ekstinkcija v modri svetlobi enaka kar 4,1 magnitude. Z enačbo 2.26 izračunamo, da pride skozi oblak $10^{(1/-2.5)} = 10^{-0.4} = 40\%$ svetlobe v V filtru in le $10^{(4{,}1/-2.5)} = 2{,}3\%$ svetlobe v B filtru. Zato je objekt, ki ga vidimo skozi prašni oblak, pordečen, podobno kot je rdeče zahajajoče sonce nizko nad obzorjem. Količino $E(B-V)$ imenujemo tudi pordečitev (angl. colour excess ali reddening).

2.8 Merske napake

Kot je to v eksperimentalni fiziki običajno, je vsaka meritev do neke mere netočna, obremenjena je torej z mersko napako. Za meritve astronomskih objektov je po eni strani položaj slabši, kot če merimo v laboratoriju, saj meritev ne moremo po lastni želji ponavljati in tako izničiti vpliva merskih napak. Po drugi strani pa se izjemno potrudimo, da so merske napake karseda majhne. Pa tudi narava je (prosto po Einsteinu) zvita ne pa zlobna. Zato so astronomske meritve pogosto relativno čiste v smislu, da so napake posledica samih fizikalnih in statističnih omejitev, ne pa slabosti merskega instrumenta.

Začeli bomo s preprosto sliko idealnega merskega sistema: imamo teleskop in detektor brez kakršnihkoli napak, opazujemo tudi iz vesolja, tako da nas ne moti vpliv Zemljine atmosfere na svetlobo oddaljenega objekta, ki ga opazujemo. Predpostavimo tudi, da se ta objekt s časom ne spreminja: opazovana zvezda recimo sveti vseskozi enako, danes, jutri, kadarkoli. Na prvi pogled bi mislili, da bo izmerek vsake od meritev v takih, idealnih okoliščinah enak. Pa ni. Kot bomo videli, je razlog v statistiki. Z našim teleskopom zbiramo svetlobo, torej fotone, ki prihajajo z opazovane zvezde. Kljub temu, da je zvezda nespremenljiva in da je naš merski sistem idealen, pa zbranih fotonov ne bo vedno enako. Za pojasnilo najprej ponovimo nekaj o binomski porazdelitvi, ki jo poznamo iz poglavja kombinatorika v matematiki srednje šole. Nato bomo izpeljali lastnosti poissonske porazdelitve in na koncu ugotovili, zakaj je izmerek našega idealnega merskega sistema vsakič drugačen.

2.8.1 Poissonova porazdelitev

Binomska porazdelitev

Začnimo z ilustracijo meta kocke. Verjetnost p, da bomo vrgli šestico, je seveda $p = \frac{1}{6}$. Kolikšna pa je verjetnosti, da bomo v $n = 5$ metih vrgli natanko $k = 3$ šestice? Posamezno zaporedje petih metov ima v tem primeru za 3 mete verjetnost $\frac{1}{6}$, za dva meta, ki nista šestica, pa sta verjetnosti enaki $1 - \frac{1}{6}$. Skupaj torej $(\frac{1}{6})^3(1-\frac{1}{6})^2 = \frac{5^2}{6^5} = 0{,}0032$ ali s simboli $p^k(1-p)^{n-k}$. Vendar to ni odgovor na naše vprašanje. Izračunali smo verjetnost, da najprej vržemo 3 šestice, nato pa dvakrat vržemo drugo cifro. Do treh šestic pa je mogoče priti tudi z drugimi zaporedji uspehov in neuspehov. Pravilni odgovor je torej izračunana verjetnost pomnožena s številom kombinacij z natanko 3 uspehi v 5 metih. Vrstni red uspehov in neuspehov tu ni pomemben, pomembno je le skupno število metov n in uspehov k. Število takih kombinacij bomo označili s simbolom $\binom{n}{k}$.

Število kombinacij k uspehov med n poskusi začnimo z razmislekom, da je prvi uspeh mogoče postaviti na n mest, za drugi uspeh je prostih še $n-1$ možnosti in tako dalje do k-tega uspeha, ki je lahko na $n-k+1$ možnih mestih. Skupaj je to $n \cdot (n-1) \cdots (n-k+1) = \frac{n!}{(n-k)!}$ kombinacij. Klicaj tu označuje produkt naravnih števil od 1 do označenega števila. To še ni končni rezultat, saj bi določeno zaporedje k uspehov, ki šteje v resnici kot ena kombinacija, po doslej povedanem šteli večkrat. Med uspehi je namreč prvega mogoče postaviti na k mest, drugega na $k-1$ mest in k-tega na še edino preostalo mesto, torej skupaj $k!$ možnosti, zares pa mora to šteti kot le ena kombinacija. Skupno število kombinacij, ki nam ob n poskusih dajo k zadetkov, je zato enako

$$\binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!}. \tag{2.30}$$

Skupaj je torej verjetnost, da bomo pri n poskusih, od katerih ima vsak verjetnost za uspeh enako p, dosegli natanko k uspehov enaka

$$b(k;n,p) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k} = \frac{n!}{k!(n-k)!} p^k (1-p)^{n-k}. \tag{2.31}$$

Taki verjetnostni porazdelitvi za različne izide k ob danih p in n rečemo binomska porazdelitev. V zgoraj omenjenem metu kocke lahko 3 zadetke med 5 meti razporedimo na $\binom{5}{3} = \frac{5!}{3!\,2!} = 10$ načinov[18], torej je končna verjetnost za točno 3 šestice v 5 metih enaka 3,2%.

Poissonska porazdelitev kot limita binomske

Če je verjetnost za uspeh p majhna in število poskusov n zelo veliko, tako da je povprečno število uspehov enako $N = np$, ter so uspehi neodvisni od časa in verjetnost za uspeh ni odvisna od preteklih uspehov, binomska postane poissonska porazdelitev (angl. Poisson distribution). Njena verjetnostna porazdelitev je enaka:

$$\begin{aligned}
\binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k} &= \lim_{n\to\infty} \frac{n!}{k!(n-k)!} \left(\frac{N}{n}\right)^k \left(1-\frac{N}{n}\right)^{n-k} \\
&= \lim_{n\to\infty} \frac{n(n-1)(n-2)...(n-k+1)}{k!} \left(\frac{N}{n}\right)^k \left(1-\frac{N}{n}\right)^{n-k} \\
&= \lim_{n\to\infty} \frac{n^k + O(n^{k-1})}{k!} \frac{N^k}{n^k} \left(1-\frac{N}{n}\right)^{n-k} \\
&= \lim_{n\to\infty} \frac{N^k}{k!} \left(1-\frac{N}{n}\right)^{n-k}.
\end{aligned} \tag{2.32}$$

V tretji vrstici smo v številcu označili, da je največji člen v zmnožku številca n^k, ostali pa so kvečjemu nekaj številka krat n^{k-1}, torej so mnogo manjši. Ker pa veljata tudi matematični zvezi

$$\lim_{n\to\infty} \left(1-\frac{N}{n}\right)^n = e^{-N} \tag{2.33}$$

in

$$\lim_{n\to\infty} \left(1-\frac{N}{n}\right)^{-k} = 1, \tag{2.34}$$

dobimo kot končni rezultat za verjetnost, da bomo pri v povprečnem izmerku N izmerili k dogodkov

$$p(k;N) = \frac{N^k e^{-N}}{k!}. \tag{2.35}$$

Izračun $p(k;N)$ je za velike vrednosti k in N numerično neroden. Smiselno je računati logaritemsko

$$p(k;N) = exp\left[k\ln(N) - N - ln(k!)\right], \tag{2.36}$$

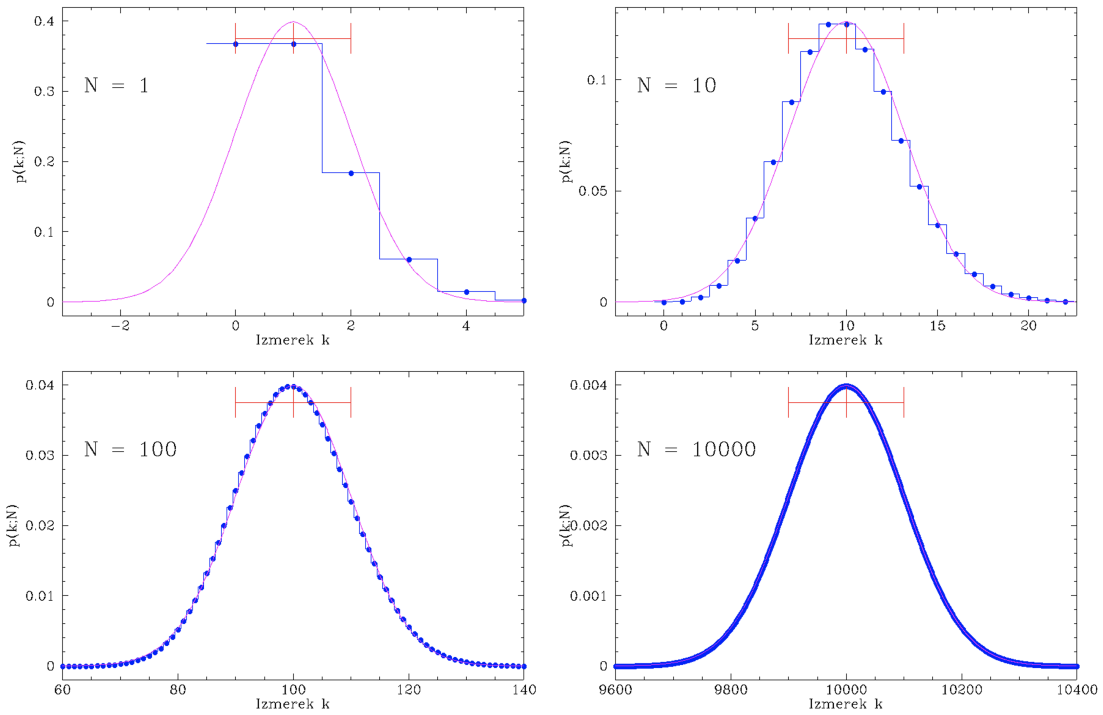
kjer zadnji člen ovrednotimo z Lanczosovo verzijo Stirlingove formule[19]. K sreči pa se porazdelitev $p(k;N)$ za velike N približuje Gaussovi normalni porazdelitvi $G(k;N)$:

$$p(k;N) \simeq G(k;N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} \exp\left(-\frac{(k-N)^2}{2\sigma^2}\right), \tag{2.37}$$

kar lepo vidimo na sliki 2.17. Torej se nam za velike vrednosti N ni treba truditi z izračunom enačbe 2.35.

[18] Če s + označimo uspeh, z − pa neuspeh, so možne kombinacije 5 metov s 3 zadetki: (1) $+++--$, (2) $++-+-$, (3) $++--+$, (4) $+-++-$, (5) $+-+-+$, (6) $+--++$, (7) $-+++-$, (8) $-++-+$, (9) $-+-++$, (10) $--+++$.

[19] $ln(k!) = (k+0.5)\ln(k+5.5) - (k+5.5) + ln(2\pi)/2 + ln(s)$, kjer je $s = 1{,}000000000190015 + 76{,}18009172947146/(k+1) - 86{,}50532032941677/(k+2) + 24{,}01409824083091/(k+3) - 1{,}231739572450155/(k+4) + 1{,}208650973867\cdot 10^{-3}/(k+5) - 5{,}39523938495\cdot 10^{-6}/(k+6)$.



Slika 2.17: Histogrami verjetnosti za izmerek k za različne povprečne vrednosti izmerka N kot jih napoveduje poissonska porazdelitev (modro). Gladka rožnata krivulja je približek z Gaussovo funkcijo. Rdeči interval na vrhu označuje povprečno vrednost in razpon $\pm\sigma$.

Povprečni izmerek poissonske porazdelitve

Najprej preverimo, da je povprečni izmerek poissonske verjetnostne porazdelitve res N. Po definiciji izračunamo povprečje kot vsoto vseh možnih izmerkov k pomnoženih z njihovimi verjetnostmi:

$$\begin{aligned}
\overline{p} &= \frac{\sum_{k=0}^{\infty} kp(k;N)}{\sum_{k=0}^{\infty} p(k;N)} = \frac{\sum_{k=1}^{\infty} kN^k e^{-N}/k!}{\sum_{k=0}^{\infty} N^k e^{-N}/k!} \\
&= \frac{\sum_{k=1}^{\infty} NN^{k-1} e^{-N}/(k-1)!}{\sum_{k=0}^{\infty} N^k e^{-N}/k!} = \frac{Ne^{-N}\sum_{m=0}^{\infty} N^m/m!}{e^{-N}\sum_{k=0}^{\infty} N^k/k!} \\
&= \frac{Ne^{-N}e^{N}}{e^{-N}e^{N}} = N. \qquad (2.38)
\end{aligned}$$

Tu smo uporabili matematično identiteto

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{N^k}{k!} = e^N. \qquad (2.39)$$

2.8.2 Standardno odstopanje poissonske porazdelitve

Standardno odstopanje (angl. standard deviation) oziroma standardno deviacijo (σ) izračunamo tako, da njen kvadrat zapišemo kot z verjetnostmi utežen kvadrat odstopanj izmerkov od povprečja:

$$\begin{aligned}\sigma^2 &= \sum_{k=0}^{\infty}(k-N)^2 p(k;N) \\ &= \sum_{k=0}^{\infty}[k^2 p(k;N)] - 2N\sum_{k=0}^{\infty}[kp(k;N)] + N^2\sum_{k=0}^{\infty}[p(k;N)] \\ &= \sum_{k=0}^{\infty}[k^2 p(k;N)] - N^2, \end{aligned} \tag{2.40}$$

kjer smo upoštevali, da je povprečni izmerek enak N. Prvi člen je enak

$$\begin{aligned}\sum_{k=0}^{\infty}k^2 p(k;N) &= \sum_{k=0}^{\infty}k^2\frac{N^k e^{-N}}{k!} = Ne^{-N}\sum_{k=1}^{\infty}k\frac{N^{k-1}}{(k-1)!} \\ &= Ne^{-N}\Big(\sum_{k=1}^{\infty}(k-1)\frac{N^{k-1}}{(k-1)!} + \sum_{k=1}^{\infty}\frac{N^{k-1}}{(k-1)!}\Big) \\ &= Ne^{-N}\Big(N\sum_{k=2}^{\infty}\frac{N^{k-2}}{(k-2)!} + \sum_{k=1}^{\infty}\frac{N^{k-1}}{(k-1)!}\Big) \\ &= Ne^{-N}\Big(N\sum_{j=0}^{\infty}\frac{N^j}{j!} + \sum_{m=0}^{\infty}\frac{N^m}{m!}\Big) = Ne^{-N}\Big(Ne^N + e^N\Big) \\ &= N^2 + N. \end{aligned} \tag{2.41}$$

Ko to vstavimo v enačbo za σ, dobimo

$$\sigma = \sqrt{(N^2+N) - N^2} = \sqrt{N}. \tag{2.42}$$

Torej ima poissonska porazdelitev s povprečnim izmerkom N standardno odstopanje $\pm\sqrt{N}$.

2.8.3 Zveza med signalom in šumom meritve

Primer, ki sledi poissonski porazdelitvi, je zbiranje fotonov z oddaljene zvezde: veliko jih gre na pot ($n \to \infty$), ob tem pa je verjetnost (p), da foton detektiramo, zelo majhna ($p \to 0$). Če v povprečju detektiramo 100 fotonov ($N = 100$), niti z idealnim merskim sistemom tak izmerek ne bo stalen, ampak bo nihal okrog povprečja 100 fotonov s standardnim odstopanjem $\sigma = \sqrt{100} = 10$ fotonov. Torej je točnost posamezne meritve $\sigma/N = 10/100 = 10\%$. Pri več zbranih fotonih ($N = 10000$) je odstopanje večje ($\sigma = 100$), relativna napaka pa manjša ($\sigma/N = 1\%$). Za zmanjšanje relativne merske napake moramo torej plačati visoko ceno: če naj bo ta desetkrat manjša, moramo zbrati stokrat več svetlobe. Torej lahko podaljšamo čas osvetljevanja detektorja z ene na 100 minut, ali pa zberemo teleskop, ki ima 10-krat večji premer zbiralne površine (torej, namesto da bi opazovali z 1-metrskim, opazujemo z 10-metrskim teleskopom). Ker je čas, ki ga imamo na voljo, omejen, veliki teleskopi pa težko dostopni, je torej eno in ali drugo težko doseči.

V dosedanjem razmisleku smo obravnavo poenostavili. Upoštevali smo le poissonski šum, ki je posledica omejenega števila fotonov z opazovanega objekta, ki smo jih zbrali. Vendar k svetlobi, ki jo zabeleži detektor, v območju slike našega opazovanega objekta prispeva tudi prispevek ozadja, to je svetlobe, ki bi jo zabeležili tudi, če našega objekta tam ne bi bilo. To je denimo sipana svetloba v Zemljini atmosferi. Podobno kot v sončnem dnevu vidimo z modro, sipano Sončevo svetlobo osvetljeno nebo, se dogaja tudi ponoči: svetloba zvezd, planetov, lune in – žal – tudi naše zemeljske razsvetljave se sipa v naš pogled in prispeva k svetlobi, ki jo zaznamo iz smeri opazovanega objekta. Ta svetloba prispeva k šumu, žal pa ne k signalu z objekta, ki ga merimo. Podobno se pozna tudi bralni šum detektorja, ki se pri štetju elektronov zbranih na posamezni točki zmoti za bralni šum, ki ga označimo z RON (angl. read-out noise). Ti prispevki k šumu so med seboj neodvisni, seštevanje prispevkov k skupnemu številu zaznanih fotonov pa po enačbi

2.42 pomeni, da se seštevajo kvadrati merskih napak. Končni izraz za razmerje med signalom (S) in šumom (σ, ki ga pogosto označimo z začetnico angleške besede noise) je torej enak

$$S/N \equiv SNR = \frac{(dN_{objekt}/dt) \cdot t}{\sqrt{(dN_{objekt}/dt) \cdot t + (dN_{ozadje}/dt) \cdot t + \mathrm{RON}^2}}. \tag{2.43}$$

Zapisano razmerje signala in šuma S/N pogosto označujejo tudi kot SNR, kar v angleščini preberemo kot signal to noise ratio. Njegova vrednost je obratna vrednost razmerja med mersko napako in signalom: $SNR = 100$ torej pomeni, da ima meritev 1% relativno napako.

Če je bralni šum zanemarljivo majhen, poissonska narava šuma objekta in ozadja pomeni, da razmerje SNR raste le sorazmerno s korenom iz časa osvetljevanja (t) ali s korenom iz števila posameznih posnetkov, ki jih povprečimo. Za desetkrat točnejšo meritev torej, kot smo že omenili, potrebujemo stokrat več zbrane svetlobe. Linearna rast SNR s časom je mogoča le, če bralni šum prevladuje nad poissonskim šumom objekta in ozadja. Žal je v tem primeru vrednost razmerja SNR majhna, torej je meritev precej netočna.

Kot smo že omenili, je v idealnem primeru, ko je ozadje temno in bralni šum zanemarljiv, šum meritve enak kvadratnemu korenu iz števila zaznanih fotonov objekta. Pri povprečnem izmerku 100 fotonov je 68% meritev v območju med 90 in 110, preostali pa so zunaj tega intervala. Če je povprečje višje, je absolutna vrednost napake še večja. Torej nima smisla natanko prešteti vsakega fotona, saj je statistična napaka meritve v vsakem primeru velika. Zato pogosto štejemo fotone v paketih, ko recimo vsakih 5 zaznanih fotonov označimo kot eno digitalno enoto (angl. analog to digital unit, torej ADU). Torej ima posamezna točka detektorja pri 5 zaznanih fotonih izmerek 1 enoto. Ta faktor pretvorbe v angleščini imenujejo gain, v našem primeru je enak $g = 5\,e^-/\mathrm{ADU}$. V izrazju upoštevamo, da vsak zaznani foton rodi en elektron. Izmerek $N = 100$ fotonov torej ustreza vrednosti $N/g = 20$ digitalnih enot, ki pa imajo standardno odstopanje $\sqrt{N}/g = 2$ digitalni enoti. V digitalnih enotah izražen šum torej ni enak kar kvadratnemu korenu signala.

Včasih ne vemo, kolikšna je vrednost g-ja. Če detektor enakomerno osvetlimo, tako da naredimo neoster posnetek enakomerno osvetljene stene, je predpostavka o poissonski naravi šuma pogosto upravičena. Odstopanja v izmerkih, izraženih v digitalnih enotah, nam tako omogočajo določiti dejansko vrednost faktorja pretvorbe g. V astronomiji je ta pogosto med 3 in 5 $\mathrm{e}^-/\mathrm{ADU}$. Če želimo meriti zelo temne objekte, ga zmanjšamo, če pa je svetlobe veliko ali če snemamo pohitreni video, kjer je bralnega šuma veliko, ga dvignemo celo na 50 $\mathrm{e}^-/\mathrm{ADU}$. Tako velike vrednosti uporabljamo tudi v mobilnih telefonih, saj je tam pogosto problem z omejenim obsegom ADU pretvornika in se numerično saturiranim prevelikim izmerkom izognemo z velikim faktorjem g.

V fotografiji ne govorimo o vrednostih g-ja, ampak uporabljamo pojem občutljivosti, ki jo odraža vrednost ISO (angl. ISO value). Navadno za osnovo vzamemo vrednost[20] ISO = 100. Torej ISO = 200 pomeni, da ima v takem načinu slika dvojne vrednosti izmerkov posameznih točk. Osnova te številke je zgodovinska in odraža občutljivosti klasičnih filmov, ki so jih izdelovali v različnih občutljivostih. Vrednost ISO je obratno sorazmerna z vrednostjo g, omenjeno zgoraj. Digitalni detektor v danem fotoaparatu je vedno enak, dosežemo pa vtis različne občutljivosti, če spreminjamo ojačitev signala v ojačevalcu, preden ga preberemo in digitaliziramo. V tem smislu višji ISO pomeni, da signal ojačimo pred branjem in se tako napake zaradi bralnega šuma v enačbi 2.43 manj poznajo. Če je svetlobe zelo malo, bi bila tako posvetljena slika še vedno videti pretemna, torej v takem ekstremnem primeru vrednost izmerkov povečajo tudi po branju. Slednje je enako, kot če bi nivoje posvetlili v računalniku med obdelavo slik. V tem primeru torej ojačujemo tako signal kot šum. V primeru višjega ISO z ojačevanjem na ojačevalcu pred branjem pa je sicer zbrana svetloba še vedno enaka in se zato njen Poissonski šum odraža na enak način, vendar se vsaj bralni šum ne pozna toliko. Torej se je v fotografiji smiselno izogibati prevelikim vrednostim ISO, slike z zmerno povečanimi vrednostmi ISO pa so boljše, kot če bi pretemne slike le posvetlili z računalniško obdelavo. O lastnostih posameznih modelov fotoaparatov in o pojmih, ki smo jih omenili v tem odstavku, je mnogo koristnih informacij na https://photonstophotos.net/.

[20] Nižje vrednosti od 100 naj bi pripisali bolj občutljivim detektorjem. Vendar vrednost ISO merijo na jpeg slikah in ne na grobih posnetkih z detektorja, torej nanjo vpliva tudi obdelava slik.

2.8.4 Svetlobno onesnaževanje

Bolj svetlo ozadje v enačbi 2.43 poslabša kvaliteto meritev. Za opazovanja z Zemlje je poleg občasnih virov, kot je soj Lune nad obzorjem, vedno pogostejši razlog svetlobno onesnaževanje. Uredba o mejnih vrednostih svetlobnega onesnaževanja okolja[21] ga definira kot „emisijo svetlobe iz umetnih virov svetlobe, ki povzroča za človekov vid motečo osvetljenost in občutek bleščanja pri ljudeh, ogroža varnost v prometu zaradi bleščanja, zaradi neposrednega in posrednega sevanja proti nebu moti življenje ali selitev ptic, netopirjev, žuželk in drugih živali, ogroža naravno ravnotežje na varovanih območjih, moti profesionalno ali amatersko astronomsko opazovanje, ali s sevanjem proti nebu po nepotrebnem porablja električno energijo."

Ista uredba prepoveduje uporabo „svetlobnih snopov kakršnekoli vrste ali oblike, mirujočih ali premikajočih, če so usmerjeni proti nebu ali površinam, ki bi jih lahko odbijale proti nebu". Tako je prevladujoči vir svetlobnega onesnaževanja cestna razsvetljava, ki jo pospešeno postavljamo tudi tam, kjer nikomur ne koristi, na primer na stranskih ulicah in na cestah zunaj naselij, kjer ni pešcev ali kolesarjev. Zelo problematično in povsem nepotrebno je, da so svetilke prižgane vso noč, kljub temu da bi jih bilo smiselno in ekonomsko upravičeno ugašati med 22. uro zvečer in 6. uro zjutraj, saj je tedaj frekvenca prometa nižja, na cestah pa tedaj tudi ni otrok. Na kratko bomo omenili, zakaj je nočno osvetljevanje pogosto nesmiselno ali celo škodljivo iz razlogov prometne in javne varnosti ter zaradi škodljivega vpliva na ljudi, na živali in na rastline. Na koncu bomo razložili, kako vpliva na bolj svetlo ozadje in s tem moti astronomska opazovanja.

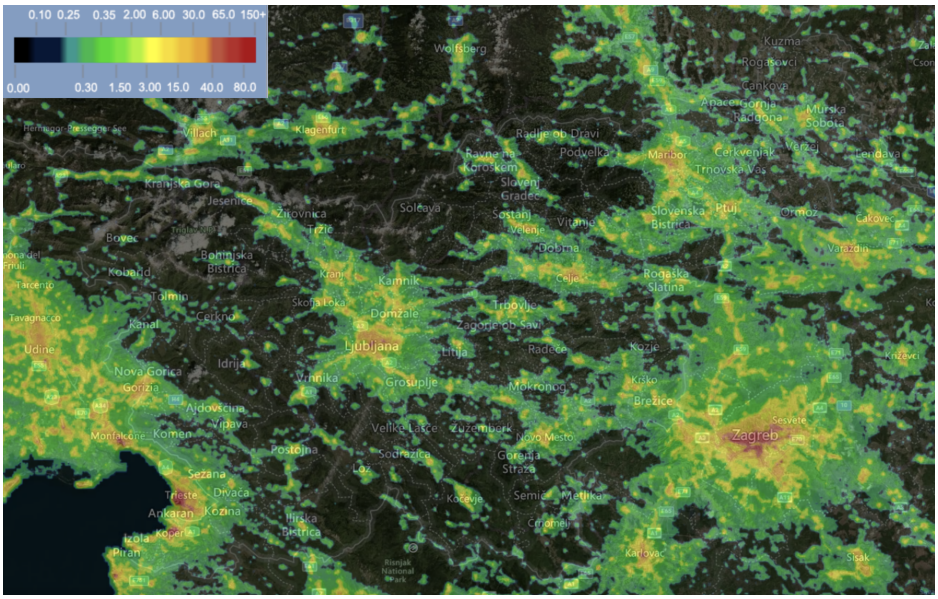
Nočno osvetljevanje ulic z nizko frekvenco motornega prometa zmanjšuje prometno varnost. Ta trditev morda zveni nenavadno, vendar je strokovno utemeljena. Kot prvo, osvetlitev daje lažni vtis varnosti. Pešec nima prižgane svetilke, saj misli, da ga vozniki vidijo. Žal to pogosto ni res: megla in padavine so primeri, ko voznik neosvetljenega pešca na osvetljeni ulici težko opazi, saj je kontrast močno zmanjšan. Mnogo varnejša je vožnja po neosvetljeni ulici, kjer pešec nase aktivno opozori s prižgano žepno svetilko ali lučko mobilnega telefona. Drogove javne razsvetljave je treba razumeti tudi kot potencialno usodne vendar pogosto nepotrebne ovire v prometu. Nevarnost trka v drog ogroža zlasti kolesarje in motoriste.

Slovenija je varna država. Stopnja kriminalitete je nizka. Ponoči lahko na neosvetljenih sprehajalnih poteh gozdnatega Golovca neposredno ob središču Ljubljane srečamo samske sprehajalke, ki uživajo v temi zvezdnega večera. Osvetljevanje k javni varnosti ne prispeva. Morebitnemu vlomilcu s tem le pomagamo, saj mu prijazno osvetlimo ključavnico, da jo lažje vlomi. Obenem je v soju uličnе svetilke manj opazen, kot bi bil, če bi si moral ključavnico osvetliti sam. Varnostno se nikoli ne osvetljuje s svetilkami, ki gorijo vso noč. Standardni in učinkoviti način je, da imamo svetilko sicer nameščeno, vendar je ugasnjena. Prižge jo šele infrardeča past, ki jo s prekinitvijo nevidnega infrardečega žarka nenamerno sproži nepovabljeni gost. Tako se varuje industrijske obrate, na enak način pa lahko zaščitimo tudi osebno premoženje.

Ljudje potrebujemo dnevni cikel svetlobe in teme, v nasprotnem primeru pride do motenj spanja, hormonskih neravnovesij in depresije. To je razlog, da veljavna uredba prepoveduje svetenje v varovane prostore, med katere sodijo tudi spalnice. Mogoče je sicer namestiti težke zatemnitvene zavese, ki pa ovirajo nočno kroženje zraka pri odprtem oknu in s tem zmanjšujejo kvaliteto spanja. Nočna razsvetljava škoduje predvsem starejšim ljudem. Tudi povsem zdravi ljudje so pri starosti 66 let dvakrat, pri starosti 87 let pa štirikrat bolj občuljivi za bleščanje od mladih (Wolf, 1960). Razlog je povečano sipanje svetlobe v očesu, pri čemer se četrtina svetlobe sipa v roženici, četrtina v steklovini, polovica pa v z leti vedno bolj neprozorni očesni leči. Stara mama zvečer pogosto ne upa iz hiše in razlaga, da je povsod toliko kriminala in jo bodo oropali. K sreči to ni res. Res pa je, da ji svetloba javne razsvetljave blešči, zato ne vidi dobro roba pločnika in se boji, da bo padla in si zlomila kolk. Če bi si v temi posvetila z žepno lučko, takih težav ne bi imela. Z javno razsvetljavo torej pogosto bistveno zmanjšujemo kvaliteto življenja starejših.

Svetenje ponoči močno vpliva na živali. Omenimo le štiri za naše okolje pomembne primere. Naše ptice pevke odvisno od vrste pojejo predvsem zvečer ali predvsem zjutraj. Če so v okolju, ki je osvetljeno ponoči, zvečer pojejo nekaj ur dlje ali zjutraj začno s petjem nekaj ur prej kot bi sicer. Petje je naporna dejavnost, ki jim pobere veliko energije. Zaradi prisilnega daljšega petja v osvetljenem okolju noči, so zato ptice izčrpane, torej je njihova populacija manj vitalna in bolj ranljiva (Da Silva et al., 2014). Med metulji je pri nas velika večina nočnih. Za razliko od sesalcev so žuželke premajhne, da bi imele svoj ravnotežni organ, kot je tisti, ki ga imamo mi v srednjem

[21] https://www.gov.si/teme/svetlobna-obremenitev-okolja/



Slika 2.18: Svetlobno onesnaževanje sredi noči v Sloveniji v letu 2023. Slika prikazuje umetno razsvetljavo med 1:30 in 2:40 uro zjutraj. Ker takrat ni prometa, bi morala biti skoraj vsa razsvetljava ugasnjena, pa ni, celo v Triglavskem narodnem parku v občini Bohinj ne. Kot razlagamo v tekstu, to škoduje ljudem, živalim in rastlinam. Barvna skala prikazuje svetlobni tok na enoto površine in prostorskega kota, številke legende so v enotah $10^{-5}\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ steradian^{-1}. Povzeto po strani `https://www.lightpollution.info`, ki jo ureja in dopolnjuje Jurij Stare. Ob navedenih urah Slovenijo vsaj 45° nad obzorjem preleti satelit NPP (številka 37849, oznaka 2011-061-A), ki opazuje v valovnih dolžinah med 600 in 680 nm.

ušesu. Torej nivo vodoravnega leta uravnavajo s svetlobo. V običajni nočni naravi je nebo ob luni ali brez nje vedno svetlejše od tal. To metulji zaznavajo, svoj hrbet obrnejo proti svetlobi in s tem uravnavajo vodoravni let. Če se znajdejo v območju svetilke, obrnejo hrbet proti svetilki. Če je svetilka na strani, začno krožiti okoli nje. Če letijo nad svetilko, ki sveti navzgor, se obrnejo s hrbtom navzdol, preletijo svetilko in navpično strmoglavijo v tla, pogosto z usodnimi posledicami (Fabian et al., 2024). Še ena skupina živali, ki je zelo občutljiva na nočno osvetljevanje, so netopirji. So zaščiteni, obenem pa tudi učinkovito kontrolirajo nivoje mrčesa, na primer komarjev. Žal pa Voigt et al. (2018) pokažejo, da ceste ali ulice osvetljene z nepretrganim nizom luči za netopirje predstavljajo svetlobni zid, skozi katerega nočejo leteti. To bistveno omeji njihov habitat, s tem pa vitalnost populacije. Ljudje smo očitno dovolj neumni, da se obdamo s svetlobnimi zidovi, potem pa se pritožujemo nad mrčesom, ki uspeva ob odsotnosti netopirjev.

Presenetljivo vpliv nočnega osvetljevanja seže tudi pod zemljo. Naši deževniki namreč ponoči zaradi odsotnosti plenilcev prilezejo na površje travnikov in (ne preveč gnojenih) njiv in s tem rahljajo zemljo. Nedavna raziskava (Mittmannsgruber et al., 2024) je pokazala, da je na ponoči osvetljeni površini deževnikov na površju le četrtino toliko kot na enakih neosvetljenih površinah. Zato pa imajo nočno razsvetljavo zelo rade nekatere invazivne rastlinske vrste. Isti avtorji so pokazali, da se je prirast ambrozije v višino na ponoči osvetljenih površinah v primerjavi z neosvetljenimi podvojil.

Zemljina atmosfera celo ob jasnem vremenu ni povsem prozorna za vidno svetlobo. Nitschelm (1988) navaja prozornost atmosfere ob jasnem vremenu za vrsto astronomskih observatorijev. Na francoskem Observatoire de Haute-Provence, ki leži nedaleč od Marseilla na nadmorski višini 665 m, pri valovni dolžini 500 nm pride skozi atmosfero le 70% svetlobe, če opazujemo navpično navzgor, in 20%, če usmerimo pogled 15° nad obzorje. V modri svetlobi je prozornost še nižja. Preostala svetloba se sipa in absorbira in to zlasti na molekulah in na aerosolih v zraku. Molekule so mnogo manjše od valovne dolžine vidne svetlobe, pot svetlobe skoznje torej opisuje tako imenovano Rayleighovevo sipanje (angl. Rayleigh scattering). Prevladuje sipanje naprej in nazaj in je sorazmerno z λ^{-4}, kjer je λ valovna dolžina svetlobe. Sipanje na molekulah zraka daje jasnemu nebu značilno

modro barvo. Aerosoli so večji od molekul, tipično so to drobne vodne kapljice, ki so po velikosti nekaj manjše od valovne dolžine vidne svetlobe. Pot svetlobe skoznje opisuje Mijevo sipanje (angl. Mie scattering). Sipanje na teh večjih delcih je predvsem naprej, torej se smer širjenja svetlobe znatno ne spremeni, in je sorazmerno z λ^{-1}. Odgovorno je za značilno sivkasto barvo oblakov blizu smeri zahajajočega Sonca, pa tudi za svetel kolobar okoli Lune, ki jo opazujemo skozi tanko kopreno oblakov. Če bi nas zanimalo sipanje in absorpcija vidne svetlobe na res velikih delcih velikosti mikrona in več, recimo na delcih saj, bi lahko uporabili enačbe geometrijske optike. Tako sipanje bi predvsem blokiralo nadaljnje širjenje svetlobe v prvotni smeri in bi bilo skoraj enako za vse barve vidne svetlobe.

Kljub temu, da atmosfera ni povsem prozorna, lahko vidimo zelo daleč. Primer je opazovanje severnega sija le kakšnih 15° nad obzorjem iz naših krajev, kjer lahko izračunamo, da je dejanski severni sij nastal nad Berlinom (slika 6.12). Če s svetilko svetimo v nebo, bo sipana svetloba višala ozadje in s tem motila astronomska opazovanja nekaj deset kilometrov daleč. Če pa svetimo ob vodoravnici, sipanje svetlobe omejuje le okroglost Zemlje in zato vpliva na opazovanja več kot sto kilometrov daleč. Svetenje navzgor ali ob vodoravnici je škodljivo za ljudi in živali in po naših predpisih za javno razsvetljavo prepovedano. Prepovedani so tudi v nebo usmerjeni svetlobni snopi.

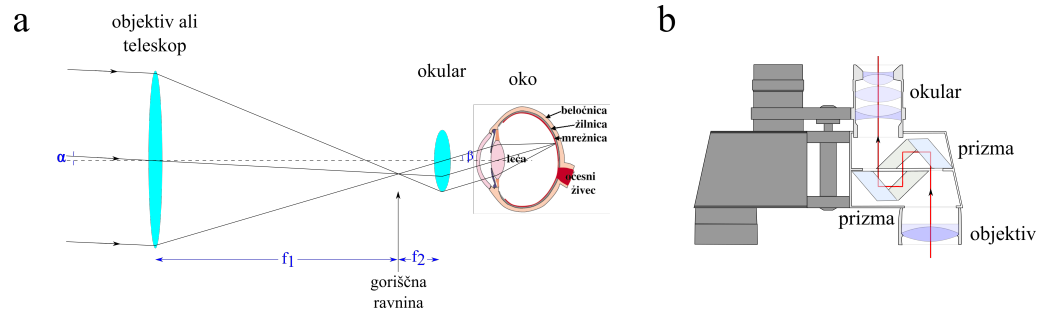
Svetenje z Zemljinega površja proti nebu zvišuje svetlobni tok ozadja in s tem povečuje merske napake astronomskih opazovanj. Še mnogo bolj problematično pa je svetenje iz vesolja proti Zemlji. Tu mislimo na veliko število umetnih satelitov v nizkih tirnicah, ki odbijajo svetlobo Sonca. Če tak satelit preči smer našega opazovanja, na posnetku zariše svetlo črto. Še hujše pa je pri spektroskopskih opazovanjih, kjer osvetljevanje posameznega posnetka traja daljši čas. Prehod satelita lahko uniči posnetek, ki smo ga osvetljevali pol ure in več. Trenutno je zlasti pereč problem skupina satelitov Starlink, o katerih bomo govorili v poglavju 5.4. Od leta 2019 so jih v pet letih izstrelili že več kot 5000, planirajo pa jih 8-krat toliko. Ob tem imajo poleg Elona Muska podobne namene tudi drugi. Za kako veliko spremembo v zadnjih letih gre, nam pove podatek, da je bilo leta 2019 v tirnici do višine 600 km le približno 300 satelitov težjih od 100 kg. Problema nimajo le astronomi, ampak vse človeštvo. Kot kaže kmalu nikjer na Zemlji ne bomo mogli več občudovati neokrnjenega nočnega neba, ampak bodo pogled tudi v narodnih parkih ali sredi oceanov motile stotine premikajočih se svetlih pik, ki nas bodo opominjale, da je nekaterim dovoljeno vse.

2.9 Vizualno opazovanje skozi daljnogled

Oči nam za opazovanje narave pogosto niso dovolj. Že od časov Galilea si pomagamo z daljnogledom. Ta zbere več svetlobe od naših oči, slika je lahko tudi znatno povečana. Danes je tako opazovanje zastarelo. Namesto z očmi beležimo svetlobo z digitalnim detektorjem, ki ga damo v goriščno ravnino teleskopa. Tak detektor (o njih bomo govorili v poglavju 2.10) je bolj občutljiv od očesa, predvsem pa omogoča dolge osvetlitve. Rezultat opazujemo na računalniškem zaslonu. Kljub temu ima vizualno opazovanje, ko gledamo skozi daljnogled s svojimi očmi, svoj čar. Opazovanje Lune ali Jupitrovih lun je bolj prvinsko in v današnjih časih globokih ponaredkov daje tudi bolj resnično izkušnjo od digitalnega posnetka. Pomembni uporabniki daljnogledov so tudi opazovalci živali.

Kot primer bomo uporabili lastnosti daljnogleda (slika 2.19a), nekateri ga imenujejo spektiv (angl. spotting scope), Swarovski STS 20-60×65 HD, ki je priljubljen med opazovalci ptic. Številke povedo, da je to refraktor z zbiralno lečo s premerom $D = 65$ mm, ki omogoča 20 do 60-kratno povečavo slike. Efektivna goriščna razdalja zbiralne leče je $f_1 = 460$ mm. Da je daljnogled krajši (dolg je le 325 mm), predvsem pa, da se izognejo težavam z napakami geometrijske optike in barvnim napakam, nima le ene zbiralne leče, ampak sendvič zaporednih leč, med katerimi je tudi kakšna razpršilna. Skupaj nam, podobno kot kombinacija zbiralnega primarnega in razpršilnega sekundarnega zrcala v Cassegrainovem teleskopu (poglavje 2.4), dajo navedeno efektivno goriščno razdaljo.

Slika, ki jo ustvari tak daljnogled je majhna. Premer slike Lune, ki ima na nebu kotni premer pol stopinje, je enak le $\frac{0.5\,\pi}{180} 460$ mm = 3,67 mm. Če želimo tako majhno sliko opazovati s prostim očesom, imamo težave, saj se moramo sliki zelo približati. Izostrenje takega objekta na majhni razdalji a od očesa ni enostavno, kot smo omenili ob komentiranju enačbe 2.8. Torej si pomagamo s povečevalno lupo, ki ji v optiki rečemo okular (angl. eyepiece). To je zbiralna leča z goriščno razdaljo f_2, ki jo postavimo natanko za njeno goriščno razdaljo za goriščno ravnino teleskopa (slika



Slika 2.19: (a) Pri vizualnem opazovanju sliko, ki nastane v goriščni ravnini objektiva daljnogleda, opazujemo skozi okular. Leča očesa je v ravnini, ki ji rečemo izstopna zenica (angl. exit pupil), kjer se sekajo snopi žarkov z objektov, ki jih vidimo pod različnimi koti α. Širina izstopne zenice mora biti čimbolj enaka odprtini zenice človeškega očesa. Razdalja od leče do mrežnice je $\simeq 1/60$ m. (b) Shema binokularja, to je dveh vzporednih daljnogledov za obe očesi. Med okular in objektiv damo po dve prizmi, ki sliko iz obrnjene, kakršno nam da daljnogled, zasukata nazaj v pokončno. Narisani sta Porro prizmi s presekom enakokrakega pravokotnega trikotnika, ki imata slemeni v medsebojno pravokotnih smereh.

2.19a). Vzporedni svetlobni žarki z oddaljene zvezde, ki vstopajo v teleskop pod kotom α glede na optično os, se zberejo v goriščni ravnini. Objektiv zbere vzporedne žarke v goriščni ravnini, podobno pa okular žarke iz točke goriščne ravnine preslika v vzporeden snop. Kot β glede na optično os, pod katerim žarki zapuščajo okular, ni enak kotu α vstopa žarkov v teleskop. S slike razberemo, da velja $f_1 \tan\alpha = f_2 \tan\beta$. Za vrednosti α in β, ki so mnogo manjše od enega radiana, je povečava (angl. magnification) enaka $\frac{\beta}{\alpha} = \frac{f_1}{f_2}$.

Daljnogled nam omogoča, da oko močno približamo sliki v goriščni ravnini, ob tem pa nam te slike ni treba izostriti, saj s pomočjo okularja in očesa izostrenega na oddaljene objekte dobimo na očesni mrežnici ostro sliko. Pri daljnogledu Swarovski lahko okularju spreminjamo efektivno goriščno razdaljo f_2. Pri goriščni razdalji $f_2 = \frac{460\,\mathrm{mm}}{20} = 23$ mm dobimo 20-kratno, pri razdalji $f_2 = \frac{460\,\mathrm{mm}}{60} = 7{,}67$ mm pa 60-kratno povečavo. Torej se nam pri gledanju skozi tak daljnogled zdi, da Luna nima premera le pol stopinje, ampak kar 10 oziroma 30 stopinj. To seveda pomeni, da na njej lahko ugledamo podrobnosti, kot so kraterji in sence gorovij. Daljnogled z vstopno lečo s premerom 65 mm v primerjavi z zenico očesa, ki ima v temi premer $\simeq 5$ mm, zbere $(65/5)^2 \simeq 170$-krat več svetlobe. Svetla slika Lune zenico zapre na premer milimetra, torej daljnogled zbere celo $65^2 \simeq 4200$-krat več svetlobe. Ker se ta svetloba pri 60-kratni povečavi razporedi na $60^2 = 3600$-krat večjo površino, je svetlost slike videti podobna, kot pri opazovanju s prostim očesom. Pri opazovanju temnejših motivov se nam očesna zenica bolj razpre, torej je uporaba velike povečave zaradi pretemne slike problematična.

Slika, ki nam jo da daljnogled, je obrnjena. Na sliki 2.19a se vstopni žarek, ki se spušča pod kotom α, preslika v izhodni žarek, ki se dviga proti desni pod kotom β. Kar je v resnici nad optično osjo, skozi daljnogled vidimo pod optično osjo. Za opazovanje astronomskih objektov je to precej vseeno, pri opazovanju živali ali pokrajine pa nas moti. V slednjem primeru največkrat uporabimo par daljnogledov, po enega za vsako oko. Tako napravo imenujemo binokular (angl. binocular, slika 2.19b). Problemu obrnjene slike se izognemo s parom prizem med objektivom in okularjem. Porrova prizma (angl. Porro prism) ima stranski stranici v obliki enakokrakega pravokotnega trikotnika, preostale ploskve pa so pravokotniki. Vrhova obeh trikotnikov povezuje sleme prizme, podobno kot sleme na hišni strehi. Svetloba iz smeri objektiva vstopi v prizmo skozi ploskev, ki je nasproti slemenu. Nato na obeh nagnjenih ploskvah doživi popolni odboj. Ker so nagibi ploskev enaki 45°, se po izstopu iz prizme giblje v obratni smeri, kot pred vstopom. Sledi pot skozi še eno prizmo, na koncu pa se svetloba giblje zopet v smeri okularja, čeprav je njena pot glede na tisto pred prizmama nekoliko zamaknjena. Zaradi zavoja poti svetlobe je binokular nekoliko krajši, kot bi bil daljnogled brez prizem. Pomembnejši pa je vpliv na obračanje slike. Pri prehodu skozi prizmo se slika prezrcali okoli ravnine, ki je vzporedna s slemenom prizme: žarek, ki vstopi v prizmo bližje slemenu, jo bližje slemenu tudi zapusti. Ker pa se smer poti svetlobe obrne, to pomeni, da je slika zrcaljena. Vzemimo, da slikamo črko R. Njena obrnjena slika Я, ki jo da

objektiv, se po prehodu skozi prvo prizmo (ki naj ima sleme v navpični smeri) preslika v Ƀ. Sledi prehod skozi še eno prizmo, ki pa ima sleme v pravokotni smeri glede na prvo prizmo. Torej se zgodi še eno zrcaljenje, v našem primeru okoli vodoravnega slemena. Torej dobimo črko R. Slika je po prehodu skozi par prizem zopet neobrnjena, kot smo želeli.

Porrove prizme se pogosto uporabljajo v astronomskih binokularjih. Razdalja med obema okularjema mora biti enaka, kot je razmik med človeškima očesoma. Zamik svetlobne poti v prizmah izkoristimo za večjo razdaljo med objektivoma. Taki binokularji imajo zato lahko večji vstopni leči in zberejo več svetlobe, zaradi večjega razmika pa se poveča tudi vtis prostorskega gledanja pri opazovanju bližnjih objektov. Nekateri binokularji pa imajo objektiv in okular poravnan v ravni črti, torej brez prečnega zamika. To omogoča strešna prizma (angl. roof prism), ki je bolj kompaktna, mora pa biti bistveno točneje izdelana kot Porrova prizma. Rešitev je torej smiselna le za izdelke višjega cenovnega razreda, omogoča pa boljše tesnenje in zato opazovanje v slabem vremenu. Tak binokular nima zamika poti žarka, torej je razdalja med objektivoma in med okularjema enaka. Izostritev bližnjih objektov dosežemo s premikanjem dodatne leče, ki je skrita v cevi med objektivom in okularjem. To je drugače kot pri Porrovih prizmah, kjer ostrimo s spreminjanjem razdalje okularja od objektiva, spreminjanje dolžine binokularja pa pomeni, da ga je težko vremensko zatesniti.

Povečave daljnogleda ni težko spremeniti, saj enostavno zamenjamo okular. Ker so okularji relativno poceni, si ni težko izbrati povečave, ki nam ustreza. Torej daljnogleda nikoli ne kupujemo zaradi povečave. Nasprotno je preveliko hvaljenje velike povečave izdelka v trgovini jasen znak, da daljnogled nima drugih spodbudnih lastnosti. Najverjetneje se tak teleskop oziroma daljnogled trese, vsebuje nekvalitetne optične elemente in ga ni mogoče dobro sfokusirati. Torej je poudarjanje velike povečave opozorilo, naj izdelka ne kupimo, saj pri obljubljeni povečavi itak ne bomo mogli zadovoljivo opazovati.

Kljub temu pa se zdi velika povečava na prvi pogled smiselna. Vsaj če je svetlobe dovolj, kar velja za Luno, Jupiter in za dnevno opazovanje narave, bi nam prav prišla čim večja slika. Zakaj nam torej zgoraj omenjeni daljnogled Swarovski, ki ni poceni, omogoča le 60-kratno povečavo? Odgovor je v valovni naravi svetlobe in z njo povezani uklonski ločljivosti (poglavje 2.6.3). Čez dan, oziroma kadar je svetlobe veliko, ima zenica človeškega očesa odprtino s premerom $\simeq 1$ mm, kar ustreza uklonski ločljivosti ~ 2 ločni minuti (enačba 2.25). Uklonska ločljivost objektiva, ki ima premer D milimetrov, je seveda D-krat boljša. Torej bomo pri povečavi, ki je enaka premeru objektiva, izraženi v milimetrih, uklonsko ločljivost objektiva ravno preslikali v zmogljivost našega očesa. Pri večji povečavi, bo slika sicer večja, vendar na njej zaradi omejitev uklonske ločljivosti ne bomo zaznali nobenih dodatnih podrobnosti. Poleg uklona svetlobe na vhodni odprtini je treba upoštevati tudi migotanje ozračja, ki nam pri opazovanju podnevi redko dopušča razločiti podrobnosti manjše od 2 ločnih sekund, kar ustreza uklonski ločljivosti 65-mm objektiva v vidni svetlobi. Kot vidimo, temu sledijo tudi pri podjetju Swarovski: daljnogled s 65-milimetrskim objektivom omogoča do 60-kratno povečavo, saj večja ne bi imela nobenega smisla. Kratek povzetek je torej, da je največja povečava (angl. maximum magnification) enaka premeru zbiralne površine daljnogleda oziroma teleskopa v milimetrih. Temne objekte pa je najbolje opazovati pri precej nižjih povečavah, ki so edino smiselne tudi, kadar opazovalni pogoji niso najboljši.

Svet okoli sebe dojemamo kot film sestavljen iz vsaj 10 sličic v sekundi. V tako kratkem osvetlitvenem času se pogosto ne nabere dovolj svetlobe, zato so zmožnosti vizualnega opazovanja omejene. Obenem pa naše oči tudi niso namenjene kvantitativnemu ampak kvalitativnemu dojemanju sveta. Pomembno je zaznati nevarnost, ni pa pomemben natančen odtenek kože plenilca. Podobno uživamo v lepoti sončnega zahoda, ni pa pomembna natančna svetlost ožarjenih oblakov. Daljši osvetlitveni čas in kvantitativnost meritve nam omogoča detektor za beleženje svetlobe, ki ga damo v goriščno ravnino daljnogleda oziroma teleskopa.

2.10 Detektorji svetlobe

Do sredine osemdesetih let prejšnjega stoletja so astronomi za beleženje svetlobe uporabljali film ali pa fotopomnoževalko (ki so jo navadno imenovali fotometer). Danes je oba nadomestil čip CCD (angl. CCD chip, tudi Charge Coupled Device). Na njegovi površini je pravokotna matrika za svetlobo občutljivih točk, ki so navadno kvadratne oblike. Vpadna svetloba sproži nastanek prostih elektronov, ki jih po ekspoziciji preštejemo, informacijo pa zapišemo v računalniško datoteko. Vsak

foton svetlobe lahko sprosti natanko en elektron, torej je število sproščenih elektronov enako številu zaznanih fotonov. Ob tem mora imeti foton dovolj veliko energijo, da lahko sprosti elektron. Zato uporabljamo snovi, v katerih so elektroni šibko vezani na svoje atome. To so polprevodniki. Polprevodnik na osnovi silicija lahko zazna fotone, ki imajo valovno dolžino krajšo od 1,08 μm, saj imajo tisti z daljšimi valovnimi dolžinami premajhno energijo. Če želimo opazovati v infrardeči svetlobi, moramo torej izbrati polprevodnik z manj vezanimi elektroni. Primer je živosrebrni-kadmijev-telurid (HgCdTe), s katerimi fotone z valovnimi dolžinami do 5 μm zaznava teleskop James Webb.

Izkoristek teh detektorjev je izjemno visok, najboljši detektorji zabeležijo preko 90% vpadne vidne svetlobe. To številko lahko primerjamo s fotografskim filmom, ki navadno zabeleži manj kot 1%, s posebej pazljivim ravnanjem pa do 3% svetlobe. Detektor lahko zabeleži zelo velike razpone svetlobnega toka, saj je na vsaki točki sposoben registrirati od vsega nekaj pa do več desettisoč elektronov. Torej lahko hkrati opazujemo zelo temne in zelo svetle objekte, kar je koristno za nebesne objekte, ki so pogosto na močno različnih oddaljenostih od Zemlje in tudi zelo različno svetli. Zopet je to odločilna prednost v primerjavi s filmom, kjer je razmerje osvetljenosti med presvetljenim in podosvetljenim delom slike manjše od 16 ($16 = 2^4$, torej 4 zaslonke). CCD posnetek se takoj po osvetlitvi prebere v računalnik, kjer si posneto sliko lahko takoj ogledamo in tako presodimo, ali so bile nastavitve in opazovalni pogoji pravšnji za naš namen. Pri filmu smo morali čakati do jutra, oziroma do njegovega razvijanja v fotolaboratoriju. V fotografiji se namesto detektorjev CCD uporabljajo tudi detektorji CMOS. Njihova prednost je hitrejše branje posnetka, ki si ga lahko privoščimo, ker zbrani signal ojačimo na vsaki točki detektorja. Težava, ki so jo v zadnjih nekaj letih v veliki meri rešili, je bil večji šum dobljene slike. Detektorji CMOS so danes običajna izbira za skoraj vse vrste digitalnega slikanja. Izjema so karseda natančne kvantitativne meritve brez potrebe po hitrem branju, kar je tipično za slikanje v astronomiji. Tako se detektor CMOS (angl. detector CMOS) v profesionalni astronomiji še vedno redko uporablja.

Detektorji CCD so na trgu v različnih velikostih oziroma formatih. Zlasti v fotografiji so oznake, ki jih med lastnostmi fotoaparata navajajo proizvajalci, precej kriptične. Lastnosti najbolj pogostih formatov so opisane v tabeli 2.2. Vidimo, da je večina detektorjev manjša od 35 mm velikosti običajnega filma. Kljub temu proizvajalci navajajo goriščno razdaljo v 35 mm formatu. Tako je posnetek s 50 mm goriščnico v primeru detektorja 1/1.8“ dejansko narejen z objektivom z goriščno razdaljo $50\,\mathrm{mm} \cdot 8{,}933/43{,}3 = 10{,}3$ mm. Ustrezno manjša je tudi odprtina zaslonke, vrednost goriščnega razmerja pa ostaja enaka. Fotoaparati z majhnimi senzorji CCD imajo torej zelo veliko globinsko ostrino, kar je še posebej očitno pri fotoaparatih v mobilnih telefonih, kjer neostre slike skoraj ni mogoče narediti. Detektorji v astronomiji so podobnih velikosti kot v profesionalnih fotografskih aparatih ali nekoliko večji. Največji imajo kvadratni format s stranico okrog 60 mm. Če želimo pokriti večjo površino, uporabimo mozaik detektorjev CCD, kjer so med detektorji majhne reže. Tipičen primer so goriščne ravnine satelitov Kepler, Gaia, itd., ki so pokrite z mrežami detektorjev CCD.

Površina detektorja je razdeljena na posamezne točke. Te so navadno kvadratne oblike, formati astronomskih detektorjev pa dosegajo do 4096×4096 točk. Pri izbiri detektorja je pomembno, da velikost točke detektorja prilagodimo pričakovani kotni ločljivosti teleskopa. Najboljše rezultate dobimo, če najmanjši kot, ki ga želimo razločiti, pokrijemo s približno tremi točkami detektorja. Če je ciljna ločljivost enaka eni ločni sekundi, bomo tako izbrali točke s stranico, ki na nebu pokrije približno tretjino ločne sekunde. Na teleskopu ASA800 na Golovcu, ki ima efektivno goriščno razdaljo enako 5,6 metra, bomo tako uporabili točke s stranico $(5{,}6\,\mathrm{m})\pi/180/3600/3 = 9\,\mu\mathrm{m}$.

Detektorji CCD so občutljivi za širok pas valovnih dolžin svetlobe, od modre preko rumene in rdeče do bližnje infrardeče. Tako nam sam detektor CCD ne pove, kakšne valovne dolžine ali vsaj barve je bil zabeleženi foton. Pred goriščno ravnino zato postavimo barvni filter (angl. colour filter), to je barvno stekelce, ki prepušča le omejen pas valovnih dolžin. V astronomiji zelo pogosto uporabljamo barvne filtre z oznakami U, B, V, R in I. Slika 2.20 kaže relativne prepustnosti za filterski set na Astronomskem observatoriju UL FMF. Če želimo barvno sliko, astronomi posnamemo objekt zaporedoma skozi posamezna barvna stekla, nato pa posnetke poravnamo in sestavimo v barvni posnetek. Pri fotografih je drugače, saj jih - za razliko od astronomov, ki praviloma slikajo časovno nespremenljive objekte - motiv ne „čaka“. V fotoaparatih je zato pred detektor nameščen mozaik sestavljen iz treh vrst barvnih stekelc. Vsaka točka detektorja je tako osvetljena le z določeno barvo, združevanje take mozaične informacije v barvno sliko in njena interpolacija na polno ločljivost pa je prepuščena programski opremi v fotoaparatu. Tak način v astronomiji ni uporaben,

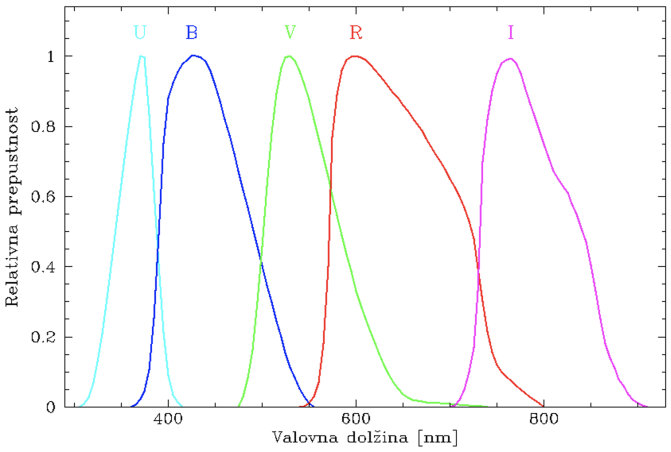
Tabela 2.2: Tabela velikosti digitalnih detektorjev. Pri velikosti APS-C (ki včasih nosi tudi oznako 1.8") obstaja več variant, s širinami od 21,5 mm do 28,7 mm. V žargonu jim pravimo pomanjšani format (angl. cropped format). Velikost 35 mm pogosto imenujejo tudi polni format (angl. full format). Kamere z večjimi detektorji, imenovanimi tudi srednji (medium) format, večinoma uporabljajo film višine 60 mm, razmerje stranic pa je odvisno od kamere (od 1:1 do panoramskih formatov). Detektorji CCD, ki jih uporabljamo v profesionalni astronomiji, so lahko tudi večji. Detektor instrumenta ESPRESSO na teleskopu VLT Evropskega južnega observatorija (ESO) je kvadraten s stranico 92 mm. Večje površine pokrijemo z mozaiki digitalnih detektorjev. Tako je v goriščni ravnini satelita Gaia Evropske vesoljske agencije, ki meri 1.0 m × 0.4 m, kar 106 detektorjev CCD, ki imajo skupaj skoraj milijardo točk.

Oznaka	Razmerje stranic	Velikost (mm) diagonala	širina	višina
1/3.6"	4:3	5.000	4.000	3.000
1/3.2"	4:3	5.680	4.536	3.416
1/3"	4:3	6.000	4.800	3.600
1/2.7"	4:3	6.721	5.371	4.035
1/2.5"	4:3	7.182	5.760	4.290
1/2"	4:3	8.000	6.400	4.800
1/1.8"	4:3	8.933	7.176	5.319
1/1.7"	4:3	9.500	7.600	5.700
2/3"	4:3	11.000	8.800	6.600
1"	4:3	16.000	12.800	9.600
4/3"	4:3	22.500	18.000	13.500
APS-C	3:2	∼ 28.800	∼ 24.000	∼ 16.000
35 mm	3:2	43.300	36.000	24.000

saj so slike zvezd skoraj točkaste in zato interpolacija barv ni možna. Če želimo z navadnim fotoaparatom posneti barve zvezd v določenem ozvezdju, je uporaben trik, da fotoaparat defokusiramo (izostrimo na majhno razdaljo) in posnamemo zmazane slike zvezd, ki bodo tako pokrile po več točk detektorja in omogočile dobro interpolacijo.

Na koncu omenimo še problem prezentacije rezultatov. Detektor CCD je sposoben zabeležiti izredno veliko število odtenkov sivine. Praviloma več, kot jih lahko prikaže računalniški monitor ali vsaj, kot jih lahko zabeleži naše oko. Zato si pogosto pomagamo tako, da odtenke sivine preslikamo v primerno atraktivno barvno lestvico. Ker je izbor barv naš, pravimo, da smo se odločili za umetne barve (angl. artificial colour). Tako je mogoče „popleskati“ tudi posnetke zabeležene v valovnih dolžinah zunaj območja vidne svetlobe. Ker je nivojev intenzitete svetlobe, ki jih zabeleži detektor, mnogo več, kot smo jih sposobni ljudje intuitivno po vrsti razvrstiti, problem deloma rešimo z barvno lestvico, ki se po vrsti preliva med odtenki in barvami, ki jih lahko kombiniramo še s konturami, ki povezujejo točke enake intenzitete. Taka slika morda ni lepa, je pa informativna. Vseeno pa je nivojev navadno preveč, zato si izberemo tudi primerno funkcijo, ki preslika intenzitete v zaporedno številko na barvni letvici. Najpreprostejša je linearna zveza, ki intenzitete med izbranim minimalnim in maksimalnim nivojem pretvori v številko na barvni lestvici. Ob linearni je uporabna tudi potenčna ali logaritemska izbira. Zanimiva možnost pa je histogramska skala, kjer računalniku naročimo, naj z vsakim tonom na naši barvni skali pobarva enako število točk na sliki. Tako vidimo več podrobnosti na skoraj enakomerno osvetljenih področjih, manj tonov pa porabimo za nagle skoke v intenziteti.

Alternativa slike v umetnih barvah, kjer barvni ton označuje le določeno intenziteto svetlobe, so prave barve (angl. true colour), kjer smo se s sestavljanjem posnetkov narejenih skozi različna barvna stekla močno potrudili, da je slika taka, kot bi jo zabeležilo naše oko (če bi seveda gledalo skozi ogromen teleskop). Rezultat je zlasti za zvezde pogosto precej sivkast, saj zvezde niso posebej izrazitih barv. Tako se včasih zatečemo še k tretji možnosti, to so poudarjene barve (angl. enhanced colour). Rezultat je podoben, kot če bi na domačem televizorju močno povečali barvni kontrast: rdečkast nadih postane krvavo rdeč, rahlo moder odtenek pa podoben barvi Jadrana.



Slika 2.20: Primeri barvnih filtrov za meritev sija astronomskih objektov. Od leve proti desni: prepustnosti filtrov U (ultraviolet), B (blue), V (visual), R (red) in I (infrared). Filterska stekla UBV so v Johnsonovem fotometričnem sistemu (rekonstrukcija Vilnius), R in I pa v Cousinovem sistemu. Krivulje so povzete po Moro & Munari (2000).

Taka slika običajnega fotografskega motiva bi izgledala kičasto, v vesolju pa tako poudarimo barvno informacijo. Največ astronomskih slik je v umetnih barvah, sledijo tiste v poudarjenih, medtem ko je najmanj tistih v pravih barvah. Katera od možnosti je bila uporabljena, mora biti napisano v podpisu k sliki. Če ni, so barve praviloma umetne - tudi v tem primeru vemo, da posnetka nihče ni retuširal ali mu česa dorisal in zato še vedno lahko uživamo v teksturi in podrobnostih vesoljstva, le barve niso prave.

2.10.1 Detektorji CCD

Tudi če detektorje le uporabljamo, je koristino v grobem vedeti, kako so narejeni in kakšne so prednosti in slabosti posameznih izbir. Najprej bomo govorili o detektorjih CCD, ki so v astronomski uporabi, nato pa na kratko še o detektorjih CMOS, ki so povsem prevladali v fotografiji in kinematografiji. Dobre zapise o tu izpuščenih tehničnih podrobnostih najdemo na `https://www.allaboutcircuits.com`, če uporabimo iskalno geslo CCD ali CMOS. O fotografiji se podučimo na `https://www.photographylife.com` in na `https://www.dpreview.com/`.

Od spredaj osvetljeni oziroma debeli

Foton svetlobe da elektronu v polprevodniku dovolj energije, da ta ni več vezan na svoj atom. Nastane par prostega negativno nabitega elektrona in pozitivno nabitega iona. Slednjemu v žargonu rečemo vrzel, saj je to atom brez enega elektrona. Po polprevodniku lahko potujeta oba. Gibljiva je tudi vrzel, saj ion lahko ukrade elektron sosednjemu atomu in se tako primanjkljaj elektrona pomika po polprevodniku. Informacijo o prvotnem fotonu sedaj nosi elektron, zato mu moramo preprečiti rekombinacijo s kakšnim od ionov. Vrzeli zato prostorsko ločimo od elektronov, tako da na vhodno površino polprevodnika nanesemo žice, priključene na pozitivno napetost, negativna napetost pa je priključena na zadnjo stran čipa. Vrzeli se zato potopijo v polprevodnik, medtem ko bi elektroni želili skočiti na najbližjo na pozitivno napetost priključeno žico, vendar jim to preprečimo s tanko plastjo izolatorja med polprevodnikom in žicami.

Elektroni sedaj med trajanjem ekspozicije čakajo pod svojo žico. Ker ne želimo, da bi se selili vzdolž žice in tako zmazali sliko v tej smeri, na začetku izdelave čipa v polprevodnik zarežemo kanale v smeri pravokotni na žice. Kanale napolnimo z materialom, ki ne dopušča prostih elektronov. Tako smo elektrone zaprli pod svojo žico in med dva kanala. Temu območju rečemo točka detektorja (angl. pixel). Kot smo omenili, imajo sodobni detektorji do 4096×4096 takih točk, včasih tudi več.

Opisani detektor za astronomijo še ne bi bil primeren. Elektroni se namreč lahko osvobodijo privlaka atoma tudi brez svetlobe. Če je čip topel, jih lahko sprosti energija termičnega tresenja atomske mreže. Takih motečih termičnih elektronov ne moremo ločiti od željenih, to je tistih, ki jih je sprostila osvetlitev. Nabiranju tega neželenega naboja rečemo temni tok (angl. dark current). V enačbi 2.43 prispeva k ozadju in tako zmanjšuje razmerje signala in šuma. Na sobni temperaturi je temnega toka kar veliko, navadno po nekaj elektronov na točko na sekundo. Temni tok je torej razlog, zakaj digitalni fotoaparat noče delati dolgih osvetlitev, saj bi bil pri nekajminutni osvetlitvi

čip povsem zasičen s temnim tokom tudi, če bi slikali v temi. Tudi pri krajši, recimo 10 sekundni osvetlitvi, si fotoaparat vzame čas in po posnetku naredi še enega z enako dolžino ekspozicije, vendar ob tem sploh ne odpre zaslonke. Od prvotne slike tako lahko odšteje pravilno vrednost temnega toka, seveda pa ne more izničiti njegovega šuma. Pri običajnih trajanjih osvetlitve v fotografiji, ki so le droben delec sekunde, temni tok ni težava, saj je majhen v primerjavi z bralnim šumom (RON).

V astronomiji želimo dolge osvetlitve, saj se le tako nabere dovolj svetlobe temnih objektov. Torej moramo čip ohladiti, tako da postane termično tresenje atomske mreže za sproščanje elektronov prešibko. V fotoaparatu to ne pride v poštev, saj smo omejeni s kapaciteto baterije. V astronomiji pa s tem ni težav. Čip damo pod stekelce v zaprto posodo, ki jo ohladimo bodisi s tekočim dušikom ali bolj priročno s Peltierovim električnim hladilnikom. Slednji deluje kot miniaturna klimatska naprava, ki z električnim tokom črpa toploto iz posode. Temni tok je sorazmeren z $e^{-\frac{E}{k_B T}}$, kjer je energija E, potrebna za sprostitev elektrona v siliciju, enaka $E = 1{,}12$ eV. Če čip, ki je na začetku na temperaturi 0 °C, ohladimo za 13 stopinj, z zapisanim izrazom izračunamo, da pade temni tok na desetino prvotnega. Peltierov hladilnik zmore čip ohladiti za kakih 25 °C pod temperaturo okolice. Če vsadimo eno hladilno posodo v drugo, lahko veriga treh Peltierovih hladilnikov zniža temperaturo čipa proti −80 °C, kjer je temni tok že povsem zanemarljiv.

Sedaj je treba informacijo o številu prostih elektronov na vsaki od 16 milijonov točk prebrati v računalnik. Pri CCDju to naredimo tako, da nad vsako točko uporabimo tri vzporedne žice in nato z njihovimi zaporednimi priklopi na pozitivno napetost elektrone presilimo, da sledijo napetosti in se tako postopno premaknejo proti robu čipa. Tam bi elektroni padli "čez rob", zato jih prestrežemo z lestvico pravokotno obrnjenih žic, ki jih z zaporednimi preklopi zapeljejo do ojačevalca in analogno digitalnega pretvornika v enem od ogljišč čipa.

Število elektronov, ki se naberejo med osvetlitvijo posamezne točke detektorja, je lahko zelo majhno, ali pa jih je tudi 100.000 ali več. Kot primer vzemimo, da je kapacitivnost ojačevalca $8 \cdot 10^{-15}\,\frac{\mathrm{As}}{\mathrm{V}}$. Torej osnovni naboj enega elektrona ustreza napetosti 20 μV. Za točko s 5 elektroni je ustrezna napetost enaka 0,1 mV, za 50.000 elektronov pa 1 V. Preden to napetost digitaliziramo, želimo biti prepričani, da bo vhodna napetost na analogno digitalnem pretvorniku vedno pozitivna. Omenjena napetost 0,1 mV je nevarno blizu ničli, zato ji prištejemo majhen pozitiven zamik (angl. bias), ki je na primer enak 1 mV. Analogno digitalni pretvornik (angl. analog to digital converter) skladno z nastavitvijo faktorja pretvorbe g (stran 56) analogno napetost pretvori v digitalno številko. Če vsaka digitalna enota predstavlja korak 0,1 mV oziroma $g = 5$ $\mathrm{e}^-/\mathrm{ADU}$, je zamik enak 10 enot. Ta zamik moramo na začetku obdelave slik odšteti, saj je šele potem število digitalnih enot na sliki sorazmerno s številom preštetih elektronov. Vrednost zamika preprosto določimo kot mediano vrednosti na posnetku, kjer le preberemo čip, zaslonke pa sploh ne odpremo. Zaradi boljše kontrole pa se ta zamik itak zabeleži tudi na vsakem posnetku: bralna elektronika se namreč namenoma pretvarja, da je vrstic in stolpcev točk na čipu nekaj več, kot jih je v resnici. Ko na robovih "bere v prazno", tako zabeleži nivoje zamika, saj ti odčitki sploh ne ustrezajo realnim točkam. Na digitalni sliki torej na dveh robovih slike vidimo temna pasova, ki imata intenziteto enako zamiku. Če je posnetek dober, mora biti izmerek vseh teh točk znotraj napake bralnega šuma enak. Razlog za znatno nihanje nivojev zamika so navadno električne interference, na primer zaradi bližine mobilnega telefona, katerega radijski signal vpliva na bralno elektroniko. Ko je signal digitaliziran, na take interference ni več občutljiv.

Opisani čip imenujemo debel čip ali od spredaj svetljeni čip, ki je osvetljen mimo žic. Tako rešitev, ki je najcenejša, v angleščini imenujejo thick chip, oziroma front-side illuminated chip. Njihova težava je manjša občutljivost za svetlobo. Približno pol svetlobe namreč sploh ne doseže čipa, ampak se vpije v neprozornih žicah na vstopni površini. Ker noben prevodnik ni prozoren za svetlobo, se moramo problema lotiti radikalno, kar je predmet naslednjega razdelka.

Od zadaj osvetljeni oziroma stanjšani

Težavo z vpijanjem svetlobe na žicah na površini čipa rešimo tako, da čip obrnemo. Dobili smo od zadaj osvetljeni čip (angl. backside illuminated chip ali BSI chip). Svetloba vstopa neposredno v polprevodnik in tam sprošča proste elektrone. Taki čipi so lahko skoraj idealno občutljivi. Nekateri zabeležijo celo 98% vpadle svetlobe rdečih valovnih dolžin. Tehnično rečemo, da je njihov kvantni izkoristek (angl. quantum efficiency) 98%. Ta na videz učeni izraz je preprosto razmerje med zabeleženim in vpadnim svetlobnim tokom pri dani valovni dolžini.

Sama zamenjava smeri osvetlitve čipa še ni dovolj. Če je debelina čipa mnogo večja od velikosti posamezne točke, namreč sproščeni elektroni ne vedo, proti kateri žici na nasprotni strani naj potujejo, saj so vse na približno enaki in veliki oddaljenosti. Nastala slika bi bila zmazana, trpel pa bi tudi kvantni izkoristek, saj bi prihajalo do rekombinacije elektronov in vrzeli. Od zadaj osvetljeni čip moramo zato stanjšati, izraza stanjšani čip (angl. thinned chip) in od zadaj osvetljeni čip se uporabljata kot sinonima. Tanjšanje je tehnološko zahtevno, pri tem pa marsikateri čip tudi poči, zato so taki senzorji dražji.

Stanjšan čip je bolj občutljiv za svetlobo, vendar prinese taka rešitev tudi dodatne težave. Dolžina poti, ki jo foton naredi v siliciju preden sprosti enega od elektronov, je odvisna od valovne dolžine fotona. Fotoni rdečih in infrardečih valovnih dolžin pridejo precej dlje od modrih. V stanjšanem čipu celo tako daleč, da lahko dosežejo zadnjo stran čipa. To ima dve posledici. Kot prvo je tak čip slabše občutljiv za rdečo svetlobo, saj del takih fotonov preleti čip, ne da bi sprostili elektrone. Kot drugo pa se zaradi odbojev rdečih fotonov med zadnjo in sprednjo stranjo čipa vzpostavi interferenca med prihajajočimi in odbitimi fotoni. Opazimo interferenčni vzorec z izmenjavami svetlih in temnih prog, ki sledijo spremembam debeline čipa za četrtino valovne dolžine rdečih fotonov (razlika debeline $\lambda/4$ se po odboju podvoji v destruktivno interferenčno razliko $\lambda/2$). Ker je čip ponekod za del mikrona debelejši in drugje tanjši, je interferenčnih prog veliko. Odstranimo jih lahko s korekcijo ravnega polja, kjer zabeleženi posnetek delimo z normaliziranim posnetkom enakomerno osvetljene površine, ki kaže enake interferenčne vzorce.

Rdeče občutljivi

Težava stanjšanega silicijevega čipa je njegova slabša občutljivost za svetlobo rdečih in bližnjih infrardečih valovnih dolžin. Rešitev je, da uporabimo CCD srednje debeline, tipično okrog 40 μm, ki pa je narejen iz silicijeve rezine z večjo električno upornostjo. Povečana debelina pomeni, da je čip za rdeče fotone neprozoren, torej ga ti ne preletijo in se ne odbijajo med zadnjo in sprednjo površino. Uporaba silicija z veliko upornostjo omogoča, da je po vsej debelini gradient električnega polja znaten, torej proste elektrone močno vleče proti žicam na nasprotni strani čipa. Tak material je nestandarden in ga je zaradi potrebne boljše čistoče težje narediti. Zato take čipe proizvajajo le po naročilu in so dražji.

Modro občutljivi

Fotoni kratkih modrih oziroma vijoličnih valovnih dolžin se vpijejo že v prvih mikrometrih potovanja skozi silicij. Torej se to zgodi zelo blizu površini čipa. Površina materiala pa nikoli ni čista, na njej so pripeti nabiti ioni nečistoč, ki lahko vežejo sproščene elektrone in tako zmanjšujejo občutljivost za modro svetlobo.

Rešitev je, da čip premažemo z materialom, v katerem se vijolični ali ultravijolični fotoni vpijejo, preden pridejo do čipa. Primer takega materiala je fosfor. Njegov elektron se pri tem dvigne v višje stanje, nato pa prek več korakov izseva fotone nižjih energij. Eden od teh je tudi vidni foton zelene barve, opazimo značilno zeleno svetlikanje ali fluorescenco. Te zelene fotone nato brez težav s čipom zabeležimo. Premaz seveda vpije tudi nekaj svetlobe drugih valovnih dolžin, obenem pa ni gotovo, da bo nastali zeleni foton nadaljeval svojo pot proti čipu in ne v obratni smeri. Vseeno je občutljivost tako premazanega čipa za ultravijolično in vijolično svetlobo precej boljša, kot bi bila brez premaza.

Števci posameznih fotonov

Štetje elektronov na ojačevalcu in analogno digitalne pretvorniku nikoli ni brez napak. Tipične napake, ki jim pravimo bralni šum (RON), so kakih ± 5 e^-. Torej ne moremo šteti posameznih elektronov in s tem svetlobnega toka na foton natančno. To pogosto nima niti smisla, saj je že naključna poissonska napaka pri povprečno 100 detektiranih fotonih $\pm\sqrt{100} = \pm 10$ fotonov (enačba 2.42). Če pa smo zbrali zelo malo svetlobe, recimo le en ali dva fotona, je seveda smiselno šteti na foton natančno, saj poissonska napaka ni velika, nenatančno štetje pa pomeni, da namesto detekcije nabiramo le šum. Primer potrebe po natančnem štetju so dvodimenzionalni števci posameznih fotonov, ko s hitrim zaporednim branjem čipa zabeležimo vsak foton kmalu po njegovem dospetju.

Hitro branje pomeni, da je število fotonov na točko majhno. To tehnično rešitev zato imenujejo tudi čip CCD za nizke osvetlitve (angl. low light level CCD, tudi LLL CCD ali L3 CCD).

Bralni šum predstavlja težavo, ker je elektronov malo. Če bi jih bilo več, bi bilo lažje. Seveda posamezni foton ne more že sam sprostiti več elektronov, lahko pa jih pomnožimo v elektroniki. Na robu čipa dodamo zaporedje pomnoževalnih celic (angl. gain register). Te so povsem enake točkam na čipu, razliki sta le dve. Kot prvo, te točke niso namenjene beleženju svetlobe, torej niso nikoli osvetljene. Kot drugo pa elektrone med pomnoževalnimi točkami sicer premikamo s preklopi napetosti med sosednjimi žicami, podobno kot to med branjem počnemo s točkami na čipu. Vendar tu na primer vsako tretjo žico priključimo na bistveno višjo napetost. Elektroni torej čutijo precej večjo elektrostatsko silo; lahko si predstavljamo, da pod to žico padejo v precej globljo potencialno jamo. Ta jama je dovolj globoka, da z majhno verjetnostjo padli elektron iz enega od atomov sprosti še en elektron. Namesto enega elektrona imamo tako dva. Če proces velikokrat ponovimo, se število elektronov lahko znatno poveča. Če je npr. verjetnost za podvojitev v globoki potencialni jami enaka 0,001, bomo po 4000 padcih v take jame iz enega elektrona dobili $(1 + 0{,}001)^{4000} = 54$ elektronov. En detektirani foton bo tako na bralno elektroniko pripeljal 54 elektronov, dva fotona 108 itd, medtem ko brez osvetlitve tudi pomnoženih elektronov ne bo. Tako velike signale lahko sedaj brez težave preberemo. Kljub bralnemu šumu zanesljivo poštejemo vsak foton. Dobili smo torej odličen števec fotonov.

Opisana zvijača deluje, tak čip imamo tudi na obsevatoriju UL FMF. Vendar tako pomnoževanje ni povsem idealno. Podvojevanje je tudi poissonski proces s korensko napako. Torej je treba razmerje med signalom in šumom izračunano z enačbo 2.43 deliti s faktorjem $\sqrt{2}$. Razmerje signala proti šumu je torej slabše od klasičnega čipa, če imamo opravka z znatnimi osvetlitvami. Če pa je na posamezni točki le nekaj elektronov, se njihovo pomnoževanje splača: enačbo 2.43 sicer delimo s $\sqrt{2}$, vendar tudi zanemarimo bralni šum, ki je sicer pri tako nizkih osvetlitvah prevladujoč.

Možna je tudi rešitev, ki uporabi najboljše iz obeh svetov. Pri znatnih osvetlitvah žice priključimo na običajno zmerno napetost in čip deluje ko klasičen detektor CCD. Če pa je število zbranih fotonov zaradi temnosti objekta ali zaradi kratkosti osvetlitve majhno, vklopimo visoko napetost in tako lahko zabeležimo skoraj vsak foton. Dodatno lahko z diskriminatorjem nivojev zaznamo, ali se je skupina elektronov formirala iz prvotnega elektrona, ki je prišel s čipa, ali pa nam manjše število elektronov izdaja, da je nastala kot posledica motnje v pomnoževalnih celicah.

2.10.2 Detektorji CMOS

Svetlobo detektor CMOS (angl. detector CMOS) zaznava na enak način kot detektor CCD, razlika je le v štetju zbranih elektronov. Pri detektorju CCD naboj vsake točke s premikanjem preko sosednjih točk preselimo na rob čipa in končno na ojačevalec in analogno digitalni pretvornik. Pri detektorjih CMOS pa je vsaka točka priključena na skupno žico, ki vodi do skupnega pretvornika za celotni stolpec točk. Ker naboju ni treba potovati od točke do točke, je branje lahko hitrejše. Za tak priklop mora imeti vsaka točka nekaj elektronike (tranzistorjev), ki naboj zbranih elektronov pretvori v napetost in jo ojači. To vzame nekaj prostora in zato del točke ni občutljiv na svetlobo. To lahko povzroča težave zlasti v primeru zelo drobnih točk.

Detektorji CMOS so po letu 2007 v fotografskih aparatih in kamerah postopoma nadomestili detektorje CCD, saj so omogočali hitrejše branje slike, s tem pa hitrejše ostrenje in sprotni ogled slike (live view). Nadaljnji razvoj je za obe vrsti detektorjev potekal podobno. Kot prvo so zlasti za mobilne telefone, kasneje pa tudi za senzorje večjih formatov, naredili od zadaj osvetljene oziroma stanjšane detektorje CMOS. Zlasti za majhne točke se je poznalo, da del točke ni več zastirala bralna elektronika. Takšna rešitev je omogočala tudi več prostora in s tem dodatne možnosti elektronskih vezij na samem čipu. Ponujalo je tudi nove možnosti, kot je branje zbranega naboja preko dveh setov žic: enega za ostrenje in sprotni ogled, drugega pa za končni zajem posnetka. Če končni posnetek beremo z velikim številom analogno digitalnih pretvornikov, mora vsak prebrati manjše število točk. Zato lahko delajo počasneje, kar bistveno zmanjša šum končnega posnetka. Bralna elektronika se lahko tudi prilagaja nivoju osvetljenosti vsake točke: če je svetlobe malo, bere natančno, torej z nizkim faktorjem pretvorbe g oziroma z veliko vrednostjo ISO (poglavje 2.8.3); če pa je svetlobe veliko, štejemo po več elektronov v eno enoto in tako povečamo največji signal, ki ga še lahko zabeležimo z danim analogno digitalnim pretvornikom. Tak način omogoča nizek šum na slabo osvetljenih delih slike, obenem pa se izogne numerični saturaciji močno osvetljenih delov in tako poveča dinamični razpon slike.

Zanimiva je tudi možnost ki izkorišča okoliščino, da se modra svetloba v siliciju hitro absorbira, medtem ko rdeča potuje dlje. Branje nastalih elektronov po plasteh tako omogoča beleženje približne informacije o barvi zaznane svetlobe. Ta tehnologija, ki jo imenujemo Foveon X3, kot kaže ne bo prodrla, saj se nekateri rdeči fotoni absorbirajo tudi že kmalu po vstopu v čip in je zato določanje barv precej obremenjeno s šumom. Taki čipi so torej zanimivi, kadar je svetlobe veliko in je zato relativna poissonska napaka majhna. V fotografiji zato še vedno uporabljamo mozaike barvnih stekel, tako da je vsaka točka osvetljena le z določeno barvo, končno barvno sliko pa izračunamo z interpolacijo med točkami. Algoritmi, ki se pri tem uporabljajo, so praviloma zelo zapleteni in vključujejo tudi umetno inteligenco, cilj pa ni le preračun barv ampak tudi optimalno odstranjevanje šuma.

Trenutno v fotografijo prihajajo prvi večplastni čipi CMOS. Izraz pomeni, da je to od zadaj osvetljeni stanjšan čip, ki pa mu dodajo več plasti elektronike. Ker je prostora za elektroniko več, je ta lahko bolj zapletena. Dodamo lahko vmesne pomnilnike, sliko pa lahko preberemo tako hitro, da tak fotoaparat ne potrebuje več mehanskega zaklopa, ki bi med branjem zaprl pot vstopni svetlobi.

Napredek tehnologije CMOS je impresiven. Vseeno pa v astronomiji še vedno pogosto uporabljamo čipe CCD. Razlog je predvsem v naših zahtevah. Kot prvo imajo čipi CMOS težave pri temperaturah pod $-50\,^{\circ}\mathrm{C}$, ki so potrebne za minimizacijo težav s temnim tokom pri osvetlitvah daljših od 10 minut, medtem ko čipi CCD brez težav delujejo tudi pri temperaturi $-100\,^{\circ}\mathrm{C}$. Kot drugo so fotografski čipi optimizirani za točnost, ki jo zahteva fotografija, torej nas zanima kvalitativna točnost. Pri meritvah pa se hočemo zanesti na absolutno točnost, kjer je z manj vendar zato bolje narejenimi bralnimi elementi še vedno lažje doseči točen rezultat. Seveda pa je treba za natančno branje čipa CCD počakati nekaj sekund. To za fotografijo ni sprejemljivo, v astronomiji pa tako zamudo po dolgotrajnem osvetljevanju, ki navadno traja več minut, lažje sprejmemo.

2.10.3 Kozmetika

Milijoni točk na digitalnih detektorjih svetlobe niso brez napak. Posamezna točka iz različnih razlogov lahko sploh ni občutljiva na svetlobo, taki napaki rečemo pokvarjena točka (angl. dead pixel). Včasih je takšnih točk po več skupaj, torej je to skupina pokvarjenih točk (angl. cluster of dead pixels). Obratno je lahko izmerek določene točke vedno visok, pa če je osvetljena ali ne. Taki napaki rečemo bela točka (angl. white pixel). Pri detektorjih CCD se lahko zgodi tudi napaka pri prenosu elektronov med točkami, tako da med branjem ne uspemo prebrati naboja, ki se je nabral na točkah od določene pokvarjene točke do konca njenega stolpca. Napako imenujemo pokvarjen stolpec (angl. dead column).

Vse te težave žargonsko imenujemo kozmetične napake (angl. cosmetics). Ker gre za napake v izdelavi, lahko s testiranjem že v tovarni boljše čipe ločimo od slabših. Delujoči čipi, vendar s precej napakami kozmetike, so inženirski. Uporabni so za testiranje določene naprave za zajem svetlobe, vendar njihova slika ni lepa. Boljši čipi so razvrščeni v razred kvalitete 2 (angl. quality grade 2), razred 1 in končno najboljši v razred 0. V te razrede so razvrščeni po številu belih in pokvarjenih točk in skupin točk ter po številu pokvarjenih stolpcev, pomembno pa je tudi mesto teh napak, saj je napaka v osrednjem delu bolj moteča od enake napake na robu čipa. Vsi čipi so narejeni na isti proizvodni liniji, seveda pa so tisti z boljšo kozmetiko znatno dražji. Ko kupujemo čip oziroma napravo s takim čipom, se splača poiskati podatke o dopustnem številu zgoraj omenjenih napak. Čip z več napakami je sicer uporaben in cenejši, vendar imamo lahko smolo in zaradi napak opazovanje ni uporabno ali pa ga je vsaj težje interpretirati. Proizvajalci komercialne elektronike navadno zaobidejo težavo z interpolacijo vrednosti bližnjih neproblematičnih točk, kar tovrstne težave prikrije našim očem.

2.11 Astronomska fotometrija

V prejšnjem razdelku smo omenili, da so detektorji občutljivi za širok pas valovnih dolžin svetlobe, zato pred detektor postavimo barvno steklo, ki prepušča le določeno barvo svetlobe (slika 2.20). Meritev intenzitete sija astronomskih objektov v tako zamejenem območju valovnih dolžin imenujemo astronomska fotometrija. Tu se bomo omejili na meritev točkastih astronomskih objektov, kot so oddaljene zvezde. Beseda točkast tu pomeni, da dejanske kotne razsežnosti objekta

ne uspemo razločiti. Dober primer je celo najbližja zvezda za Soncem, katere premer $2 \cdot 10^8$ m na oddaljenosti $3{,}8 \cdot 10^{16}$ m (tabela 1.1) oklepa kot tisočinke ločne sekunde in je torej njena slika nerazločljiva. Opazovanja planetov našega Osončja, meglic ali bližnjih galaksij seveda ne sodijo v to kategorijo, vendar lahko tudi za meritve porazdelitve njihove intenzitete uporabljamo podobne pristope.

Slika točkastega astronomskega izvora je večja od ene same točke, saj njena kotna velikost odraža uklonsko kotno ločljivost teleskopa ali razmazanost slike zaradi prehoda svetlobe skozi Zemljino atmosfero. V obeh primerih je oblika profila zabeležene intenzitete podobna za vse objekte na določenem posnetku, saj gre svetloba vseh teh objektov ob istem času skozi skoraj identične atmosferske plasti. Tu razmišljamo o posnetkih z osvetlitvami nad nekaj sekund, na kateri se trenutne slike interferometrije peg (razdelek 2.6.6) časovno izpovprečijo.

Oblika profila intenzitete torej ne odraža lastnosti opazovanega objekta. Pravzaprav lahko na sliki izmerimo le tri parametre, ki pripadajo objektu: koordinati centra (oziroma težišča, to je z intenziteto uteženega položaja) in skupno intenziteto zabeležene svetlobe. Cilj astronomske fotometrije je meritev teh treh vrednosti. Meritve svetlobe posamezne zvezde se lahko lotimo na dva načina: prvi je aperturna fotometrija, ki je preprosta in hitra, drugi pa profilna fotometrija, ki lahko da bistveno boljše rezultate, vendar je časovno zahtevna in je pogosto ne moremo uporabiti. Najprej se bomo lotili preprostega pristopa, nato pa orisali, kako ga lahko nadgradimo v drugi pristop.

2.11.1 Aperturna fotometrija

Slika mora imeti primerno vzorčenje. Slika zvezde ne sme biti tako groba, da bi vsa svetloba zvezde padla le na eno točko detektorja. Po drugi strani vzorčenje s predrobnimi točkami tudi ni smiselno, saj je v tem primeru zabeležen signal na posamezni točki majhen in imamo težave z bralnim šumom, kot smo razložili v razdelku 2.8. Dober kompromis je, da širina slike zvezde na njeni polovični višini meri približno tri točke.

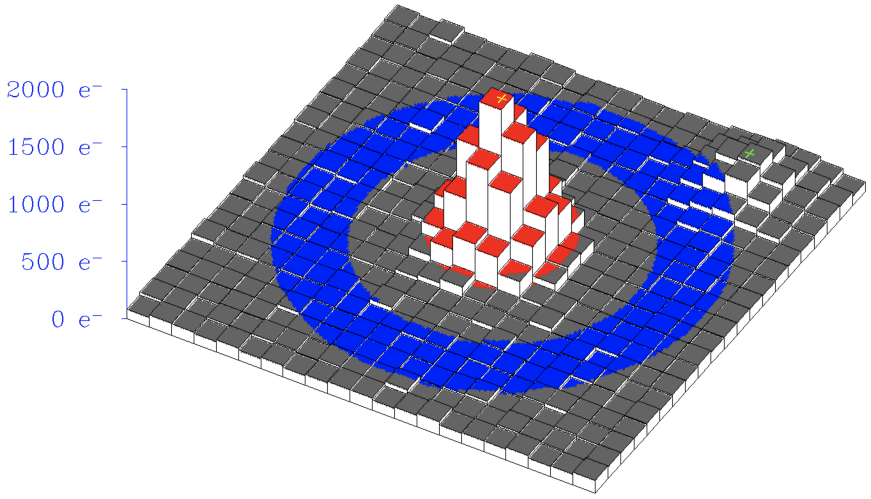
Aperturna fotometrija (angl. aperture photometry) meri presežek svetlobe v določeni odprtini (aperturi) okoli središča slike zvezde. Najprej moramo seveda ugotoviti, kje na posnetku so slike zvezd. Začnemo z lokalnimi maksimumi intenzitete. Ob tem se zavedamo, da zabeležena intenziteta ne prihaja le z objekta, ki naj bi ga detektirali, ampak je prisotna tudi nepovezana svetloba, ki prihaja iz drugih astronomskih objektov in sipana svetloba. Primer prve je zvezda, ki jo vidimo na ozadju slike oddaljene meglice ali galaksije. Sipana svetloba pa je lahko svetloba zvezd in lune ali celo svetloba zemeljskih luči, ki se je sipala v Zemljini atmosferi. V vsakem primeru se moramo tega prispevka ozadja, kot mu rečemo v žargonu, znebiti. Groba ocena ozadja je vrednost mediane intenzitet točk v širokem obroču okrog maksimuma. Mediana pomeni, da intenzitete točk sortiramo in nato izberemo srednjo vrednost. Za razliko od povprečja je mediana mnogo manj občutljiva na sistematična odstopanja, recimo na prisotnost še kakšne zvezde v merjenem obroču. Če pa je teh drugih zvezd toliko, da to vpliva celo na mediano, najbrž zvezde najdemo tudi znotraj profila naše zvezde in je zato smiselno, da upoštevamo nekoliko višje ozadje.

To ozadje sedaj odštejemo od intenzitete točk znotraj obroča za merjenje ozadja, tako da ostane svetloba merjene zvezde. Če zaznani maksimum intenzitete res predstavlja sliko zvezde, bo slika precej okrogla, saj so razširitve zaradi atmosfere ali uklona na vhodni odprtini aksialno simetrične. Teleskop ima sicer lahko težave tudi z napakami geometrijske optike - kot smo komentirali zgoraj, se napaka koma kaže v asimetrično razpotegnjenih profilih zvezd na robu slike. Ob tem mora imeti profil slike zvezde določeno širino: ostre špice so posledica udarcev nabitih delcev (tako imenovanih kozmičnih žarkov) ob detektor in torej niso slike astronomskih objektov. Tudi preveč razširjeni profili izdajajo prostorsko razločene objekte, kot so meglice ali galaksije, ki nas tu ne zanimajo. Ko smo preverili, da oblika in strmost profila ustrezata profilu tipične zvezde, znova določimo položaj zvezde. V primeru aperturne fotometrije sta to kar povprečni koordinati točk znotraj profila zvezde uteženi z njihovo intenziteto (z odšteto vrednostjo ozadja). Položaj središča profila določamo mnogo natančneje kot na točko natančno: za svetle zvezde lahko dosegamo točnosti blizu stotinke točke, pri posebej dobro umerjenih instrumentih je rezultat lahko še točnejši (za misijo Gaia je tipična napaka položaja manjša od tisočinke velikosti posamezne točke detektorja).

Preostane še meritev skupne intenzitete zvezde. Pri aperturni fotometriji je to preprosta vsota intenzitet točk do določene razdalje od središča profila, seveda pa tem točkam odštejemo mediano ozadja, ki ga pomerimo v širokem obroču okoli zvezde. Aperturna fotometrija ima torej tri

parametre: (i) polmer odprtine r_a, v kateri merimo intenziteto, (ii) notranji polmer območja za merjenje ozadja r_1, (iii) zunanji polmer območja za merjenje ozadja r_2. V vseh primerih so to razdalje od določenega središča profila zvezde. Če ima ta profil širino na polovični višini enako FWHM, pogosto izberemo $r_a \simeq$ FWHM, $r_1 \simeq 2\,$FWHM, $r_2 \simeq 3\,$FWHM. Ozadje merimo v obroču s ploščino $\pi(r_2^2 - r_1^2)$, ki je pri FWHM=3 točke enaka 141 točk, torej dovolj za dobro določitev mediane ozadja. Izbor r_a sicer ne vključuje celotne intenzitete zvezde: če ima ta Gaussov profil, je znotraj radija FWHM 93,7% njene intenzitete. Če bi vrednost r_a podvojili, bi sicer zaobjeli praktično vso svetlobo, vendar bi za 6,3% dodatne svetlobe morali seštevati preko 4-krat večjega števila točk. Rezultat bi bil torej slabši, saj bi ob skoraj enakem signalu imeli znaten dodaten šum meritev, ki ga prinese večje število točk. Po drugi strani pa ni smiselno uporabiti bistveno manjšega r_a: v tem primeru bi izgubili znaten del signala, vsota intenzitet znotraj r_a pa bi bila precej odvisna tudi od točnosti določitve središča profila in celo od tega, ali središče pade na sredo točke ali pa je bližje njenemu robu.

Kot smo omenili, so oblike profilov vseh zvezd skoraj enake: z omejitvijo na $r_a =$ FWHM torej izmerimo enak delež svetlobe vseh zvezd in tako njihova razmerja intenzitet ostanejo nespremenjena. Seveda pa delamo s točnostjo boljšo od velikosti posamezne točke: če je znotraj r_a le del ploščine posamezne točke, upoštevamo le ustrezni delež njene intenzitete po odštevanju ozadja.



Slika 2.21: Aperturna fotometrija zvezde, katere slika ima širino na polovični višini (FWHM) enako velikosti 3 točk detektorja. Položaj zvezde označuje rumeni križec, rdeče so točke do kroga s polmerom FWHM, ki jih upoštevamo v meritvi intenzitete, modro pa točke med dvema in tremi razdaljami FWHM, katerih mediana določa vrednost ozadja. Zeleni križec označuje položaj šibke zvezde v bližini, ki ne vpliva na mediansko meritev ozadja svetlejše zvezde. Navpična os označuje število detektiranih fotonov na točko detektorja. V narisanem primeru lahko intenziteto zvezde določimo na 1% natančno, torej je $S/N = 100$.

Slika 2.21 kaže zvezdo z Gaussovim profilom s FWHM = 3 točke. Z meritvijo znotraj kroga s polmerom $r_a =$ FWHM torej njeno intenziteto merimo preko skupaj $N = 28{,}27$ točk. Predpostavimo, da je vsota njenega svetlobnega profila znotraj polmera r_a enaka $\frac{dN_{objekt}}{dt}\,t = 12780$ elektronov, torej v povprečju $12780/28{,}27 = 452$ elektronov na točko. Ozadje naj bo enako $\frac{dN_{ozadje}}{dt}\,t = 100$ elektronov na točko in bralni šum 5 elektronov na točko. Torej je razmerje signala in šuma (enačba 2.43) naše aperturne meritve enako

$$S/N = \frac{452 \cdot 28{,}27}{\sqrt{452 \cdot 28{,}27 + 100 \cdot 28{,}27 + 5^2 \cdot 28{,}27}} = 100{,}0. \tag{2.44}$$

Aperturna fotometrija sešteva presežno intenziteto znotraj slike zvezde (rdeče območje na sliki 2.21), torej je občutljiva na šum vsake točke posebej. To ni optimalna strategija, saj so oblike profilov slik zvezd med seboj enake (če privzamemo, da so napake geometrijske optike majhne). O popolnejši meritvi in o njenih omejitvah govorimo v nadaljevanju.

2.11.2 Profilna fotometrija

Če bi poznali obliko profila zvezd na določeni sliki, bi opazovanje zvezde lahko v popolnosti opisali le s tremi parametri: položajem središča profila na detektorju (x, y) ter z integralom intenzitete pod profilom, torej z izmerjenim sijem zvezde. To je drugače kot pri aperturni fotometriji, kjer te parametre določamo denimo s seštevanjem intezitet 27 točk (slika 2.21), ki jih imamo za neodvisne in torej njihovega šuma ne povprečimo na optimalen način.

Ključ je seveda ugotoviti, kakšen profil intenzitete imajo zvezde na določeni sliki. Ker je njihova svetloba šla ob istem času skozi skoraj iste plasti Zemljine atmosfere oziroma doživela enake omejitve uklonske ločljivosti, je smiselno predpostaviti, da so profili enaki. Seveda pa bodo na zaporednih slikah istega dela neba profili različni, ker so se spremenili pogoji v atmosferi ali ker se je morda spremenila temperatura teleskopa.

Profilna fotometrija (angl. point spread function photometry, tudi PSF photometry) je bolj zapletena od aperturne. Standardna programska oprema za profilno fotometrijo točkastih objektov je paket *Daophot*, ki je del širših paketov *Digiphot* in *Noao* znotraj programskega okolja *Iraf*, ki ga pogosto uporabljamo iz okolja *Python*. Tu se bomo izognili tehničnim podrobnostim, nanizali in komentirali pa bomo zaporedje korakov. Vrstni red operacij profilne fotometrije je sledeč:

1. Najprej moramo najti slike zvezd na posnetku. To naredimo kot pri aperturni fotometriji, v okviru *Daophot*a uporabimo proceduro *daofind*.

2. Sledi običajna aperturna fotometrija, ime procedure je *phot*.

3. Zvezde v seznamu so nanizane po njihovem položaju na detektorju. V tem koraku jih sortiramo po siju, saj se želimo oblike profila naučiti na svetlejših (vendar seveda nesaturiranih) zvezdah. Procedura za sortiranje je imenovana *psort*.

4. Sedaj se mora računalnik naučiti, kakšna je oblika profila zvezde, ki mu v angleščini rečemo point-spread function. Tako proceduri *psf* eno za drugo (običajno postopek izvajamo interaktivno) pokažemo vsaj 20 zvezd različnih sijev, ki jih računalnik izpovpreči v povprečni profil. Daophotov algoritem pri tem pazi, da tudi temne močno zašumljene zvezde ne poslabšajo končnega rezultata. Odločilni pri tem sta dve okoliščini: zvezd mora biti dovolj in biti morajo same, torej v njihovi okolici ali celo znotraj njihovega profila ne sme biti slik drugih zvezd, saj je sicer povprečeni profil sistematično napačen. Pomembno je, da je modelirani profil sestavljen iz analitičnega in numeričnega dela. Analitični del sledi funkcijam Gaussove, Moffatove, Lorentzove oblike ali njihovim kombinacijam. Po odštevanju analitične funkcije v povprečnem profilu ostanejo še numerični ostanki, katerih strmina pa je mnogo položnejša od prvotnega profila. *Daophot* te numerične popravke modelira s točnostjo boljšo od velikosti posamezne točke detektorja. Vsota analitičnega približka in numeričnega popravka predstavlja končno izpovprečeno obliko profila zvezde na tem posnetku.

5. Pred fotometrični meritvami moramo narediti še en korak: računalnik se mora naučiti, slike katerih zvezd mora analizirati hkrati. S proceduro *group* razdelimo zvezde v posamezne skupine, znotraj katerih se profili vsaj minimalno prekrivajo. Tu smo lahko precej konzervativni, saj *daophot* zna hkrati obravnavati do 40 zvezd (in torej določa vrednosti do 120 prostih parametrov). Simultano reševanje seveda pomeni, da bomo dobili rešitev, ki bo upoštevala prekrivanja slik sosednjih zvezd, kar je dragoceno v gostih okoljih, kot so na primer goste skupine zvezd, ki jih imenujemo kroglaste kopice.

6. Končno procedura *nstar* s profilno fotometrijo določi položaje in intenzitete vseh zvezd na posnetku. Pri tem nekatere zvezde izbriše, saj se med iterativnim reševanjem izkaže, da njihove intenzitete ne presegajo prispevka pričakovanega šuma.

7. Sedaj želimo preveriti, ali je dobljeni rezultat smiseln. To pomeni, ali smo izračunali pravo obliko profila in ali smo pravilno določili vse položaje in intenzitete zvezd. Zato od opazovane slike z ukazom *substar* odštejemo profile zvezd na njihovih izračunanih položajih in z dobljenimi intenzitetami.

Če je vse v redu, mora na odšteti sliki ostati samo šum. Njegova osnovna značilnost je, da se njegov predznak spreminja od točke do točke. Seveda je res tudi, da bo šuma več tam, kjer smo

imeli svetlejšo zvezdo in manj tam, kjer je bila temnejša zvezda, saj je poissonski šum sorazmeren s kvadratnim korenom intenzitete.

Običajno rezultat vsaj v prvem poskusu ne bo zadovoljiv. Najpogostejši težavi sta dve. Kot prvo, bo morda na mestih vseh odštetih zvezd zijala luknja v intenziteti, torej smo odštevali preveč. To pomeni, da smo programu v 4. koraku pokazali kakšno zvezdo, ki ni bila izolirana, ampak je imela bližnjo sosedo. Tako je izpovprečeni profil dobil nepotrebni dodatni maksimum. Vrniti se moramo na 4. korak, ugotoviti, katero zvezdo moramo spustiti, in korake od vključno *psf* narediti znova. Druga pogosta težava je, da je poleg šuma na odšteti sliki videti temne zvezdice, ki jih ob prvem pregledu nismo našli. Torej naredimo aperturno fotometrijo odštete slike (prva dva koraka zgoraj), nato združimo te zvezde s prvotnim spiskom (procedura *pfmerge*) in preostanek korakov izvedemo na celotnem seznamu. Na koncu seveda zopet pogledamo, ali smo zadovoljni in, če je treba, iteriramo znova. Če se nagibate k popolnosti, boste za analizo ene ali dveh slik porabili tudi po več ur.

Profilna fotometrija je bolj zapletena od aperturne, zaradi iteracij pa vzame več časa in jo je tudi težje avtomatizirati. Predvsem je pomembno, da profil izpovprečimo iz dovolj velikega števila zvezd. Dodatno delo je poplačano s točnejšo meritvijo in podrobnejšim zavedanjem, ali se morda v profilu opazovane zvezde ne skriva še kakšna temnejša zvezdica ali udarec kozmičnega žarka, ki kvari meritev. Profilno fotometrijo moramo nujno uporabljati za gosta zvezdna polja, kot so zvezdne kopice. Če pa na posnetku ni dovolj samostojnih zvezd, bo oblika profila slabo določena in bo končni rezultat sistematično narobe. V takem primeru profilna fotometrija ni uporabna in se moramo zadovoljiti z aperturno. Če opazimo, da so profili zvezd zaradi napak v optiki teleskopa ob robovih slike drugačne oblike kot na sredini, to z *Daophotom* sicer lahko upoštevamo (izberemo opcijo spremenljive oblike PSF), vendar potem za učenje profila potrebujemo še več zvezd, pa tudi obdelava navadno zahteva več iteracij. Torej se je treba odločiti, ali to želimo narediti in predvsem, ali morebitne sistematične napake ne bodo izničile našega truda.

2.11.3 Od instrumentalne do navidezne magnitude

V zadnjih dveh poglavjih smo ugotovili, kako z integracijo preko profila njegove slike ugotoviti zabeleženo intenziteto objekta. Vendar ta ni odvisna le od dejanskega sija opazovane zvezde ter velikosti teleskopa, opazovalnih pogojev, časa osvetlitve in lastnosti uporabljenega fotometričnega barvnega filtra in detektorja svetlobe. Na naš izmerek, ki mu rečemo tudi instrumentalna magnituda, močno vplivajo okoliščine, na katere nimamo vpliva. Najpomembnejša je prepustnost Zemljine atmosfere za opazovane valovne dolžine. Ta se časovno močno spreminja. Kot primer bo v lepi jasni noči skozi atmosfero do površja prišlo med 70% in 90% vidne svetlobe. Dramatično razliko lahko povzroči že nekaj tankih cirusnih oblakov. K sreči se v nekaj sekundah prepustnost izpovpreči preko vse slike. Torej lahko predpostavimo, da so vse zvezde na sliki potemnjene za enak delež. Zato vedno merimo relativno: praviloma poskrbimo, da je na posnetku nekaj tako imenovanih standardnih zvezd, za katere vemo, kako svetle so. S primerjavo lahko posledično izmerimo tudi sij neznanih objektov. Dejanski sij opazovanega objekta torej izračunamo preko razmerja njegove intenzitete in intenzitete čimvečjega števila standardnih zvezd. Standardne zvezde morajo biti podobne barve kot opazovani objekt, saj se tako izničijo razlike v prepustnosti atmosfere vzdolž intervala valovnih dolžin, ki jih pokriva uporabljeni fotometrični filter (slika 2.20).

Instrumentalna magnituda (angl. instrumental magnitude), denimo V_{inst} v V filtru, je logaritemska mera za število N zabeleženih fotonov zvezde. Zapišemo jo kot

$$V_{inst} = -2{,}5 \log N + 25{,}0, \tag{2.45}$$

kjer je zadnja vrednost arbitrarna magnituda, ki jo pripišemo enemu zabeleženemu fotonu. Običajno jo pretvorimo v navidezno magnitudo zvezde V z zvezo tipa

$$V = V_{inst} + k + k' \sin^{-1} h + k''(V - R). \tag{2.46}$$

Tu je h kotna višina zvezde nad obzorjem, k, k' in k'' pa so umeritveni koeficienti. Ob upoštevanju, da je debelina Zemljine atmosfere majhna v primerjavi s polmerom Zemlje, je dolžina poti svetlobe skozi atmosfero obratno sorazmerna s sinusom višine zvezde nad obzorjem. Daljša pot skozi atmosfero pa pomeni tudi več izgubljene svetlobe, torej večjo vrednost instrumentalne magnitude

V_{inst}. Če je zorni kot teleskopa majhen, je vsota členov s k in k' za vse zvezde skoraj enaka, torej lahko člen s k' spustimo.

Zadnji člen zgornje enačbe upošteva, da je prepustnost Zemljine atmosfere odvisna od valovne dolžine in je za zvezde različnih barv delež fotonov vzdolž okna prepustnosti fotometričnega filtra različen. Prepustnost je torej odvisna tudi od barve zvezde, ki jo v zgornjem primeru opredelimo z barvnim indeksom $V - R$, torej moramo narediti posnetka v obeh filtrih. Koeficiente k, k' in k'' določimo tako, da se navidezne magnitude standardnih zvezd v V filtru najbolje ujemajo z njihovimi instrumentalnimi magnitudami V_{inst}, nato pa njihove vrednosti uporabimo za določanje navideznih magnitud neznanih opazovanih objektov. Navideznih magnitud teh objektov seveda ne poznamo, vendar njihovega barvnega indeksa, ki nastopa ob koeficientu k'', ni težko določiti s preprosto iteracijo (vrednosti ciljamo in popravljamo v povratni zanki, dokler se izračunane magnitude ne ujemajo s predpostavljenimi).

Če se le da, opazujemo objekt, ko je visoko nad obzorjem, kjer je prepustnost atmosfere največja, obenem pa tako zmanjšamo razlike v poteh skozi atmosfero za opazovane objekte in se izognemo morebitnim oblakom v bližini obzorja. Zadnji člen v enačbi 2.46 popravi vpliv barve zvezde, če so barve standardnih zvezd podobne, kot jo ima objekt, ki nas zanima. Na to je potrebno paziti zlasti, če je naš objekt izrazito moder, saj je takih zvezd v naravi malo. Enačba 2.46 ilustrira zvezo za fotometrični filter V, kjer si za barvni popravek pomagamo še s filtrom R. Na podoben način jo lahko napišemo tudi za druge vrste filtrov.

Napak fotometričnih meritev ne ocenjujemo le s poissonskimi napakami, kot jih podaja enačba 2.43. Pomembne so tudi sistematične napake, saj ob slabih opazovalnih razmerah ni res, da so vplivi atmosfere na vse zvezde na posnetku skoraj enaki. Pravimo, da noč ni fotometrična. Najbolje je meritev ponoviti v boljših razmerah, saj zapis enačbe 2.46 z dodatkom členov višjega reda tu ne pomaga.

Slabih opazovalnih pogojev včasih ni težko razpoznati: primer so raztrgani oblaki, Lunina svetloba ali svetloba zemeljskih luči, ki se sipa na tanki kopreni oblakov, ali večer po vročem poletnem popoldnevu z nastajanjem kumulusnih oblakov. Morda se splača počakati uro ali dve, da se razmere umirijo, ali pa poskusiti znova drugič. Težje je vnaprej vedeti, da je noč fotometrična in torej uporabna za natančne meritve. Uporabnost določene noči moramo vedno preveriti med obdelavo dobljenih podatkov. Najpreprosteje je ob dobljenih koeficientih k, k' in k'' narisati navidezne magnitude standardnih zvezd na naših posnetkih: manjša ko so odstopanja od katalоških magnitud, boljše so bile razmere. Če upoštevamo še prispevek poissonskega šuma k meritvam posameznih zvezd, lahko kredibilno ovrednotimo tudi dejansko negotovost izmerkov objektov, ki jih želimo opazovati. Če predpostavimo, da so napake zaradi prepustnosti atmosfere in zaradi poissonskega šuma med seboj neodvisne, bomo pod kvadratni koren v imenovalcu enačbe 2.43 dodali še kvadrat standardnega odstopanja izmerkov svetlih standardnih zvezd.

2.12 Astronomska spektroskopija

S fotometričnimi filtri ne moremo zgraditi karte intenzitet v široki paleti valovnih dolžin: za dobro vzorčenje bi potrebovali več tisoč ozkopasovnih filtrov, torej bi snemanje trajalo predolgo, pa še opazovalne razmere bi se medtem močno spremenile. Ker digitalni detektorji ne znajo razločiti valovnih dolžin fotonov, ki jih zadanejo, jim moramo pomagati. Med teleskop in detektor damo spektrograf, ki valovno dolžino svetlobe zapiše v zamik v določeno smer na sliki. Namesto točkaste slike objekta dobimo sled, vzdolž katere je zabeležena intenziteta v lestvici valovnih dolžin. Taki sledi pravimo spekter, načinu opazovanja pa astronomska spektroskopija (angl. astronomical spectroscopy).

Kot razklonilni element običajno uporabimo uklonsko mrežico. Druga možnost bi bila steklena prizma, ki izkorišča odvisnost lomnega količnika stekla od valovne dolžine. Vendar je razklon svetlobe s prizmo relativno skromen: vzporedna snopa modre svetlobe pri 486 nm in rdeče pri 656 nm se po lomu v prizmi širita v smereh, ki se razlikujeta le za stopinjo ali manj. Z mrežico je ta kot lahko enak 20 stopinj ali več.

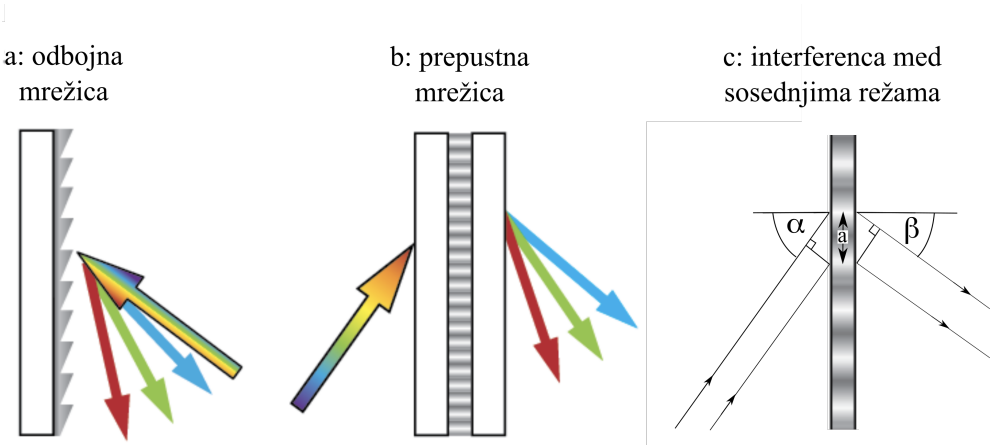
Uklonska mrežica je lahko odbojna ali prepustna (slika 2.22): pri prvi se svetloba odbija na tankih vzporednih pasovih, pri drugi pa gre skozi mrežico, ki jo sestavljajo vzporedni tanki prepustni intervali. Tem pasovom oziroma intervalom rečemo tudi reže. Večinoma uporabljamo prepustne mrežice, saj sta izdelava in vzdrževanje odbojnih mrežic zapletena: pasove, ki imajo obliko streh

tovarniških hal, je treba najprej oblikovati z zahtevnim postopkom jedkanja, kasneje pa je taka mrežica občutljiva na prah, saj jo je brez poškodovanja teh drobnih odbojnih pasov težko očistiti. Pri prepustni mrežici pasove oblikujemo v organskem materialu s fotografskim (ali holografskim) postopkom. Tako ima namesto skokovitega spreminjanja med prozornimi in neprozornimi območji prepustnost lahko sinusoidalni potek, kar daje mnogo boljše rezultate. Organski material pri prepustni mrežici zaščitimo pred zunanjimi vplivi tako, da ga damo med dve tanki stekleni plošči. Dobimo mrežico z gladkima površinama, ki ju brez težav vzdržujemo z običajnimi postopki za čiščenje optike.

Snop svetlobe, ki mrežico zadane pod kotom α glede na pravokotnico na površino (slika 2.22c), se lahko širi naprej v isti smeri. To velja za svetlobo vseh valovnih dolžin, zato nas taka direktna svetloba tu ne zanima. Del svetlobe pa bo nadaljeval pot v drugih smereh. Pomagamo si s Huygensonovim načelom (razdelek 2.6.3), da je vsaka točka valovne fronte izvor krogelnih valov. To velja tudi za točke v prepustnih režah uklonske mrežice (bela območja na sliki 2.22c). Ob tem je treba upoštevati, da valovanja iz posameznih rež med seboj interferirajo, torej se medsebojno seštevajo ali odštevajo. V smeri β sta dolžini poti skozi sosednji reži različni za

$$\sin\alpha + \sin\beta = k\,\lambda/a = k\,m\,\lambda. \tag{2.47}$$

Tu je a razmak med režama in m gostota mrežice. Tako ima mrežica z $m = 2000$ režami na milimeter razmak med sosednjima režama enak $a = 0{,}5\,\mu$m. Do konstruktivne interference pride za tiste valovne dolžine λ, za katere je $k \in \mathbb{Z}^*$, torej celo število različno od nič. V tem primeru je razlika poti do sosednje reže enaka $|k|\,\lambda$, do naslednje $2|k|\,\lambda$ in tako dalje. Absolutno vrednost k imenujemo tudi red interference.

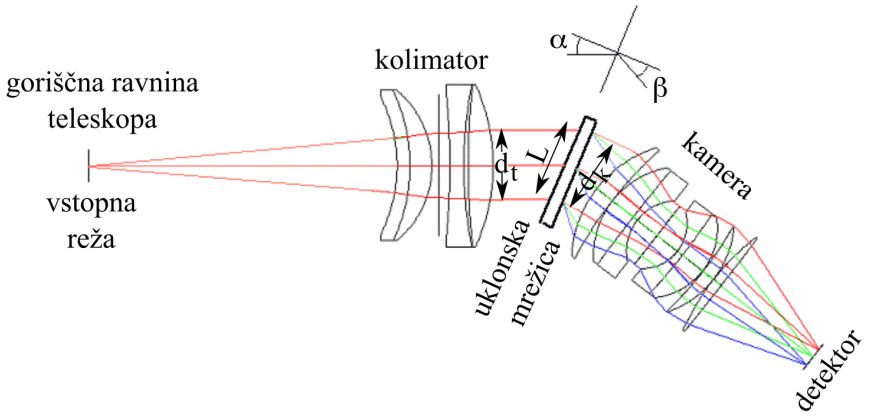


Slika 2.22: Za razklanjanje svetlobe po valovnih dolžinah običajno uporabljamo interferenčne mrežice, ki so lahko odbojne ali prepustne. Na desni za prepustno mrežico ilustriramo interferenco med režama, razmaknjenima za a, za žarke, ki vstopajo pod kotom α in izstopajo pod kotom β glede na pravokotnico na mrežico.

2.12.1 Spektrograf tipa Boller in Chivens

Če valovanje na vse reže vstopa pod enakim kotom α, je smer β fotonov za mrežico enolična funkcija valovne dolžine λ. To najlažje dosežemo s kolimatorjem, to je z lečo ali zrcalom z goriščnim razmerjem, ki je enak goriščnemu razmerju teleskopa: $F_t = f_t/D_t$. Teleskop ravno valovanje oddaljenega objekta, ki vstopa skozi vhodno odprtino s premerom D_t, na goriščni razdalji f_t zbere v goriščni ravnini. Za to ravnino se snop razširja. Če ga prestrežemo s kolimatorjem z enakim goriščnim razmerjem kot teleskop in z izhodno odprtino, ki je dovolj velika, da osvetli celotno uklonsko mrežico, bo ta osvetljena z vzporednim snopom, kjer vsi žarki vstopajo pod kotom α glede na vpadno pravokotnico (slika 2.23).

Za mrežico imamo vzporedne snope za vsako valovno dolžino λ. Zberemo jih s setom leč ali zrcal, ki jim rečemo kamera. Ta mora imeti dovolj veliko vhodno odprtino, da zajame vso



Slika 2.23: Preprost Boller & Chivensov spektrograf. Mesto vstopa svetlobe v instrument v navpični smeri omejimo z vstopno režo v goriščni ravnini teleskopa ali z optičnim vlaknom. Razširjajoči se snop za vstopom poravnamo v vzporednega s kolimatorjem. Nato sledi (v narisanem primeru prepustna) uklonska mrežica, ki svetlobo razkloni po barvi, tako da se fotoni posamezne valovne dolžine gibljejo v vzporednem snopu v določeni smeri. Te snope s kamero sfokusiramo na detektorju. Točkast objekt na vstopni reži nariše na detektorju sled, položaj na sledi pa je funkcija valovne dolžine svetlobe. L je dolžina osvetljenega dela mrežice, d_t in d_k pa sta širini snopa svetlobe za kolimatorjem in v kameri.

svetlobo. Za kamero, ki ima goriščno razdaljo f_k in goriščno razmerje F_k, na razdalji f_k postavimo detektor. Fotoni posamezne valovne dolžine se zberejo na določeni točki detektorja, vsi fotoni različnih valovnih dolžin določenega objekta pa izrišejo sled, kjer je položaj na sledi odvisen od valovne dolžine (slika 2.23). Sestavili smo preprost spektrograf, ki ga po popularnem ameriškem izdelovalcu imenujemo Boller & Chivensov oziroma skrajšano B&C (podobno kot mobitel pomeni mobilni telefon, čeprav je bilo to najprej le ime prvega slovenskega mobilnega operaterja).

Goriščna ravnina teleskopa na sliki 2.23 je pravokotna na ravnino zaslona. Če bi imeli izvor, katerega slika bi v goriščni ravnini nastala na isti navpični koordinati vendar pred ravnino zaslona, s tem ne bi bilo težav. Po poti skozi spektrograf bi se njegova svetloba zbrala na detektorju v sledi pred zaslonom. Na enak način bi bila zamaknjena tudi sled objekta, katerega žarki bi se zbrali za zaslonom. Težava pa nastopi z objekti, ki imajo sliko v ravnini zaslona, vendar nekoliko nižje ali višje od našega objekta. Sledi njihovih spektrov bi se delno prekrivale med seboj. Tudi če na tem položaju ni svetlih zvezd, bi spektrograf še vedno beležil spektre ozadja, ki bi močno poslabšali razmerje signala in šuma na spektru opazovanega objekta (enačba 2.43). Da se temu izognemo, te prispevke zastremo. Ena možnost je, da svetlobo v goriščni ravnini zbiramo z optičnim vlaknom, katerega druga stran nato služi kot izvor svetlobe za spektrograf. Kot drugo pa lahko svetlobo omeji vstopna reža (angl. entry slit), postavljena pravokotno na ravnino zaslona na sliki 2.23. Oba pristopa lahko tudi kombiniramo. Namesto reže lahko kot izvore uporabimo več optičnih vlaken, ki jih nanizamo v vrsto pravokotno na zaslon, na vhodni strani pa jih postavimo na mesta slik zvezd v goriščni ravnini teleskopa. Izjemoma uporabljamo tudi spektrograf brez omejitve z vstopno režo ali optičnimi vlakni. Primer je instrument RVS na satelitu Gaia Evropske vesoljske agencije. Instrument stalno skenira nebo in bi bilo stalno premeščanje optičnih vlaken ali rež preveč zapleteno, obenem pa je ozadje zaradi odsotnosti vplivov Zemljine atmosfere za vesoljske teleskope manj pomembno. Tak način opazovanja imenujemo brez reže, v angleščini slitless.

Svetloba opazovanega objekta se nikoli ne zbere v eni sami točki goriščne ravnine teleskopa. Tudi če je objekt točkast, primer je oddaljena zvezda, se njegova svetloba zaradi omejene uklonske ločljivosti teleskopa razmaže na kotni premer $d\Theta = 1{,}22\,\lambda/D_t$ (razdelek 2.6.3), medtem ko omejitve atmosfere omejujejo kotno ločljivost na $d\Theta \sim 1''$ (razdelek 2.6.5). Da bo v spektrograf vstopila večina zbrane svetlobe objekta, mora biti širina reže ds_t približno

$$ds_t = f_t\, d\Theta = f_t\, d\alpha. \tag{2.48}$$

V zadnjem koraku smo upoštevali, da se razmazanost slike pozna tudi kot nedoločenost vstopnega kota na uklonsko mrežico α. Nedoločenost vstopnega kota $d\alpha$ povežemo z nedoločenostjo smeri za mrežico $d\beta$ z odvajanjem enačbe 2.47 pri konstantni valovni dolžini λ:

$$\cos\alpha\, d\alpha + \cos\beta\, d\beta = 0,$$

$$d\beta = -d\alpha\, \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} = -d\alpha\, \frac{d_t/L}{d_k/L} = -d\alpha\, \frac{d_t}{d_k} = -\frac{d_t\, ds_t}{d_k\, f_t}. \tag{2.49}$$

L je dolžina osvetljenega dela mrežice, d_t in d_k pa sta širini snopa svetlobe za kolimatorjem in v kameri. Nedoločenost smeri $d\beta$, ki je posledica širine vstopne reže, pomeni, da so fotoni dane valovne dolžine na detektorju razmazani na območje širine

$$ds_d = f_k|d\beta| = \frac{d_t\, F_k\, ds_t}{f_t} = \frac{F_k}{F_t}\, ds_t. \tag{2.50}$$

Premik ds_d pa je lahko tudi posledica spremembe valovne dolžine $d\lambda$ pri danem vstopnem kotu α. Z odvajanjem enačbe 2.47 dobimo

$$k\, m\, d\lambda = \cos\beta|d\beta| = \frac{d_k}{L}\, \frac{d_t\, ds_t}{d_k\, f_t} = \frac{ds_t}{L\, F_t}. \tag{2.51}$$

Ker ne moremo vedeti, ali je premik posledica širine reže ali spremembe valovne dolžine, to omejuje sposobnost spektrografa za razločevanje valovnih dolžin. To lastnost imenujemo resolucijska moč (angl. resolving power) spektrografa

$$R \equiv \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{k\, m\, \lambda}{k\, m\, d\lambda} = km\lambda \frac{L\, F_t}{ds_t} = \frac{k\, F_t\, L\, m\, \lambda}{f_t\, d\Theta} = \frac{k\, L\, m\, \lambda}{D_t\, d\Theta}. \tag{2.52}$$

Seveda želimo čimvečjo vrednost R, saj tak spektrograf zelo natančno razločuje intenzitete različnih valovnih dolžin svetlobe. Torej je koristno (o tem več v naslednjem razdelku) opazovati v višjem interferenčnem redu k. Uklonska mrežica mora imeta čim večjo velikost L in kar največjo gostoto rež m. Z drugimi besedami, imeti mora kar največje število interefenčnih rež, ki je zmnožek L in m. Nadalje je resolucijska moč boljša pri daljših valovnih dolžinah, torej je boljša v infrardeči kot v vidni svetlobi. Ob tem je treba upoštevati, da veliki teleskopi z velikim premerom zbiralne površine D_t nimajo dobre resolucijske moči, razen če lahko režo zapremo, tako da pokrije zelo majhen kot na nebu $d\Theta$. Torej morajo biti veliki teleskopi, ki zberejo veliko svetlobe in zato lahko z njimi opazujemo spektre temnih objektov, postavljeni na opazovališčih, kjer je razmazanost zaradi atmosfere kar najmanjša. Dobri opazovalni pogoji torej ne dajo le ostrih slik ampak omogočajo tudi zajemanje spektrov z višjo resolucijsko močjo.

Če se z adaptivno optiko ali s tem, da opazujemo z vesoljskim teleskopom, približamo uklonski kotni ločljivosti $d\Theta = 1{,}22\,\lambda/D_t$, se resolucijska moč poenostavi v

$$R = \frac{k\, L\, m}{1{,}22}. \tag{2.53}$$

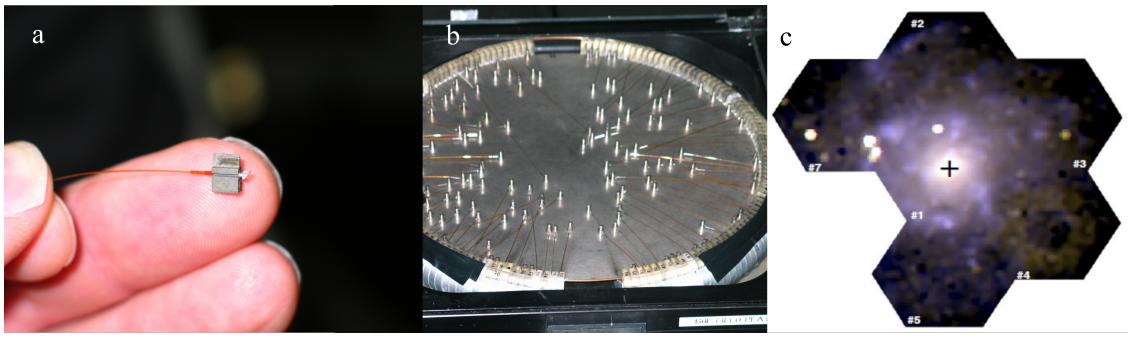
Torej je adaptivna optika izjemno pomembna tudi v spektroskopiji in ne le zato, da dobimo čimbolj podrobne slike astronomskih objektov. V uklonski limiti je resolucijska moč spektrografa odvisna le od uklonskega reda in števila rež na uklonski mrežici.

Opisali smo idealni primer, ko je širina slike na detektorju ds_d odvisna le od širine vstopne reže. V splošnem moramo kvadrat širine slike na detektorju (enačba 2.50) izračunati kot

$$ds_d^2 = \frac{F_k^2}{F_t^2}\, (ds_t^2 + ds_{kolimator}^2) + ds_{kamera}^2 + ds_{zrnatost}^2, \tag{2.54}$$

kjer $ds_{kolimator}$ in ds_{kamera} predstavljata napake geometrijske optike na kolimatorju in kameri[22], $ds_{zrnatost}$ pa je velikost stranice točke detektorja. Primeren izbor optičnih elementov zagotavlja, da prevladuje člen z ds_t in tako velja zveza 2.52 oziroma 2.53.

[22] V lastnostih optičnega elementa to vrednost navajajo kot velikost pike (angl. dot size). Predstavlja premer slike, ki jo dobimo, če element osvetlimo z vzporednim snopom svetlobe.



Slika 2.24: Spektroskopija več objektov hkrati. (a) Svetlobo zvezde v goriščni ravnini teleskopa zajamemo v optično vlakno. Na sliki je rešitev, ki smo jo uporabljali v projektu RAVE (https://www.rave-survey.org, Steinmetz et al., 2006; Zwitter et al., 2008; Steinmetz et al., 2020). Svetloba, ki prihaja od zgoraj, se v drobni 45° prizmi odbije v optično vlakno. (b) Magnetni gumbi na kovinski plošči v goriščni ravnini držijo vlakna na mestih, kjer se bo zbrala svetloba opazovanih zvezd. Vlakna nato tečejo do roba plošče, končno pa jih na vstopu v spektrograf razporedimo v vrsto, kjer nadomeščajo vstopno režo. Pozicioniranje optičnih vlaken je naloga za robota. Medtem ko je robot razporejal vlakna po eni od plošč, smo z drugo ploščo opazovali in jih tako izmenjaje uporabljali. Projekt RAVE je bil prvi sistematični spektroskopski pregled zvezd v naši Galaksiji. Z njim smo opazovali pol milijona zvezd, s tem pa se je dotedanje število spektroskopsko analiziranih zvezd podeseterilo. (c) V načinu integralnega polja stisnemo vlakna v strukturo satovja, tako da pokrijemo vsako točko slike razsežnega objekta in posnamemo njen spekter. Na sliki je rekonstrukcija intenzitet v galaksiji NGC 5668, ki so jo dobili iz take podatkovne kocke (dve koordinati za smer in tretja za intenziteto v spektru kot funkcijo valovne dolžine) posnete s 3,5-metrskim teleskopom observatorija Calar Alto v Španiji. Sliki a in b foto avtor, slika c je povzeta po Marino et al. (2013).

Boller & Chivensov spektrograf slabo izkorišča površino digitalnega detektorja v goriščni ravnini, saj posamezni objekt na njem zariše sled, ki ima dolžino enako stranici detektorja. Sled je relativno ozka, ob njej je zabeležen še spekter ozadja, to je neba na mestih vstopne reže proč od zvezde. Morda je v reži še kakšna zvezda, to pa je tudi vse. Večina površine detektorja ostaja neizkoriščena. Rešitvi sta dve. Bodisi spekter danega objekta zabeležimo v seriji posameznih sledi, ki pokrijejo ves detektor. To je ideja stopničastega spektrografa, o katerem bomo govorili kasneje. Kot drugo pa lahko vzdolž reže nanizamo vrsto izvorov. Primer je galaksija, kjer z režo naredimo spektre vzdolž ravne črte preko njene slike, podobno tudi za megličaste objekte. Pri točkastih objektih, kot so zvezde, pa ti niso nanizani v vrsti vzdolž reže spektrografa. Kot smo omenili zgoraj, lahko po goriščni ravnini teleskopa s primernim robotskim pozicioniranjem razporedimo vrsto optičnih vlaken, ki zajamejo svetlobo velikega števila opazovanih zvezd. Ker vsa ta optična vlakna hkrati zajemajo svetlobo, je tako opazovanje mnogo bolj učinkovito, kot če bi osvetljevali eno zvezdo za drugo, kot smo to delali na klasični način. Še ena možnost je, da s šopom optičnih vlaken zajamemo vrsto spektrov na majhnem območju goriščne ravnine teleskopa, kjer se denimo izriše slika zanimive galaksije. Ta dva načina sta korenito spremenila število spektroskopsko analiziranih astronomskih objektov. Projekti[23], kot so RAVE, Lamost, Apogee, Gaia-ESO in Galah so močno povečali število spektroskopsko opazovanih zvezd, podobno so s projekti 2dF in 6dF opazovali spektre zelo velikega števila oddaljenih galaksij. Sedaj delo nadaljujejo nasledniki, kot so WEAVE in 4MOST. Integralno polje (angl. Integral Field Unit, tudi IFU), kjer del neba prekrijemo s satovjem optičnih vlaken, je način opazovanja, ki je sedaj dostopen na večini velikih teleskopov. Slika 2.24 ilustrira oba načina.

Interferenčni pogoj (enačba 2.47) povezuje smer širjenja svetlobe za mrežico (to je kot β) z valovno dolžino svetlobe. Vendar se v isti smeri kot valovanje z valovno dolžino λ_k v k-tem interferenčnem redu širi tudi valovanje z valovno dolžino λ_{k+1} v naslednjem redu. Ker teh dveh

[23]RAVE: https://www.rave-survey.org, Lamost: https://www.lamost.org, Apogee: https://www.sdss.org/dr17, Gaia-ESO: https://www.gaia-eso.eu, Galah: https://www.galah-survey.org, 2dF: https://www.2dfgrs.net, 6dF: https://www.6dfgs.net, WEAVE: https://www.ing.iac.es/weave, 4MOST: https://www.4most.eu/cms/home/.

valovnih dolžin mrežica ne loči, lahko brez mešanja identificiramo le valovne dolžine v območju od λ_{min} do λ_{maks}, kjer velja

$$\lambda_{min} = \frac{|k|}{|k|+1}\,\lambda_{maks}. \tag{2.55}$$

Opazovano območje $[\lambda_{min}, \lambda_{maks}]$ imenujemo tudi spektralni obseg (angl. spectral range) spektrografa. Če opazujemo v prvem interferenčnem redu ($|k| = 1$), je minimalna valovna dolžina polovica maksimalne. To je ugodno, opazujemo lahko denimo med 375 in 750 nm, torej vključimo celotno območje vidne svetlobe. Krajše valovne dolžine, ki bi jih spektrograf zaznal v drugem redu, vpije Zemljina atmosfera ali pa jih odstranimo z barvnim filtrom, ki ne prepušča valovnih dolžin krajših od λ_{min}. Spekter objekta, dobljen z opazovanjem v prvem interferenčnem redu, se torej lahko pohvali s širokim spektralnim obsegom. Vendar ima relativno slabo resolucijsko moč (R) in težave z zrnatostjo, torej z omejenim številom točk detektorja, ki beležijo dani spekter. Stranica detektorja navadno ni daljša od 4096 točk, tako ima toliko točk tudi sled, ki predstavlja spekter opazovanega objekta. Za primer spektra, ki pokriva vidno svetlobo, torej posamezna točka spektra vključuje interval valovnih dolžin

$$d\lambda = (750 - 375)/4096\,\mathrm{nm} = 0{,}0915\,\mathrm{nm} \;\rightarrow\; \frac{\mathrm{d}\lambda}{\lambda}\,\mathrm{c} \sim 50\,\mathrm{km\,s^{-1}}. \tag{2.56}$$

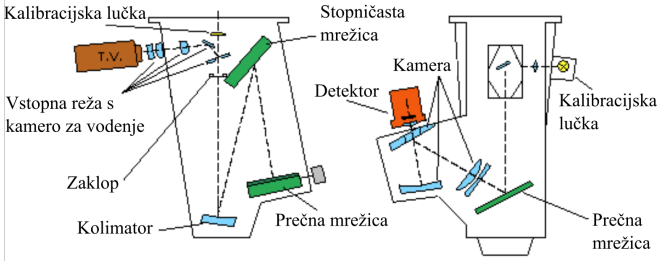
V zadnjem koraku smo uporabili Dopplerjevo zvezo $d\lambda/\lambda = \mathrm{RV}/c$ za sredino spektralnega obsega, ki spremembo valovne dolžine povezuje z radialno hitrostjo RV oddaljevanja oziroma približevanja izvora, c pa je svetlobna hitrost. Rezultat ni navdušujoč, pogosto bi želeli določiti radialno hitrost na kilometer ali celo na meter na sekundo natančno. Torej potrebujemo manjši korak $d\lambda$, posledično pa z danim detektorjem pokrijemo manjši obseg valovnih dolžin. Težavo rešuje stopničasti spektrograf, o katerem govorimo v naslednjem razdelku.

2.12.2 Stopničasti spektrograf

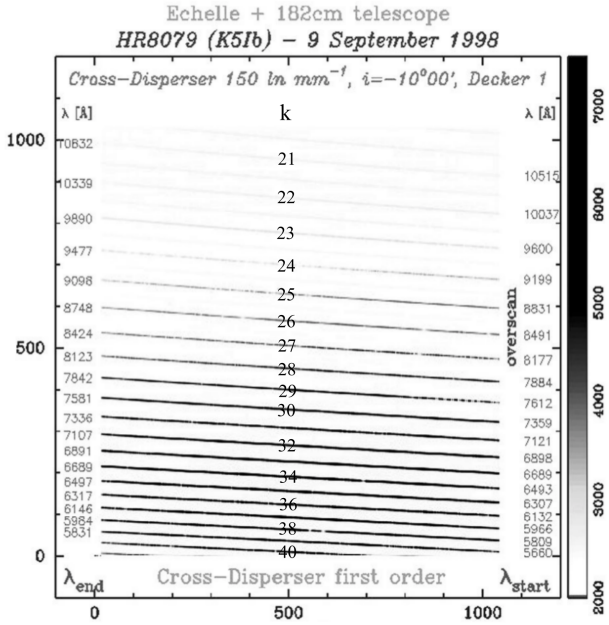
Spektrograf tipa Boller & Chivens navadno uporabljamo v prvem redu ($k = 1$). Cilj stopničastega spektrografa pa je opazovanje v visokem redu, kar omogoča (enačba 2.52) tudi visoko resolucijsko moč. Žal pa visok red pomeni tudi skromen spektralni obseg (enačba 2.55). Težavo rešimo tako, da hkrati opazujemo v več interferenčnih redih in zato skupni spekter pokrije velik nabor valovnih dolžin.

Pojdimo po vrsti. Visoka resolucijska moč zahteva veliko število rež na interferenčni mrežici. Torej gostota rež ne sme biti premajhna, saj je sicer fizična velikost mrežice prevelika. V interferenčni enačbi (2.47) torej ob velikem k in ne premajhnem m želimo veliki vrednosti kotov α in β. Snopa proti mrežici in proč od nje morata torej svetiti močno postrani. To je najlažje izvesti z odbojno mrežico (slika 2.22a), kjer so odbojne ploskve posameznih interferenčnih rež skoraj pravokotne na ravnino mrežice. Mrežica ima torej profil dokaj strmih stopnic, od tod pa izvira tudi poimenovanje spektrografa te vrste. Po predlogu prof. Alojza Kodreta spektrograf tipa echelle v slovenščino prevajamo kot stopničasti spektrograf. Uporaba tujega imena tu ni upravičena, saj se ne imenuje po osebi. Francoski izraz echelle namreč pomeni lestev ali stopnice, na primer take, ki vodijo na kakšno podstrešje.

Uporaba visokega interferenčnega reda pomeni, da se v isti smeri β širi svetloba različnih intereferenčnih redov. Če bi jo, kot pri spektrografu tipa Boller & Chivens, s kamero sfokusirali na detektor, bi bile sledi posameznih redov naložene ena preko druge. Ker detektor ne loči med valovnimi dolžinami, tako ne bi vedeli, kateremu redu in s tem kateri valovni dolžini pripada opažena lastnost spektra. V stopničastem spektrografu zato svetlobo razklonimo še enkrat in to v smeri pravokotni na prvo. Druga mrežica z zmerno gostoto rež, ki svetlobo razklanja v nizkem, navadno prvem redu, poskrbi, da so sledi posameznih interferenčnih redov med seboj zamaknjene (slika 2.25). Spekter v vsakem od redov z veliko resolucijsko močjo pokriva omejeno območje valovnih dolžin, vsi redi skupaj pa pokrijejo znaten del vidne ali bližnje infrardeče svetlobe. Višji interferenčni redi pokrivajo krajše valovne dolžine od nižjih redov. Visoki uklonski redi v modrem delu spektra se med seboj prekrivajo, torej se svetloba z dano valovno dolžino lahko zabeleži blizu začetka določenega reda ali blizu konca naslednjega. Oba rezultata morata biti znotraj meja opazovalnih napak enaka, torej prekrivanje lahko izkoristimo za preverjanje umeritve instrumenta. Nizki interferenčni redi v rdečem delu spektra imajo med seboj vrzeli, tako da



Slika 2.25: Stopničasti spektrograf. Svetloba vstopi v instrument v levi shemi in se razkloni na stopničasti mrežici. Za njo jo razklonimo še s prečno postavljeno mrežico. Nadaljevanje poti svetlobe do detektorja je na desni shemi, ki je glede levo zavrtena za 90°.



Slika 2.26: Speker zvezde HR 8079, posnet s stopničastim spektrografom na observatoriju v italijanskem Asiagu. Temne sledi nanizane po ploskvi detektorja so spektri zvezde v posameznih interferenčnih redih, skala na desni pa pove, da so nizki nivoji osvetlitve v svetlih, visoki pa v temnih odtenkih. Številke na robu označujejo začetno in končno valovno dolžino posameznega reda v Å, na sredini pa interferenčni red k. Ker smo snemali brez filtra, ki bi vpil modro svetlobo, so v rdečih valovnih dolžinah vidni prispevki drugega interferenčnega reda na prečni mrežici.

stopničasti spektrograf teh valovnih dolžin ne pokriva. Dobro načrtovanje instrumenta to upošteva in poskrbi, da v spuščenih intervalih ni ničesar posebej zanimivega.

2.12.3 Obdelava spektroskopskih opazovanj

Spekter vsebuje informacijo o gostoti svetlobnega toka na interval valovne dolžine ($dj/d\lambda$) kot funkciji valovne dolžine (λ). Detektor to zabeleži kot presežek svetlobe v grebenu, ki poteka približno vzporedno z eno od stranic detektorja. Cilj obdelave opazovanj je to informacijo pretvoriti intenziteto kot funkcijo valovne dolžine.

Kot prvo moramo ugotoviti presežni delež svetlobe. Ozadje, podobno kot pri fotometriji, določimo kot mediano vrednosti levo in/ali desno od grebena objekta. Če svetloba v spektrograf prihaja skozi optična vlakna, vrednost ozadja določimo z ločenimi vlakni, ki jih usmerimo na bližnja območja neba, ki so domnevno "prazna". Določiti moramo tudi razdaljo v smeri prečno na greben, do katere bomo seštevali presežno svetlobo, ki jo pripišemo opazovanemu objektu. Zopet se zgledujemo po fotometriji: mejo ima smisel potegniti na razdaljah ± FWHM od maksimuma. Podobno kot imamo pri fotometriji možnost izbirati med aperturno in profilno fotometrijo, lahko tudi tu preprosto seštejemo vse vrednosti znotraj slemena, ali pa upoštevamo, da se oblika profila slemena počasi spreminja z valovno dolžino in lahko torej tudi tu zmanjšamo vpliv šuma,

prekrivanja spektrov ali udarcev kozmičnih žarkov.

Preostane še določanje položaja maksimuma vzdolž grebena. Tako kot smo se pri fotometriji potrudili in natančno določili sredino slike zvezde, tudi tu sledimo položaju slemena. Zaradi napak geometrijske optike ne smemo predpostaviti, da je sleme natančno vzporedno eni od stranic detektorja, obenem pa vemo, da nenadnih skokov v položaju slemena na pričakujemo. Za izboljšanje razmerja signala in šuma tako za izračun položaja povprečimo po npr. 10 točk vzdolž slemena, na koncu pa izmerjene maksimume pogladimo z opasanjem polinoma primernega reda. Najpogosteje uporabljamo Legendrove ali Chebysheve polinome. Končno dobimo intenziteto znotraj grebena kot funkcijo koordinate vzdolž slemena. Če se lastnosti našega instrumenta s časom ne spreminjajo, kot je to na primer pri temperaturno stabiliziranem spekgrografu, v katerega svetlobo pripeljemo z optičnimi vlakni, položaj sledi določimo na ločenem posnetku ravnega polja, to je svetle obločne luči, s katero posvetimo v spektrograf na enak način kot pri opazovanju zvezde. Tak posnetek je mnogo svetlejši, zato je položaj sledi bolj natančno določen.

Položaj vzdolž slemena moramo iz koordinatne mreže detektorja pretvoriti v vrednosti valovne dolžine svetlobe. Običajno si pomagamo s kalibracijsko lučko, v kateri so pare žlahtnih plinov, ki sevajo svetlobo pri znanih ostro določenih valovnih dolžinah. Položaje teh maksimumov uporabimo kot sidra za opasanje primerne polinomske funkcije, ki koordinato na detektorju prevede v valovno dolžino svetlobe.

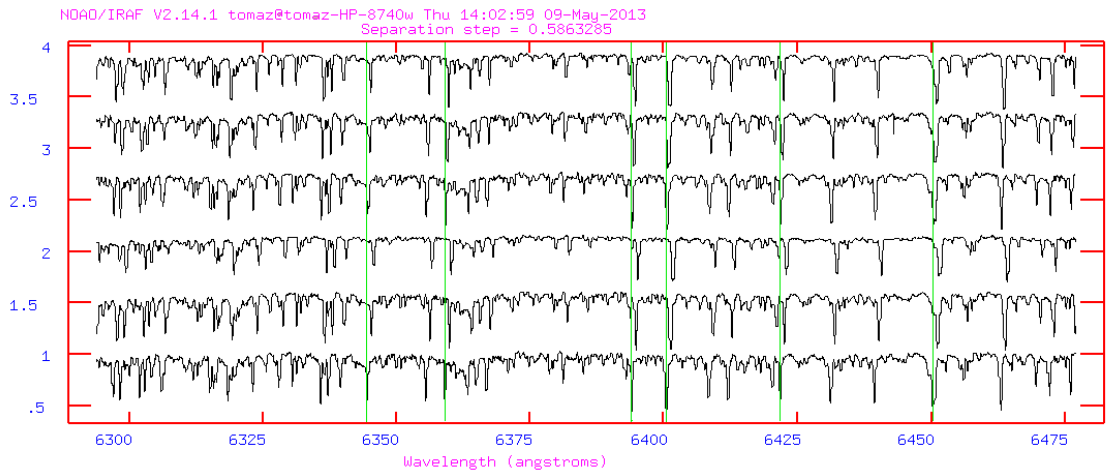
Porazdelitvi intenzitete svetlobe po valovnih dolžinah ne moremo povsem zaupati. Razmazanost zaradi Zemljine atmosfere se spreminja z valovno dolžino, obenem pa v želji po visoki resolucijski moči pogosto uporabljamo precej ozko širino reže $d\Theta$ (enačba 2.52). Posledično je lahko spekter v modrih valovnih dolžinah temnejši od tistega v rdečih zaradi razlik v vplivu Zemljine atmosfere, pa tudi zaradi loma svetlobe v atmosferi, ki je tudi odvisen od valovne dolžine. Vsaj pri spektrih z visoko resolucijsko močjo ($R \gtrapprox 10.000$) tako zaupamo le relativnim spremembam v intenziteti svetlobe na razdaljah nekaj deset ali morda nekaj sto točk v valovni dolžini. K sreči nas na spektru najbolj zanimajo tako imenovane spektralne črte, to so ozki minimumi ali maksimumi v intenziteti svetlobe, ki niso širši od omenjenega števila točk. Intenziteto v spektru torej lahko normaliziramo. To pomeni, da intenzitete proč od spektralnih črt ponazorimo z gladko krivuljo, najpogosteje je to zlepek kubičnih spline funkcij. Postopek ponavljamo, tako da v vsaki iteraciji zavrnemo točke, ki preveč odstopajo od normaliziranih vrednosti ter se tako izognemo točkam, ki so del spektralnih črt. Včasih mejo izločanja nastavimo tudi asimetrično, na primer tako da izločimo točke, ki so za eno standardno odstopanje pod in za tri standardna odstopanja nad gladko funkcijo. Ob taki izbiri bo gladka funkcija sledila vrhovom spektra, minimume pa bo ignorirala. Deljenje izmerjenega spektra z gladko funkcijo nam da normaliziran spekter, ki ima povsod, razen v območjih spektralnih črt, vrednosti intenzitet blizu enotskim.

Valovne dolžine spektra umerjenega s spektralnimi črtami kalibracijske lučke imenujemo opazovane in ustrezajo svetlobi, ki smo jo dejansko zabeležili s spektrografom. Tu je pomembno tudi gibanje nas kot opazovalcev, saj je teleskop postavljen na vrteči se Zemlji, ki se giblje okoli Sonca. Spektre je smiselno primerjati med seboj tako, da ta vpliv izničimo. Zato opazovane valovne dolžine pretvorimo v baricentrične valovne dolžine, ki bi jih izmerili, če bi mirovali glede na težišče Osončja. Pri tem uporabimo Dopplerjev premik in znanje o gibanjih v Osončju, o čemer bomo govorili v poglavju 5. Ker svetloba potuje s končno hitrostjo, je tudi čas našega opazovanja odvisen od Zemljine poti okoli Sonca. Tudi tu čas prevedemo na baricentrično vrednost, to je čas, kot bi ga izmeril opazovalec v težišču našega Osončja. Včasih gremo še korak dlje in upoštevamo gibanje Sonca glede na svojo okolico. Valovne dolžine pretvorimo v koordinatni sistem, ki v povprečju miruje glede na okolne zvezde. Imenujemo ga lokalni standard mirovanja (local standard of rest, LSR), za pretvorbo pa uporabimo enačbo 11.15.

Ob končnem rezultatu, to je navadno normaliziranem spektru v ustreznem inercialnem sistemu valovnih dolžin, je za kasnejša preverjanja koristno ohraniti tudi vmesne korake. Shranimo tudi spekter odštetega ozadja ter spekter statističnih napak normaziranega spektra. Posamezni koraki tu skiciranega postopka so podrobneje opisani v Zwitter & Munari (2000). Kos et al. (2018b) predstavlja nadgradnjo povedanega z metodo rekonstrukcije originalne dvodimenzionalne slike na detektorju v goriščni ravnini spektrografa, kar omogoča tudi pravilno upoštevanje statističnih napak in napak geometrijske optike. Govori tudi o boljših načinih za kalibracijo valovnih dolžin, ki namesto kalibracijske lučke napolnjene z žlahtnimi plini uporablja laserski glavnik. Končno je v Zwitter et al. (2007) predstavljena metoda za preverjanje umeritve valovnih dolžin in resolucijske moči spektrografa z opazovanjem asteroidov v našem Osončju.

2.12.4 Opis spektralnih črt

Če v normaliziranem spektru opazimo oster minimum ali maksimum intenzitete svetlobe, je to spektralna črta (angl. spectral line). Največkrat je to primanjkljaj svetlobe, ki ga imenujemo absorpcijska črta (angl. absorption line)(slika 2.27), če pa ima svetloba presežek, je to emisijska črta (angl. emission line). Absorpcijske črte nastanejo, ko elektron določenega kemičnega elementa vpije energijo fotona svetlobe in se tako dvigne v višje vzbujeno, vendar še vedno vezano stanje. Nasprotno pa emisijske črte nastanejo, ko elektron pri prehodu iz višjega vzbujenega stanja v nižje stanje izseva foton svetlobe, ki ustreza energijski razliki med stanjema. Pojava v zvezdni atmosferi nista simetrična: ker v atmosferi večina fotonov potuje navzven, kot zunanji opazovalci vidimo prevlado absorpcije nad emisijo. Pravzaprav emisijska črta nastane le, če se na temnem ozadju nekaj fotonov emitira v našo smer. Temno ozadje pomeni, da gre za oblak plina, ki je prozoren. V žargonu rečemo, da je snov optično tanka. Primer so razredčeni oblaki plina, ki jih osvetljujejo okolne zvezde, ali pa močno razredčena atmosfera onkraj roba diska zvezde. Slednjo vidimo le, če je sam disk zastrt, kot recimo med Sončevim mrkom.



Slika 2.27: Normalizirani spekter zvezde (spodnja sled), nad njim so navpično zamaknjeni spektri iste zvezde opazovani ob drugih časih. Minimumi intenzitete so absorpcijske spektralne črte, ki nastanejo, ko svetloba določenih valovnih dolžin dvigne elektrone posameznih kemičnih elementov v višja vzbujena stanja. Vidimo, da se valovne dolžine spektralnih črt s časom rahlo spreminjajo, saj ima opazovana zvezda temno spremljevalko, s katero se giblje okoli skupnega težišča. Zato se radialna hitrost zvezde v smeri proč od nas oziroma k nam s časom spreminja.

Valovna dolžina spektralne črte λ_o ustreza energijski razliki med začetnim in končnim stanjem elektrona

$$\Delta E = hc/\lambda_o. \tag{2.57}$$

Upoštevali smo, da je energija fotona enaka njegovi frekvenci pomnoženi s Planckovo konstanto h, frekvenco pa lahko izrazimo kot kvocient svetlobne hitrosti c in valovne dolžine. Različni kemični elementi imajo različne porazdelitve energijski stanj, torej valovna dolžina spektralne črte identificira vpleteni kemični element. Isti element bo povzročil celo serijo črt med njegovimi energijskimi nivoji. Lahko bi si predstavljali, da je zanj značilna cela serija valovnih dolžin vpletenih črt, podobno kot črtna koda določa ime izdelka v trgovini.

Določena spektralna črta bo prisotna, če bosta izpolnjena dva pogoja: v zvezdni atmosferi mora biti prisoten ustrezni kemični element, ob tem pa mora biti nekaj njegovih elektronov v začetnem energijskem stanju, da lahko absorbirajo ali izsevajo foton z ustrezno energijo. Prvo je povezano s kemično sestavo: več ko je ustreznega kemičnega elementa, močnejše bodo z njim povezane spektralne črte. Zasedenost energijskih nivojev pa je odvisna predvsem od temperature plina: če je prehladno, primanjkuje elektronov v začetnem vzbujenem stanju, če pa je prevroče, so vsi v višjih stanjih ali celo ionizirani, torej nevezani na svoje atome.

Temperature v zvezdnih atmosferah so relativno visoke. Kot bomo videli v poglavju 4.4, je

tipična temperatura v Sončevi atmosferi 6000 K, v večini drugih zvezd pa je do dvakrat višja ali nižja. Atomi v tako segretem plinu se živahno gibljejo. Tako posamezni elektron v atomu v svojem inercialnem sistemu vpije svetlobo prave valovne dolžine, da lahko preskoči v višje vzbujeno stanje. Ker pa se atom giblje, kot opazovalci to absorpcijo vidimo pri malenkost drugi valovni dolžini. Če se atom od nas oddaljuje, bomo videli absorpcijo pri daljši in če se približuje pri krajši valovni dolžini. Spektralna črta bo torej zaradi termičnega gibanja atomov tudi za mirujočo zvezdo razmazana.

Če se atom giblje proč od nas z radialno hitrostjo v_r, je v približku majhnih hitrosti (to je takih, ki so mnogo manjše od svetlobne hitrosti c) Dopplerjev premik med opazovano valovno dolžino λ in intrinzično valovno dolžino λ_o, ki ustreza razliki med njegovima stanjem, enak

$$\lambda - \lambda_o = (v_r/c)\lambda_o. \tag{2.58}$$

Atomi v plinu imajo seveda različne radialne hitrosti. Tudi če zvezdna atmosfera v povprečju miruje, se nekateri gibljejo proč od nas, drugi pa proti nam. Če z $P_v(v_r)\,dv_r$ označimo delež atomov z radialno hitrostjo med v_r in $v_r + dv_r$, je ustrezna porazdelitev po valovnih dolžinah enaka

$$P_\lambda(\lambda)d\lambda = P_v(v_r)\frac{dv_r}{d\lambda}d\lambda, \tag{2.59}$$

kjer je $v_r = c(\frac{\lambda}{\lambda_o} - 1)$ in zato

$$P_\lambda(\lambda)d\lambda = \frac{c}{\lambda_o}P_v(v_r)d\lambda = \frac{c}{\lambda_o}P_v\left(c(\frac{\lambda}{\lambda_o} - 1)\right)d\lambda. \tag{2.60}$$

Atomi v segretem plinu imajo pogosto kinetično energijo primerljivo s k_BT, kjer je k_B Boltzmannova konstanta, medtem ko verjetnost za bistveno višje kinetične energije eksponentno pada. Pravimo, da ima radialna hitrost Maxwellovo porazdelitev po hitrostih

$$P_v\,dv_r = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_BT}}\,\exp\left(-\frac{mv_r^2}{2k_BT}\right)dv_r. \tag{2.61}$$

Z m smo označili maso atoma, ki je za atom z masnim številom A približno enaka $m = A\,m_p$, kjer je m_p masa protona. T je temperatura plina. Člen pred eksponentom poskrbi, da je skupna verjetnost enaka 1: $\int_{-\infty}^{\infty} P_v\,dv_r = 1$. Torej je

$$\begin{aligned} P_\lambda(\lambda)d\lambda &= \frac{c}{\lambda_o}\sqrt{\frac{m}{2\pi k_BT}}\,\exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\left(c(\frac{\lambda}{\lambda_o} - 1)\right)^2\right)d\lambda \\ &= \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi k_BT\lambda_o^2}}\,\exp\left(-\frac{mc^2}{2k_BT\lambda_o^2}\,(\lambda - \lambda_o)^2\right)d\lambda. \end{aligned} \tag{2.62}$$

Rezultat ima obliko Gaussove funkcije $P \propto \exp\left(-\frac{(\lambda-\lambda_o)^2}{2\sigma_G^2}\right)$ s srednjo vrednostjo λ_o in standardnim odstopanjem

$$\sigma_G = \lambda_o\sqrt{\frac{k_BT}{mc^2}}. \tag{2.63}$$

Spektralna črta kemičnega elementa z maso m ima torej zaradi gibanja atomov na temperaturi T obliko Gaussovega profila, njegova polna širina na polovični višini (angl. full width at half maximum, FWHM) je enaka

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\,\sigma_G = \lambda_o\sqrt{\frac{8\ln 2\,k_BT}{mc^2}} = 2{,}355\,\lambda_o\sqrt{\frac{k_BT}{mc^2}}. \tag{2.64}$$

Rezultat lahko prepišemo v hitrost

$$FWHM = 2{,}355c\sqrt{\frac{k_BT}{mc^2}} = 16{,}6\sqrt{\frac{T/T_o}{A}}\,\mathrm{km\,s^{-1}},, \tag{2.65}$$

kjer je $T_o = 6000$ K in A, kot rečeno, masno število udeleženega atoma. Širine spektralnih črt v zvezdnih atmosferah so torej že zato, ker so vroče, nekaj $\mathrm{km\,s^{-1}}$ ali več.

Spektralne črte niso razširjene le zaradi visoke temperature atmosfer. V relativno gostih atmosferah, kot jih imajo zvezde podobne Soncu, se ob srečanju npr. dveh vodikovih atomov zamakneta težišči njunih pozitivnih oziroma negativnih nabojev, kar nekoliko premakne tudi energetske nivoje teh atomov. Spremembe nivojev zamaknejo tudi razlike nivojev in s tem valovne dolžine. Spektralne črte vodika in drugih atomov, pri katerih se lahko zamakneta težišči nasprotno predznačenih nabojev, so torej dodatno razširjene. Pomembna sta še dva procesa: prvo je konvektivno dviganje in spuščanje plina v atmosferah zvezd podobnih našemu Soncu, ki razširi spektralne črte. V Soncu so te hitrosti približno 2 km s^{-1}. Končno pa so širše tudi črte vrtečih se zvezd, saj se deli zvezde gibljejo v smeri proti nam, deli pa proč od nas. V našem Soncu je hitrost rotacije na ekvatorju blizu 2 km s^{-1}. V splošnem pa se bolj vroče zvezde lahko vrtijo precej hitreje, ekvatorialne hitrosti so pogosto nekaj deset ali celo nekaj sto km s^{-1}. Spektralne črte takih hitro vrtečih se zvezd imajo široke in plitve profile skledaste oblike.

Spektralno črto opišemo z več parametri. Če je črta simetrična (slika 2.28), sta to valovna dolžina oziroma radialna hitrost središča črte in njena širina na polovični višini. Tretji parameter bi lahko bila intenziteta sredi črte, ki pa jo je brez predpostavke o podrobni obliki črte težko določiti. Črto namreč vzorčimo le z nekaj točkami in je največja zabeležena intenziteta odvisna od tega, ali središče črte pade na sredino ene točke ali na rob med dvema točkama. Tako navadno namesto ekstremnne intenzitete navajamo ploščino absorpcijske oziroma emisijske črte, ki je enaka celotnemu primanjkljaju oziroma presežku svetlobe zaradi njene prisotnosti. Pri normaliziranih spektrih uporabljamo pojem ekvivalentna širina (EW, angl. equivalent width). To je širina območja z enotsko višino, ki ima enako ploščino kot spektralna črta. Če je spektralna črta zapletene oblike, jo opišemo z dodatnimi parametri. Ker tu ni ustaljenih dogovorov, parametre vsakič jasno definiramo. To so na primer indeksi asimetrije (Kos, 2017) in ostrosti črte (Birko et al., 2019), črto pa lahko opišemo tudi kot vsoto ali produkt več profilov (Traven et al., 2015).

Spektralna črta ima zaradi termičnega gibanja Gaussov profil (enačba 2.62), ki ga lahko zapišemo kot

$$P(v) = A_G \exp\left(-\frac{(v - v_o)^2}{2\sigma_G^2}\right). \tag{2.66}$$

Tu je v radialna hitrost. Profil torej opisujejo trije parametri: A_G, v_o in σ_G, kjer je v_o radialna hitrost središča črte. Ekvivalentna širina črte je enaka integralu preko profila $S = \sqrt{2\pi} A_G \sigma_G$ deljenemu z vrednostjo ozadja.

2.12.5 Točnost parametrov opisa spektralnih črt

Spektroskopski podatki so običajno precej zašumljeni, torej se moramo vprašati, kako natančno lahko določimo vrednosti parametrov spektralne črte. Kot vedno lahko natančnost določimo z numeričnimi simulacijami šuma in sistematičnih napak, na primer z Monte Carlo simulacijami in ustrezno statistično analizo rezultatov. Ob nekaterih privzetkih pa je dosegljivo natančnost parametrov mogoče izraziti tudi s preprostimi numeričnimi zvezami. Konkretno predpostavimo, da profil vzorčimo s točkami enake širine, tako da vsaka točka pokrije interval δ_v v radialni hitrosti. Te točke profil povsem pokrijejo, torej med točkami ni slepih peg. Vzorčenje naj je tudi dovolj podrobno in torej integral funkcije lahko nadomestimo z vsoto signalov posameznih točk. Končno je pomembna tudi narava šuma, pri čemer obravnavamo dva primera. V prvem primeru je šum vseh točk podan z Gaussovo funkcijo enake širine. Primer je šibka spektralna črta, kjer je šum vseh točk pretežno šum ozadja, ki se preko profila črte ne spreminja. Kot drugi primer predpostavimo, da je šum poissonski, torej je standardna deviacija točke sorazmerna s kvadratnim korenom iz signala (enačba 2.42). Primer je močna emisijska črta na zanemarljivo majhnem ozadju.

Hagen et al. (2007) obravnavajo točnost bayesianskega določanja parametrov Gaussove funkcije v eni dimenziji, torej problem, ki nas zanima v primeru spektroskopskih podatkov in zato v nadaljevanju povzemamo njihove rezultate. Hagen & Dereniak (2008) pa obravnavo razširita na dvodimenzionalni primer, ki je pomemben za obravnavo direktnega slikanja astronomskih objektov. V primeru, da imajo vse merske točke standardno odstopanje izmerka enako s, so standardna

odstopanja parametrov Gaussovega profila enaka

$$\sigma(A_G) = s\sqrt{\frac{3\,\delta_v}{2\sqrt{\pi}\,\sigma_G}} \tag{2.67}$$

$$\sigma(v_o) = \sigma(\sigma_G) = \frac{s}{A_G}\sqrt{\frac{2\,\sigma_G\,\delta_v}{\sqrt{\pi}}} \tag{2.68}$$

$$\sigma(S) = s\sqrt{3\sqrt{\pi}\sigma_G\,\delta_v}. \tag{2.69}$$

Razumljivo so vsa odstopanja sorazmerna z s: merske točke z večjim šumom pomenijo, da so tudi vsi parametri profila slabše določeni. Pri nedoločenosti amplitude je rezultat obratno sorazmeren s korenom razmerja σ_G/δ_v. To razmerje pove, koliko točk imamo nanizanih preko širine profila, korenska odvisnost pa ima poissonski izvor. Pri razlagi ostalih členov moramo upoštevati, da je vrednost A_G v enačbi 2.66 sorazmerna z δ_v: bolj drobne točke z manjšimi vrednostmi δ_v pomenijo tudi manjšo amplitudo A_G, saj mora ploščina črte ne glede na vzorčenje ostati enaka. Torej sta negotovosti radialne hitrosti središča črte in njene širine obratno sorazmerni z izrazitostjo črte A_G/δ_v in sorazmerni s korenom v številu točk izražene širine črte σ_G/δ_v. Negotovost ekvivalentne širine je sorazmerna z $\sigma_G\,dA_G + A_G\,d\sigma_G = \sigma_G\,\sigma(A_G) + A_G\,\sigma(\sigma_G)$, kar nam da zgornji izraz.

Če je šum posamezne točke poissonski, torej sorazmeren s kvadratnim korenom izmerka, so ustrezni izrazi za negotovost parametrov spektralne črte z Gaussovo obliko enaki

$$\sigma(A_G) = \sqrt{\frac{3\,A_G\,\delta_v}{2\sqrt{2\pi}\,\sigma_G}}, \tag{2.70}$$

$$\sigma(v_o) = \sqrt{\frac{\sigma_G\,\delta_v}{\sqrt{2\pi}\,A_G}}, \tag{2.71}$$

$$\sigma(\sigma_G) = \sqrt{\frac{\sigma_G\,\delta_v}{2\sqrt{2\pi}\,A_G}}, \tag{2.72}$$

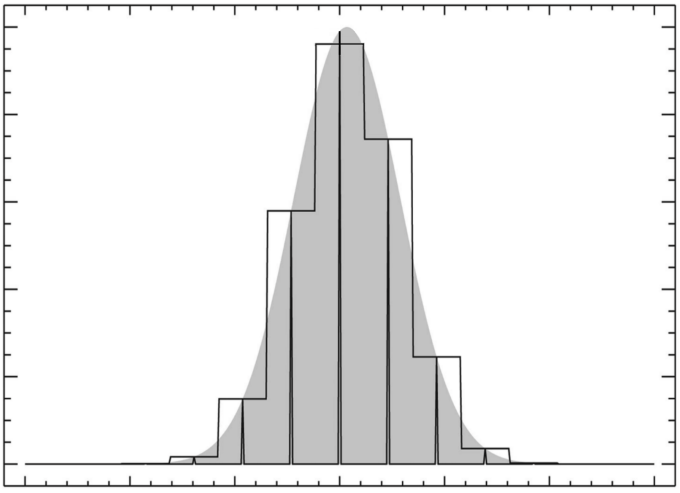
$$\sigma(S) = \sqrt{\sqrt{2\pi}A_G\,\sigma_G\,\delta_v}. \tag{2.73}$$

Izrazi so podobni prejšnjim, vendar imamo namesto šuma ozadja (s) poissonski šum, ki je sorazmeren s kvadratnim korenom iz amplitude $\sqrt{A_G}$.

Zapisane zveze ilustrirajmo s primeroma. Imejmo spektralno črto ogljika ($A = 12$) v atmosferi s temperaturo 6000 K, ki ima po enačbi 2.65 širino $\sigma_G = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} = 2.0\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Privzamemo, da je to tudi hitrostni interval, ki ga pokrije točka detektorja ($\delta_v = 2.0\,\mathrm{km\,s^{-1}}$). Spektralna črta naj v središču absorbira 20% svetlobe, ob tem pa je šum ozadja $\pm 1\%$. Ker je črta relativno plitva, smo blizu predpostavke, da imajo vse točke spektra enak šum. Iz enačb 2.67 do 2.69 izračunamo $S = \sqrt{2\pi}\,0{,}2 \cdot 2{,}0\,\mathrm{km\,s^{-1}} = 1{,}0\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ in standardna odstopanja

$$\begin{aligned}
\sigma(A_G) = 0{,}01\sqrt{\frac{3\cdot 2{,}0}{2\sqrt{\pi}\,2{,}0}} = 0{,}0092,\ \sigma(A_G)/A_G &= 0{,}046,\\
\sigma(v_o) = \sigma(\sigma_G) = 0{,}01/0{,}2\sqrt{\frac{2\cdot 2{,}0\cdot 2{,}0}{\sqrt{\pi}}}\,\mathrm{km\,s^{-1}} = 0{,}11\,\mathrm{km\,s^{-1}},\ \sigma(\sigma_\mathrm{G})/\sigma_\mathrm{G} &= 0{,}055,\\
\sigma(S) = 0{,}01\sqrt{3\,\sqrt{\pi}\,2{,}0\cdot 2{,}0}\,\mathrm{km\,s^{-1}} = 0{,}046\,\mathrm{km\,s^{-1}},\ \sigma(\mathrm{S})/\mathrm{S} &= 0{,}046.
\end{aligned} \tag{2.74}$$

Poučno je komentirati vrednost negotovosti položaja središča črte. Čeprav je vrednost $0{,}11\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ mnogo manjša od širine črte ($2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) ali širine posamezne točke ($2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$), je še vedno za 10 do 100 krat prevelika, če je naš cilj, da bi na osnovi drobnih periodičnih premikov radialnih hitrosti zvezd sklepali, da okoli teh zvezd krožijo dotlej neodkriti planeti. Torej je edina možnost, da namesto ene uporabimo veliko črt. Če je črt sto, je skupna napaka (v optimističnem scenariju) desetkrat, če jih je 10.000, pa 100-krat manjša, kot pri merjenju posamezne črte. Meritev tako



Slika 2.28: Dejansko obliko spektralne črte (sivo območje) vzorčimo z diskretnimi točkami (stolpci), ki zberejo enako svetlobe kot dejanska oblika. Pogosto pa povprečno intenziteto sešteto preko točke nadomestimo z vrednostjo funkcije na sredini točke (špice). To prinese pristranost, ki je zlasti izrazita blizu središča črte in o kateri govorimo v tekstu.

velikega števila spektralnih črt lahko dosežemo le s stopničastim spektrografom (poglavje 2.12.2), ki v visoki resoluciji lahko pokrije širok nabor valovnih dolžin.

Šum ozadja s standardnim odstopanjem 1% bi dobili pri poissonskem signalu 10.000 elektronov na točko. Torej bi imela črta amplitudo 2.000 elektronov. Če bi bila tako močna črta v emisiji ter s širino $\sigma_G = 2.0\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, zopet s hitrostnim intervalom na točko detektorja $\delta_v = \sigma_G$ in na zanemarljivem ozadju, bi bile ob $S = \sqrt{2\pi}\,2000 \cdot 2{,}0\,\mathrm{e^-\,km\,s^{-1}} = 10.000\,\mathrm{e^-\,km\,s^{-1}}$ točnosti njenih parametrov:

$$\begin{aligned}
\sigma(A_G) &= \sqrt{\frac{3 \cdot 2000 \cdot 2{,}0}{2\sqrt{2\pi}\,2{,}0}} = 34{,}6\,\text{elektronov},\ \sigma(\mathrm{A_G})/\mathrm{A_G} &= 0{,}017,\\
\sigma(v_o) &= \sqrt{\frac{2{,}0 \cdot 2{,}0}{\sqrt{2\pi}\,2000}}\,\mathrm{km\,s^{-1}} = 0{,}028\,\mathrm{km\,s^{-1}},\\
\sigma(\sigma_G) &= \sqrt{\frac{2{,}0 \cdot 2{,}0}{2\sqrt{2\pi}2000}}\,\mathrm{km\,s^{-1}} = 0{,}020\,\mathrm{km\,s^{-1}},\ \sigma(\sigma_\mathrm{G})/\sigma_\mathrm{G} &= 0{,}010,\\
\sigma(S) &= \sqrt{\sqrt{2\pi}\,2000 \cdot 2{,}0 \cdot 2{,}0}\,\mathrm{e^-\,km\,s^{-1}} = 142\,\mathrm{e^-\,km\,s^{-1}},\ \sigma(\mathrm{S})/\mathrm{S} &= 0{,}014.
\end{aligned} \tag{2.75}$$

Rezultat je nekoliko boljši kot v primeru konstantnega šuma, saj je poissonski šum v repih črte in tudi v osrednjem delu precej manjši.

Zapisani rezultati veljajo za gaussovo obliko črte in za dve posebej preprosti predpostavki o naravi šuma. Pri bolj zapletenih profilih črt in pri njihovem morebitnem prekrivanju, pa tudi pri slabših rutinah za iskanje najboljšega ujemanja pa se moramo zateči k numeričnim simulacijam, s katerimi čimbolj realistično modeliramo tako naključne kot sistematične opazovalne napake. Še vedno sta zgornja primera uporabna za preverjanje, ali numerično vrednotenje v teh preprostih primerih da podobne rezultate.

Zgoraj smo tudi predpostavili, da je šum posameznih točk med seboj neodvisen, torej da odstopanja modela od meritev med sosednjimi točkami niso korelirana. To pogosto ni res, saj je vzorčenje gostejše od resolucije spektra $d\lambda$ (enačba 2.52). V tem primeru lahko točnost parametrov ocenimo na dva načina: bodisi s povprečenjem šuma preko resolucijskih elementov $d\lambda$, pri čemer tudi za širino točke vzamemo širino resolucijskega elementa, ali pa kot zgoraj, točko po točko ob upoštevanju šuma na točko. Pravi rezultat bo nekje vmes, saj so v spektru izmerki bolj gosti od resolucijskih elementov, vendar ti izmerki med seboj niso povsem neodvisni.

Na koncu omenimo še pogosto težavo pri iskanju najboljših vrednosti parametrov, ki opišejo profil spektralnih črt. Opazovanja merijo svetlobo v diskretnih intervalih, tako da je zbrana svetloba v dani točki integral profila črte vzdolž širine točke δ_v. Pri iskanju vrednosti parametrov zbrano svetlobo poenostavljeno primerjamo z vrednostjo funkcije na sredini točke, namesto da bi uporabili integral funkcije preko širine točke. To prinese pristranost rezultatov, zlasti če ima profil na območju točke veliko absolutno vrednost drugega odvoda. Poenostavitev prinese največja

odstopanja na sredini črte, tako da je amplituda črte manjša, kot bi bila pri korektni uporabi integralov. Na sliki 2.28 vidimo, da vrednost v sredini osrednje točke profila precej presega vrh pravokotnika, katerega ploščina je enaka integralu profila črte preko širine točke. Če je širina črte σ_G podobna širini točke δ_v, lahko sistematični napaki v amplitudi in širini črte dosežeta nekaj odstotkov (Hagen et al., 2007).

3 Orientacija po nebu

Živimo na vrteči se Zemlji, ki tudi potuje okoli Sonca, zato se videz neba stalno spreminja. Zvezde, Sonce, planeti so lahko različno visoko na nebu in vidni v različnih smereh. V tem poglavju bomo ugotovili, kam moramo pogledati ob določenem času in na določenem mestu na Zemlji, da bomo našli določen objekt. Morda le zato, ker bi radi vanj usmerili daljnogled, ali pa zato, ker je njegov položaj na nebu za nas splošno pomemben, kot je to s položajem Sonca, ki določa trenutno osvetlitev in segrevanje Zemljinega površja.

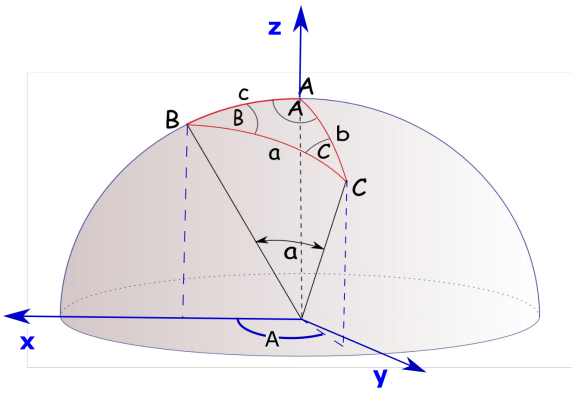
V prvem poglavju smo spoznali, da so razdalje v vesolju velikanske. Celo najbližji naravni objekt na nebu, Luna, je šestdesetkrat dlje od velikosti Zemljinega polmera. Za druge planete, Sonce in druge zvezde je to razmerje še mnogo večje. Torej smer proti objektu ni prav nič odvisna od tega, s katere točke na Zemlji ga opazujemo, saj so premiki izhodišča manjši od Zemljine velikosti, ta pa je zanemarljiva v primerjavi z razdaljo do objekta na nebu. Pravzaprav nas za začetek niti ne zanima, kako daleč je objekt v resnici. Dovolj je, da ugotovimo, da je zelo daleč. Zanima nas le smer do objekta. Torej ne bo nič narobe, če si predstavimo, da so objekti na nebu nanizani na nekakšni ogromni krogli, mi pa jih opazujemo iz središča te krogle. Položaj opišemo le s smerjo do objekta in privzamemo, da je objekt pripet na površini te ogromne krogle.

Tej krogli pravimo nebesna krogla. Položaje objektov na nebu torej lahko opišemo le s smerjo proti njim in zaenkrat pozabimo, kako daleč so v resnici. Smer je smiselno opisati z dvema kotoma. Izberemo ju lahko na različne načine, vendar se zdi najbolj praktičen naslednji opis. Prvi kot naj pove, v katero smer se moramo obrniti pri zasuku okoli navpične osi. Drugi kot pa naj pove, za koliko moramo dvigniti pogled, da bomo uzrli iskani objekt. Prvi kot bomo definirali kot azimut, drugega pa kot višino nad obzorjem. Pri tem obzorje definiramo matematično kot ravnino, ki gre skozi nas in je pravokotna na navpično smer, določljivo na primer s svinčnico. Zanemarimo torej posebnosti reliefa, to je prisotnost hribov, stavb, itd., ki nam ovirajo pogled v določeni smeri. Te bomo vključili kasneje, saj bomo iz karte prebrali, da je z našega opazovališča na primer nebesni objekt, ki je 10 stopinj nad obzorjem, še vedno skrit za sosednjim hribom. Tak izbor ima svoje prednosti: enostavno ugotovimo, ali je določen objekt z določenega opazovališča ob določenem trenutku viden. Če govorimo o Soncu tudi takoj vemo, kako njegova svetloba osvetljuje pokrajino in kako intenzivno je segrevanje posameznih pobočij.

3.1 Krogelni trikotnik

Pri gradnji matematične zgradbe, ki bo omogočila izračun smeri proti določenemu objektu, bomo govorili o kotnih razdaljah med posameznimi točkami na nebesni krogli. Pri tem je pomembno, da bomo kot med dvema točkama na krogli vedno merili iz središča krogle. Govorimo torej o središčnih kotih. Loki teh kotov bodo na površini krogle zarisali loke. Zopet je pomembno, da med dvema točkama na krogli lahko zarišemo različne loke. A tu govorimo le o tako imenovanih glavnih lokih. Glavni loki so tisti, ki jih dobimo s presečiščem površine krogle z ravnino, ki gre poleg začetne in končne točke na krogli tudi skozi središče krogle. Tri (nekolinearne) točke na krogli torej lahko povežemo s tremi glavnimi loki. Ti trije glavni loki tvorijo na površini krogle trikotnik. Pravimo mu krogelni (ali sferni) trikotnik (slika 3.1).

Za ilustracijo vzemimo za kroglo kar našo Zemljo. Poldnevniki so loki, ki jih dobimo s presečiščem Zemljine vrtilne osi (ki vključuje središče Zemlje) in Zemljinega površja. Torej so poldnevniki glavni loki. Podobno je glavni lok tudi Zemljin ekvator. Pri njem kroglo razpolovimo z ravnino skozi središče, ki je pravokotna na vrtilno os. Drugi vzporedniki (npr. tisti s 46 stopinjami se-



Slika 3.1: Krogelni trikotnik. Njegova oglišča (A, B, C) so na površini krogle, stranice pa so glavni loki. Notranje kote ob oglišči označujemo z imenom oglišča (velike črke), dolžino stranice (loka) pa z malo črko nasprotnega oglišča. Ker je dolžina stranice sorazmerna s kotom med oglišči gledano s središča krogle, jo izražamo kar s središčnim kotom in jo zato merimo npr. v stopinjah. Dorisali smo kartezični koordinatni sistem, ki nam pomaga izpeljati kosinusni izrek za krogelni trikotnik.

verne geografske širine, ki gre skozi naše kraje) pa niso glavni krogi in zato njihov del ne more biti stranica krogelnega trikotnika.

Preden nadaljujemo, se moramo pomeniti o oznakah. Notranje kote v oglišči trikotnika označujemo kar z imeni oglišč (velike črke). Ker ne znamo meriti kotov na krogli, se dogovorimo, da kot v oglišču izmerimo v pritisnjeni (tangencialni) ravnini. Dolžine stranic označujemo z malimi črkami, ki jih izberemo po imenu nasprotnih oglišč. Dolžina stranice je tesno povezana s pripadajočim središčnim kotom. Če dolžino stranice označimo z a, velikost pripadajočega središčnega kota pa z α in je R polmer krogle, velja

$$a = R\alpha, \tag{3.1}$$

kjer dolžini a in R merimo v metrih, kot α pa v radianih. Sorazmernost med a in α je razumljiva, da je enačba pravilna, pa si predstavljajmo, da je $\alpha = 360^{\circ}$, torej poln krog. Tedaj je a enak $2\pi R$, kar je pravilen izraz za obseg kroga. Kot a v radianih seveda dobimo tako, da njegovo vrednost v stopinjah pomnožimo s faktorjem $\pi/180$. Zgornja enačba pove, da je dolžina stranice isto kot središčni kot, le pomnožiti ga je treba s polmerom krogle. Zaradi enostavnosti, bomo namesto dolžin stranic v metrih govorili kar o pripadajočih središčnih kotih. Stranica bo tako dolga npr. 45°, kar bo pomenilo, da je njena dolžina v resnici $45(\pi/180)R = (\pi/4)R$.

Podobno kot za ravninski, bi tudi za krogelni trikotnik želeli imeti kosinusni in sinusni izrek. Prvi povezuje dolžino ene stranice z dolžinama preostalih dveh in s kotom, ki je nasproti prvi stranici. Kosinusni izrek za stranico a izpeljemo tako, da najprej uvedemo primerno zasukan kartezični koordinatni sistem z izhodiščem v središču krogle (slika 3.1): koordinata z kroglo prebada v oglišču A, medtem ko je stranica c trikotnika v ravnini xz. Če središče krogle označimo kot O in si izberemo, da ima krogla polmer enak 1, lahko zapišemo vektorje od središča do vseh treh oglišč trikotnika:

$$\overrightarrow{OA} = (0,0,1), \quad \overrightarrow{OB} = (\sin c, 0, \cos c), \quad \overrightarrow{OC} = (\sin b \cos A, \sin b \sin A, \cos b).$$

Skalarni produkt vektorjev $\overrightarrow{OB}$ in $\overrightarrow{OC}$ je enak zmnožku njunih dolžin (ki sta 1) in vmesnega kot a, oziroma kot sledi iz množenja njunih komponent

$$\overrightarrow{OB} \cdot \overrightarrow{OC} = \cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A. \tag{3.2}$$

Vrstni red členov za zadnjim enačajem smo preuredili. Zapisana zveza predstavlja kosinusni izrek za krogelni trikotnik. Zveza je na prvi pogled precej drugačna od zveze za ravninski trikotnik. Seveda pa mora preiti v običajni ravninski primer, če je trikotnik majhen, torej so točke A, B in C gledano iz središča krogle blizu skupaj. To pomeni, da so dolžine stranic oziroma središčni koti a, b, c majhni. Za majhne kote x velja $\cos x \simeq 1 - x^2/2$ in $\sin x \simeq x$, kjer smo zanemarili kubične in višje člene. Ko te približke vstavimo v zvezo 3.2 po preurejanju členov res dobimo ravninsko zvezo: $a^2 = b^2 + c^2 - 2\,b\,c\cos A$. Zapisali smo kosinusni izrek za stranico a. Na enak način bi ga lahko tudi za ostali dve stranici, kjer moramo le zamenjati ustrezne oznake:

$$\cos b = \cos a \cos c + \sin a \sin c \cos B, \quad \cos c = \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos C. \tag{3.3}$$

Sinusni izrek za krogelni trikotnik izpeljemo z uporabo kosinusnega izreka. Ker ima tako ime,

začnimo s $\sin A$, ki se ga zaradi lepših trigonometričnih zvez splača kvadrirati

$$\begin{aligned}\sin^2 A &= 1-\cos^2 A = 1-\left(\frac{\cos a-\cos b\cos c}{\sin b\sin c}\right)^2 = \\ &= \frac{\sin^2 b\sin^2 c-(\cos a-\cos b\cos c)^2}{\sin^2 b\sin^2 c} = \\ &= \frac{(1-\cos^2 b)(1-\cos^2 c)-(\cos a-\cos b\cos c)^2}{\sin^2 b\sin^2 c} = \\ &= \frac{1-\cos^2 a-\cos^2 b-\cos^2 c-2\cos a\cos b\cos c}{\sin^2 b\sin^2 c}.\end{aligned}$$

V končnem izrazu lahko dosežemo popolno simetrijo oznak, če vse skupaj delimo s $\sin^2 a$:

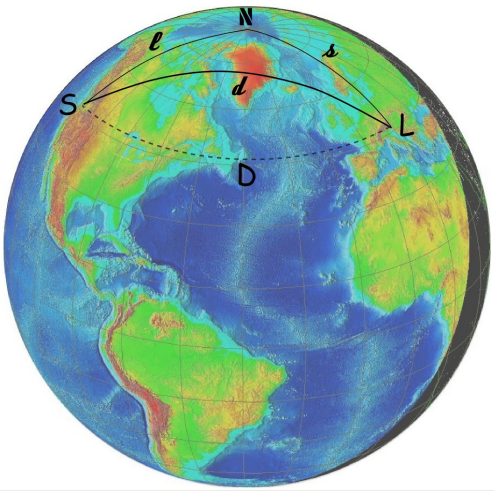
$$\frac{\sin^2 A}{\sin^2 a} = \frac{1-\cos^2 a-\cos^2 b-\cos^2 c-2\cos a\cos b\cos c}{\sin^2 a\sin^2 b\sin^2 c}.$$

Očitno bi do enakega ulomka prišli tudi, če bi začeli s kosinusnim izrekom, ki vsebuje kot B ali s tistim, ki vsebuje kot C. Torej morajo biti tudi leve strani teh izrazov med seboj enake. Velja $\sin^2 A/\sin^2 a = \sin^2 B/\sin^2 b = \sin^2 C/\sin^2 c$, oziroma

$$\frac{\sin A}{\sin a} = \frac{\sin B}{\sin b} = \frac{\sin C}{\sin c}. \tag{3.4}$$

To je sinusni izrek za krogelni trikotnik. Da za primere majhnih vrednosti a, b in c preide v ravninsko zvezo $\frac{\sin A}{a} = \frac{\sin B}{b} = \frac{\sin C}{c}$, vidimo na pamet, saj velja $\sin x \simeq x$.

Ker je Zemlja okrogla, jo lahko uporabimo za ilustracijo. Vprašajmo se, kako bi potovali po najkrajši poti iz Ljubljane na obisk k „prijatelju“ v Seattle, na primer k Billu Gatesu. Vzemimo, da ležita oba kraja 46 stopinj severno od ekvatorja. Ljubljana je približno 15 stopinj vzhodno, Seattle pa 120 stopinj zahodno od Greenwiškega meridiana. Najkrajša pot bi bila seveda kopanje predora, s čimer imamo Slovenci drag(ocen)e izkušnje. Tej avanturi se zaradi cene pa tudi vročice v predorski cevi, ki bi jo oblivala magma, rajši odpovemo. Če potujemo z letalom, se sam po sebi ponuja preprost plan poleta. Nad Ljubljano se najprej vzpnemo na primerno višino, nato pa usmerimo letalo proti zahodu. Vključimo avtomatskega pilota, ki bo letalo držal v zahodni smeri in si privoščimo počitek. Ker leži Seattle v zahodni smeri, se bomo čez čas znašli nad mestom, preostane le še pristanek na tamkajšnjem letališču. Ves čas smo leteli naravnost proti zahodu, zato se zdi naloga opravljena. Tako bi bili verjetno precej začudeni, da bi letalska družba pilota, ki bi opravil tak polet, odpustila. Kot razlog bi navedla velike količine po nepotrebnem porabljenega goriva, saj pilot ni ubral najkrajše poti. To se zdi nenavadno, saj smo vendar leteli “naravnost”. A naravnost proti zahodu, to je venomer pravokotno na smer proti severu, še ne pomeni, da je ta pot najkrajša.



Slika 3.2: Najkrajša pot med Ljubljano (L) in Seattlom (S) poteka precej severno (d) in je krajša od črtkane poti (D) po vzporedniku. Oznaki l in s označujeta kotno razdaljo Seattla oz. Ljubljane od severnega tečaja (N), v obeh primerih je ta enaka 44^o. Mimogrede: ob katerem letnem času in približno ob kateri uri dneva (v Ljubljani) imamo rob osvetljenega dela Zemlje, kot je prikazan?

Kot smo že omenili, bi bila najkrajša pot po ravnem tunelu. Tako je logično, da je najkrajša pot po površju Zemlje tista, ki se tunelu najbolj približa. Točki v tunelu najbližja točka na površju je

tista v smeri navpično navzgor, torej v radialni smeri proč od Zemljinega središča, ki jo določimo s svinčnico. V tunelu skopljemo navpične jaške do površja in s povezavo teh točk na površju dobimo traso najkrajše poti za naš polet. Ta pot je glavni lok, saj ravnina navpičnih jaškov vključuje tudi središče Zemlje. Kot prikazuje slika 3.2, je pot po glavnem loku precej krajša kot po vzporedniku. Glavni lok nas odnese daleč na sever. Letalo leti severno od Islandije ter preko Grenlandije in severnih predelov Hudsonovega zaliva. Ta severna pot je krajša od vzporednika, ker je Zemlja na severu "bolj suha". O najkrajši poti se lahko prepričamo tudi z globusom in napeto vrvico.

Povedano potrdimo z računom. V kroglelnem trikotniku, ki poleg Ljubljane in Seattla vključuje še severni geografski pol, je kosinusni izrek za razdaljo d po glavnem loku enak

$$\cos d = \cos l \cos s + \sin l \sin s \cos(\Delta\lambda), \tag{3.5}$$

kjer je $\Delta\lambda = 15^o + 120^o = 135^o$ razlika geografskih dolžin Ljubljane in Seattle, s tem pa tudi notranji kot trikotnika ob severnem polu. Ko vstavimo številke, dobimo $d = 80^o$, oziroma $d = 80(\pi/180)R_z = 80(\pi/180)6370\,\mathrm{km} = 8890$ km, kjer smo vstavili polmer Zemlje $R_z = 6370$ km. Če bi leteli po vzporedniku, bi preleteli 135^o dolg lok kroga s polmerom vzporednika na geografski širini 46^o, torej $135(\pi/180)R_z \cos 46^o = 10430$ km, torej ~ 1500 km preveč. Tako se pilotu splača leteti po glavnem krogu, čeprav se mu med poletom stalno spreminja azimut leta. Seveda pa še vedno leti "naravnost" in to po najkrajši poti. Z uporabo kosinusnega in sinusnega izreka bi lahko izračunali tudi, kje je najsevernejša točka njegove poti, v katero smer mora odleteti iz Ljubljane, itd. Lahko bi se tudi prepričali, da vsota notranjih kotov krogelnega trikotnika ni enaka 180^o, ampak je večja.

3.2 Nebesni krogelni trikotnik

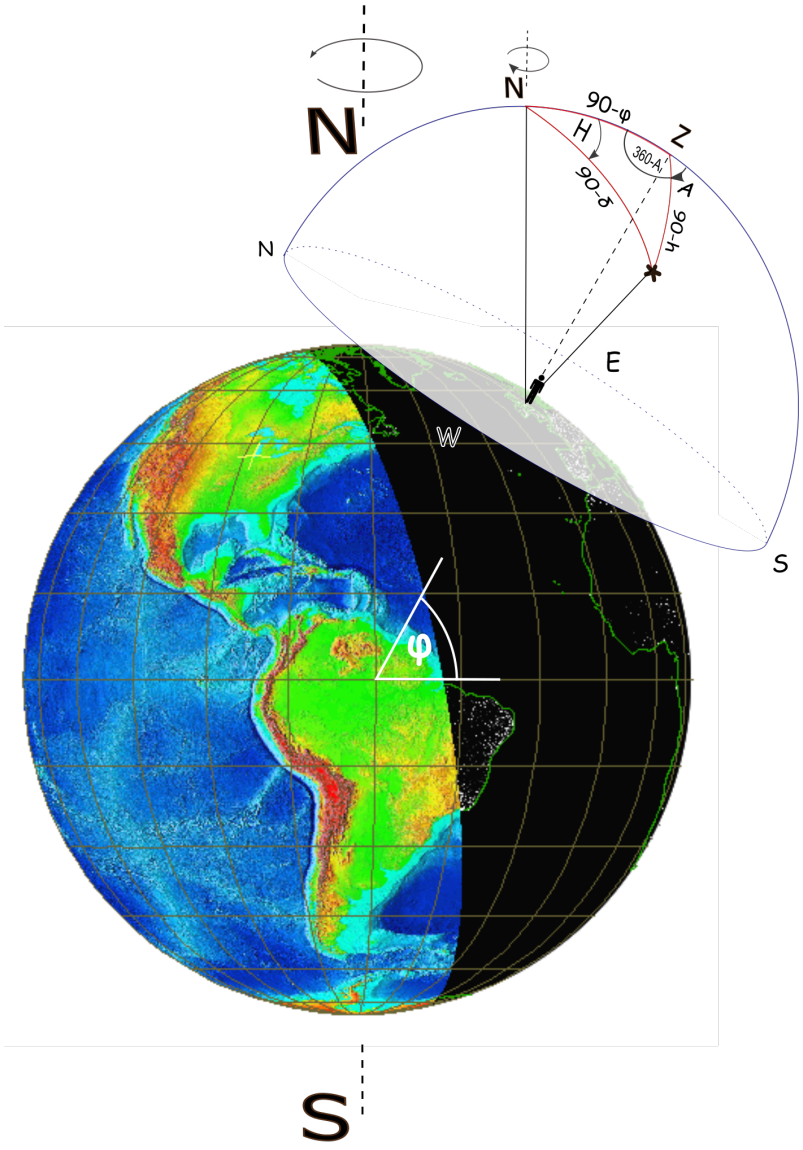
Po kratkem izletu v geometrijo krogelnih trikotnikov in potovanj po Zemlji se vrnimo k nebu. Kot smo omenili, nas zanima smer proti objektu na veliki nebesni krogli, kot ga vidimo iz središča te krogle. Pomagali si bomo z izreki za krogelni trikotnik iz prejšnjega poglavja. Tako moramo najprej izbrati ogljišča tega trikotnika. S prvim ogljiščem ni težav, saj je to položaj objekta, ki nas zanima. Izbrati moramo še dve kar najbolj značilni točki na nebesni krogli. Prva je v smeri navpično navzgor, ki ji pravimo tudi zenit ali nadglavišče. To smer določimo s svinčnico. Zenit je zanimiv, ker ga uporabimo za definiranje ravnine obzorja, to je ravnine, ki gre skozi nas in je pravokotna na smer proti zenitu. Razdalja objekta od zenita bo imela očitno nekaj opraviti z višino objekta nad obzorjem, torej s tem, kako visoko nad obzorje moramo obrniti svoj pogled. Objekt ne bo vedno na isti točki nebesne krogle, ker se Zemlja suka okrog osi, ki seka nebesno kroglo v drugi zanimivi točki, to je v (v naših krajih vidnem) severnem nebesnem polu. Tako smo dobili nebesni krogelni trikotnik z ogljišči v položaju objekta, zenitu in severnem nebesnem polu (slika 3.3)[24].

Na Zemlji se nahajamo v zmernih severnih geografskih širinah, torej nekako na pol poti med ekvatorjem in severnim geografskim polom. Tako je ravnina obzorja na sliki 3.3 narisana nagnjeno. To se ne zdi najbolj praktično, zato smo na sliki 3.4 nebesni trikotnik prerisali in obzorje postavili vodoravno.

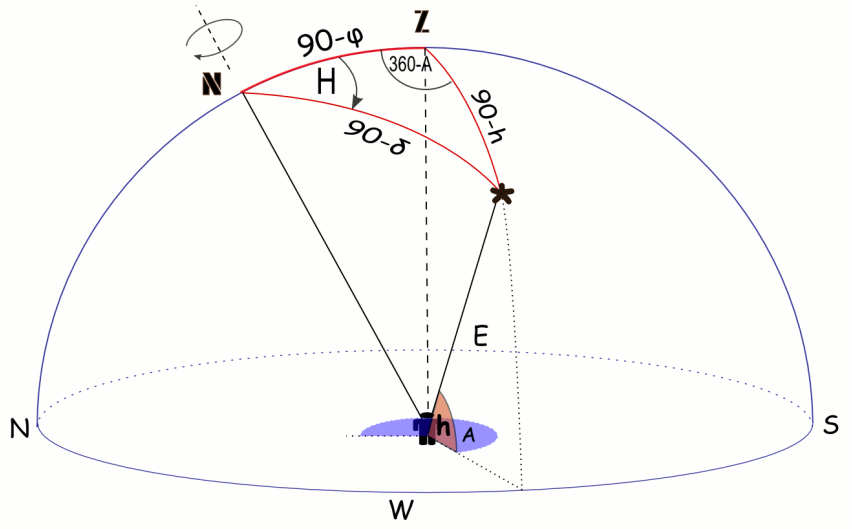
Stranice trikotnika so najkrajše razdalje med ogljišči, torej je to res krogelni trikotnik. Dolžine stranic so enake:

- Razdalja (*,Z) je razdalja zvezde od zenita, torej smeri navpično navzgor. Stranico bi lahko podaljšali preko objekta do obzorja. Ker je razdalja katerekoli točke na obzorju od zenita enaka 90 stopinj, je dolžina stranice trikotnika enaka $90^o - h$. Tu smo s h označili višino nad

[24] Zemljo povsod obravnavamo kot kroglo, kjer smer zenita kaže v radialni smeri od središča. Zemlja v resnici ni povsem okrogla, ampak je zaradi vrtenja okoli lastne osi nekoliko sploščena. V približku WGS 84 ima obliko dvoosnega elipsoida, ki ima na ekvatorju polmer 6.378,1370 km, na polih pa 6.356,7523142 km. Našega položaja na krogli ne opisujemo z geocentrično širino kraja, ki je kot med ekvatorjem in krajem, merjen iz središča Zemlje. Položaj opisujemo z geografsko širino kraja, kot jo uporabljamo na geografskih kartah, ki je to kot med pravokotnico na elipsoid in ravnino ekvatorja. Ta pravokotnica ravnine ekvatorja v splošnem ne seka v središču. Slednje je res le za opazovalca na ekvatorju ali na polih. Pri orientaciji po nebu nas zanima višina nebesnega pola nad obzorjem in usmerjenost obzorja, ni pa pomemben zamik našega položaja iz središča Zemlje. Če torej ne opazujemo zelo bližnjih objektov, kot so umetni sateliti, lahko Zemljo obravnavamo kot kroglo, za naš položaj uporabljamo geografsko širino kraja, smer navpičnice, to je pravokotnice na elipsoid, pa kaže svinčnica. Glej tudi https://www.titulosnauticos.net/astro/Chapter9.pdf.



Slika 3.3: Nebesni krogelni trikotnik z Zemljo in nebesno kroglo. Narisali smo le tisto polovico nebesne krogle, ki jo opazovalec vidi nad obzorjem. Poleg položaja objekta na nebu je označena smer zenita (Z, za opazovalca navpično navzgor) in smer proti severnem nebesnem polu (N). Pri slednjem smo narisali vzporednico Zemljini vrtilni osi, saj je naša nebesna krogla narisana premajhno. Zemlja se v resnici vrti od zahoda proti vzhodu, zato se opazovalcu zdi, da se nebo navidezno vrti od vzhoda proti zahodu. Zato sta puščici, ki označujeta vrtenje Zemlje (nad njenim severnim polom) in navidezno vrtenje neba (ob nebesni krogli), narisani v nasprotnih smereh.



Slika 3.4: Nebesni krogelni trikotnik s položajem objekta, zenitom in severnim polom v oglji̇ščih. Označene so tudi dolžine stranic in dva notranja kota trikotnika.

obzorjem, torej razdaljo objekta od obzorja. Če je objekt nad obzorjem, je h večji od nič, za objekte pod obzorjem pa ima negativne vrednosti.

- Kot (N,Z) med severnim polom in zenitom je odvisen od lege opazovalca na Zemlji. Njegovo geografsko širino označimo s φ, pri čemer imajo opazovalci severno od ekvatorja pozitivno, tisti južno od ekvatorja pa negativno geografsko širino. Tak dogovor poenostavi matematične izraze, je pa morda nekoliko politično nekorekten in zato odstopa od običajne geografske definicije. S prejšnje skice preberemo, da je geografska širina opazovalca kar enaka razdalji severnega nebesnega pola od obzorja, saj gre za kota s pravokotnimi kraki. Ker je zopet zenit 90 stopinj od obzorja, je razdalja (N,Z) enaka $90^\circ - \varphi$.

- Razdalja (*,N) meri, kako daleč je objekt od severnega nebesnega pola. Ta razdalja se z vrtenjem Zemlje okrog vrtilne osi, oziroma navideznim vrtenjem neba okoli severnega pola, ne spreminja. Položaj objekta na nebu bomo definirali s koordinato, ki ji pravimo deklinacija δ. Podobno kot meri geografska širina kotno razdaljo opazovalca od Zemljinega ekvatorja, meri deklinacija kotno razdaljo objekta na nebu od nebesnega ekvatorja. Ta je podaljšek Zemljinega ekvatorja, torej presečišče skozi opazovalca potegnjene ravnine pravokotne na vrtilno os in nebesne krogle. Severni nebesni pol je 90 stopinj od točk na ekvatorju, torej je razdalja (*,N) enaka $90^\circ \breve{} \delta$. Kot pri geografski širini tudi deklinacijo štejemo pozitivno od ekvatorja proti severu, objekti južno od ekvatorja pa imajo negativne deklinacije.

Označili smo vse tri stranice trikotnika, preostane še označevanje kotov:

- Prvi je časovni kot H ob oglji̇šču N. Meri nam enakomerno (navidezno) sukanje neba okoli severnega pola. O njegovem izračunavanju bomo več povedali v nadaljevanju. Sedaj le povejmo, da se Zemlja vrti enakomerno, torej bo tudi časovni kot danega objekta enakomerno rastel s časom.

- Drugi kot je narisan ob zenitu. Pove nam, za koliko se moramo zasukati okoli osi, ki kaže navpično navzgor, da bomo gledali proti našemu objektu. Tak zasuk označimo kot azimut, A. V geografiji nam azimut 0° označuje smer proti severu, 90° proti vzhodu, 180° proti jugu in 270° proti zahodu. Torej je notranji kot nebesnega trikotnika enak $360^\circ \breve{} A$.

Sedaj lahko uporabimo kosinusni (3.2) in sinusni izrek (3.4). Kosinusni izrek za stranico $90^\circ \breve{} h$ nam da

$$\cos(90^\circ - h) = \cos(90^\circ - \varphi)\cos(90^\circ - \delta) + \sin(90^\circ - \varphi)\sin(90^\circ - \delta)\cos H,$$

kar ob upoštevanju $\cos(90^\circ - x) = \sin x$ in $\sin(90^\circ - x) = \cos x$ poenostavimo v

$$\sin h = \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos H. \tag{3.6}$$

Dobili smo višinsko enačbo. Kosinusni izrek lahko uporabimo še enkrat, tokrat za stranico $90^o \breve{} \delta$, kar nam bo dalo zvezo, ki bo vključevala azimut:

$$\cos(90^o - \delta) = \cos(90^o - \varphi)\cos(90^o - h) + \sin(90^o - \varphi)\sin(90^o - h)\cos(360^o - A).$$

Ko izrazimo azimut, upoštevamo $\cos(360^o - x) = \cos x$:

$$\cos A = \frac{\sin\delta - \sin\varphi \sin h}{\cos\varphi \cos h}. \tag{3.7}$$

To je osnovna enačba za izračun azimuta. Če imamo veselje z računstvom, lahko uporabimo še sinusni izrek za kota A in H

$$\sin A = \sin H \frac{\cos\delta}{\cos h}, \tag{3.8}$$

kjer smo zopet sinuse pretvorili v cosinuse komplementarnega kota.

Izračun višine h iz enačbe 3.6 ni problematičen, saj je višina vedno med smerjo navpično navzdol in navzgor, torej med -90^o in $+90^o$. Drugače je z azimutom, ki se lahko obrne za polni krog. Zvezi 3.7 in 3.8 imata zato po dve rešitvi. Seveda pa je prava rešitev ena sama. Izberemo jo lahko z grobo silo, to je tako da izračunamo obe rešitvi obeh enačb in izberemo tisto, ki se ujema. Pogosto pa zadostuje že premislik o pravilni rešitvi. Običajno vemo, kje opazujemo (poznana je geografska širina) ter kaj opazujemo (poznamo deklinacijo objekta). V nadaljevanju se bomo naučili izračunati še časovni kot. Tako iz višinske enačbe ni težko izračunati višine objekta nad obzorjem in jo vstaviti v enačbo 3.7 za azimut. Rešitvi za azimut A sta sicer dve, ena med 0^o in 180^o in druga med 180^o in 360^o. Slika 3.4 nam pove, da je prva rešitev prava za časovne kote $-90^o \geq H < 0^o$ (torej na vzhodni strani neba), druga pa za $0^o \geq H < 90^o$ (to je na zahodni strani neba).

3.3 Največja višina nad obzorjem

Objekte nizko nad obzorjem je pogosto težko videti, saj nam pogled zastirajo drevesa, relief ali bližnje stavbe. Poleg tega gredo žarki do nas zelo poševno in se zato znatno absorbirajo med potjo skozi ozračje.Tako nas posebej zanima, kdaj je določen objekt najvišje nad obzorjem, ko so opisane težave najmanjše.

Višinska enačba (3.6) nam (ob poznani geografski širini φ opazovalca, deklinaciji objekta δ in časovnem kotu H) pove velikost $\sin h$. Višina nad obzorjem je vedno med -90 in +90 stopinjami, vrednost funkcije sinus pa na tem intervalu z naraščajočo višino vseskozi raste. Zato bo objekt na nebu najvišje, ko bo vrednost funkcije sin h največja. Torej iščemo največjo možno vrednost desne strani višinske enačbe. Prvi člen ima na danem opazovališču (to je pri dani geografski širini) in za dani objekt (z dano deklinacijo) stalno vrednost. Pri drugem členu se vrednost časovnega kota H spreminja. Ker produkt cos φ cos δ ni nikoli negativen (tako φ kot δ sta vedno nekje med -90 in $+90$ stopinjami), bo višina nad obzorjem največja, kot je največji tudi kosinus časovnega kota H. To se zgodi ob časovnem kotu $H = 0$. Objekt je torej najvišje, ko je njegov časovni kot enak nič.

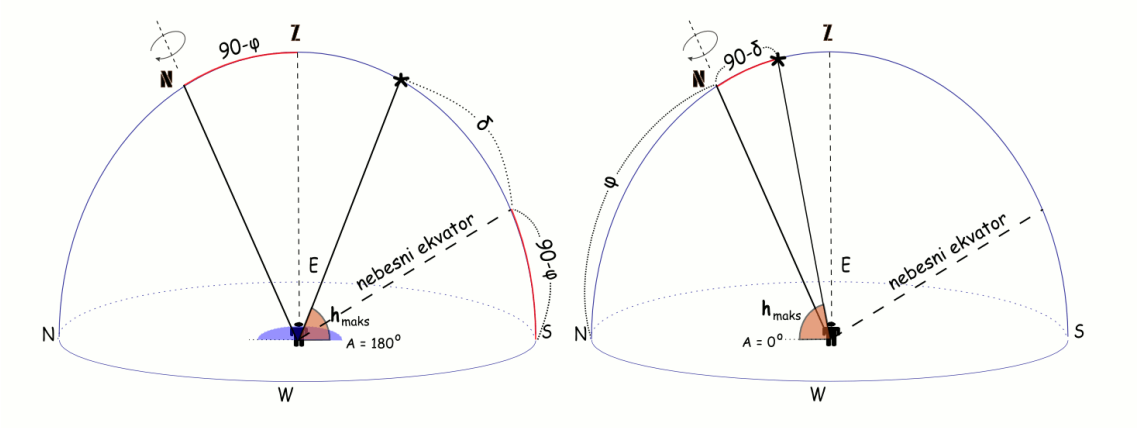
Najvišjo vrednost višine nad obzorjem bi lahko iz višinske enačbe speljali na formalni način, tako da bi za vrednost cos H vstavili vrednost ena in oba člena izrazili z razliko kotov. Vendar si je dobro stvari tudi predstavljati, zato si bomo pomagali s skico 3.5. Kadar je objekt najvišje v južni smeri, je njegova največja višina enaka

$$h_{maks} = 90^o \breve{} \varphi + \delta. \tag{3.9}$$

Rezultat smo dobili s preprostim seštevanjem označenih kotov na zgornji levi skici. Podobno z desne skice preberemo, da je za objekte blizu severnega pola, ki dosežejo največjo višino v severni smeri, ta enaka

$$h_{maks} = 90^o \breve{} \delta + \varphi. \tag{3.10}$$

Pravila, kdaj moramo uporabiti eno in kdaj drugo enačbo, si ni treba zapomniti. Če bo rezultat po eni enačbi prišel večji od 90^o ali manjši od -90^o, pač uporabimo drugo enačbo. Skico smo risali za nam domače kraje severno od ekvatorja. Do enakih izrazov za največjo višino pa bi prišli tudi za opazovališča južno od ekvatorja, le skica bi bila v tem primeru mnogo bolj zapletena (tam



Slika 3.5: Objekt (npr. Sonce ali zvezda) je na nebu najvišje, ko je njegov časovni kot enak nič. Tedaj se nahaja bodisi v južni (leva skica) ali severni smeri (desna skica). Največjo višino nad obzorjem dobimo s preprostim seštevanjem dveh kotov.

pozitivno velikost kota proti ekvatorju označuje vredno $-\varphi$, podobno tudi za deklinacije objektov južno od nebesnega ekvatorja).

Za ilustracijo ugotovimo, kako visoko pride Sonce v naših krajih. Naša geografska širina je približno $\varphi = 46^{\circ}$, deklinacija Sonca δ pa se spreminja med skrajnima vrednostma $+23{,}5^{\circ}$ (začetek našega poletja) in $-23{,}5^{\circ}$ (začetek zime). Tako bo ob začetku poletja Sonce doseglo višino $67{,}5^{\circ}$, medtem ko bo ob začetku zime seglo kvečejmu $20{,}5^{\circ}$ nad obzorje.

3.4 Čas nad obzorjem

Spoznali smo, da je objekt najvišje ob časovnem kotu $H = 0$. Smiselno se je vprašati, ob katerem časovnem kotu objekt vzide oziroma zaide za obzorje. Tako bomo dobili občutek, koliko časa je objekt viden, seveda ob predpostavki, da nam pogleda ne ovira relief, stavbe in podobne ovire. Pri časovnem kotu H_V (ki ima negativno vrednost) bo objekt vzšel, nato bo pri časovnem kotu $H = 0$ najvišje na nebu in končno bo pri časovnem kotu H_Z zašel.

Pomagamo si z višinsko enačbo (3.6), v katero za višino nad obzorjem vstavimo vrednost nič. Tako je leva in s tem desna stran enačbe enaka nič

$$0 = \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos H_{V,Z},$$

torej je časovni kot objekta na obzorju enak

$$\cos H_{V,Z} = -\tan\varphi \tan\delta. \tag{3.11}$$

Vrednost desne strani te enačbe navadno poznamo, saj vstavimo geografsko širino opazovalca ter deklinacijo opazovanega objekta. Enačba nam zato določa vrednost kosinusa časovnega kota ob vzhodu, oziroma zahodu objekta. Časovni kot sam dobimo s funkcijo arc cos, pri čemer nam kalkulator poda le eno od obeh rešitev, to je tisto s pozitivno vrednostjo (rešitev za časovni kot ob zahodu, H_Z). Rešitev za časovni kot ob vzhodu H_V) je po absolutni vrednosti enaka, ima pa negativni predznak. Če torej objekt zaide ob časovnem kotu $+90^{\circ}$, vzide pri časovnem kotu -90°. Podobno časovnem kotu ob zahodu, ki je enak $+60^{\circ}$, ustreza časovni kot ob vzhodu -60°. V obeh primerih je časovni kot, ko je objekt najvišje, enak 0.

Zemlja se zavrti okoli lastne osi v približno 24 urah. Tako se spreminja tudi časovni kot. Obratu za 360 stopinj v 24 urah ustreza zasuk 15 stopinj na uro. Tako je prišlo v navado, da časovni kot namesto v stopinjah pogosto merimo kar v urah. Pri tem seveda uri ustreza kot 15 stopinj. Pri takem izražanju bomo rekli, da se nebo vsako uro navidezno zavrti za eno uro. To se sliši preprosteje, kot če bi govorili o 15 stopinjah. Namesto, da bi rekli, da objekt zaide pri časovnem kotu 90° in vzide pri kotu -90°, pravimo, da zaide pri kotu 6^{h} in vzide pri kotu -6^{h}.

Tako ni težko izračunati, da je ta objekt nad obzorjem 12 ur, in da vzide 6 ur pred trenutkom, ko je najvišje na nebu, in zaide 6 ur po tem.

Desna stran enačbe 3.11 je enaka nič, kadar je bodisi geografska širina opazovališča φ ali pa deklinacija objekta δ enaka nič. To pomeni, da je bodisi opazovalec na Zemljinem ekvatorju ($\varphi = 0$), ali pa je objekt na nebesnem ekvatorju ($\delta = 0$). V tem primeru rešujemo enačbo $\cos H_{V,Z} = 0$, ki ima rešitvi $H_V = -90^\mathrm{o} = -6^\mathrm{h}$ in $H_Z = 90^\mathrm{o} = 6^\mathrm{h}$. To pomeni, da je za opazovalca na zemeljskem ekvatorju vsak objekt na nebu nad obzorjem 12 ur. To velja tudi za Sonce, zato je dan na ekvatorju ne glede na datum v letu dolg 12 ur. Kjerkoli na Zemlji, torej tudi v naših krajih, pa je vsak objekt na nebesnem ekvatorju ($\delta = 0$) nad obzorjem 12 ur. Ker ima Sonce ob enakonočjih deklinacijo enako nič, bo tedaj dan kjerkoli na Zemlji dolg 12 ur. Od tod tudi pride ime, saj je na enakonočje dolžina dneva enaka dolžini noči.

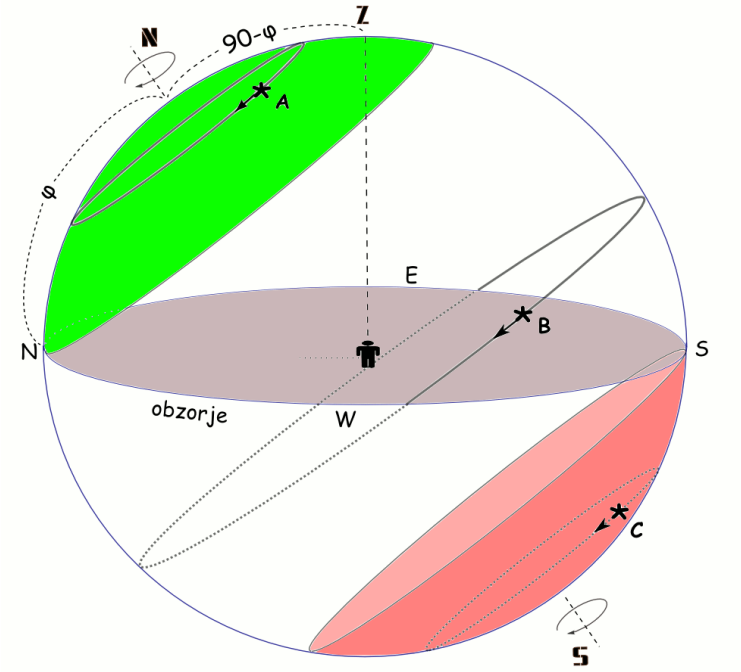
Ker je Zemljina os nagnjena glede na ravnino njenega tira okoli Sonca, se deklinacija Sonca med letom spreminja. Deklinacijo Sonca (δ) si najlažje predstavljamo tako, da spremljamo kot med vrtilno osjo Zemlje v smeri severnega nebesnega pola in smerjo proti Soncu, ki leži v ravnini Zemljinega tira okoli Sonca. Ta kot je enak $90^\mathrm{o} \breve{} \delta$. Deklinacija Sonca ni vedno enaka nič, ampak se spreminja z datumom. O tem bomo govorili kasneje, za sedaj omenimo le, da je v času pomladanskega in v času jesenskega enakonočja med smerjo proti severnemu nebesnemu polu in smerjo proti Soncu pravi kot, torej je tedaj deklinacija Sonca enaka nič. Enakonočji nastopita blizu 21. marca in blizu 21. septembra, odvisno od koledarja, trenutka enakonočij pa, kot rečeno, določimo po ničli deklinacije Sonca. V času od pomladanskega do jesenskega enakonočja je deklinacija Sonca večja od nič, medtem ko ima preostanek leta negativno vrednost. Dolžini dneva in noči je zanimivo slediti tudi, kadar ni ravno enakonočje. V naših krajih je geografska širina približno enaka $\varphi = +46^\mathrm{o}$, torej je njen tangens v enačbi za $H_{V,Z}$ približno enak ena. Ker je pomladi in poleti deklinacija Sonca pozitivna ($\delta > 0$), bo njen tangens pozitiven, in bo tako desna stran enačbe za $H_{V,Z}$ manjša od nič. Ker je torej $\cos H_{V,Z} < 0$, bo vrednost H_V manjša od -6^h in vrednost H_Z večja od 6^h. Sonce bo torej od vzhoda do zahoda nad obzorjem več kot 12 ur. Nasprotno je jeseni in pozimi deklinacija Sonca negativna ($\delta < 0$), taka je zato tudi vrednost tangensa deklinacije. Ker je tangens geografske širine še vedno blizu enici, je $\cos H_{V,Z} > 0$. Torej je vrednost H_V večja od -6^h in vrednost H_Z manjša od 6^h. Sonce bo torej od vzhoda do zahoda nad obzorjem manj kot 12 ur.

V naših krajih Sonce vsak dan vzide in zaide, torej ima enačba za $H_{V,Z}$ zgoraj opisani rešitvi. Če pa gremo v kraje, ki so dlje od ekvatorja, se lahko zgodi, da je zmnožek tangensov na desni strani enačbe večji od 1 ali manjši od -1. Tedaj enačbe ni mogoče rešiti, saj je vrednost funkcije kosinus vedno med $\breve{}1$ in $+1$. To se lahko zgodi na dovolj velikih geografskih širinah (dovolj velik φ), ali pa tudi v naših krajih za objekte, ki so dovolj daleč od nebesnega ekvatorja (dovolj velika δ). Taki objekti torej niso nikoli na obzorju, saj so vedno nad njim ali pod njim. Pri mejnem primeru $\cos H_{V,Z} = 1$ vidimo, da imamo rešitev $H_V = 0$ in $H_Z = 0$. Objekt se torej komaj dotakne obzorja pri časovnem kotu nič (pri nas na južni strani neba), ves preostali čas pa je pod obzorjem. Za $\cos H_{V,Z} > 1$ bi bil objekt stalno pod obzorjem, pravimo da je podobzornica. Primer v naših krajih so ozvezdja in objekti blizu južnega nebesnega pola, ki imajo močno negativno deklinacijo, taka sta na primer Magellanova oblaka. Podobno bi bil za $\cos H_{V,Z} < -1$ objekt stalno nad obzorjem, pravimo da je nadobzornica. Primer v naših krajih so zvezde, ozvezdja in vzorci blizu severnega nebesnega pola, denimo Severnica, Kasiopeja ter Mali in Veliki voz.

Za naše kraje ($\varphi = 46^\mathrm{o}$) z leve skice 3.5 ugotovimo, da bo objekt podobzornica, če bo njegova deklinacija $\delta < -44^\mathrm{o}$. Podobno iz desne skice na isti sliki razberemo, da je v naših krajih minimalna višina objekta nad obzorjem enaka $\varphi - (90^\mathrm{o} \breve{} \delta) = \varphi + \delta - 90^\mathrm{o}$. Če je ta enaka nič, se objekt na severni strani ravno še dotakne obzorja. Če pa je njegova deklinacija $\delta > 44^\mathrm{o}$, je objekt nadobzornica. Območji nadobzornic in podobzornic sta zeleno in rožnato obarvani krogelni kapici na sliki 3.6.

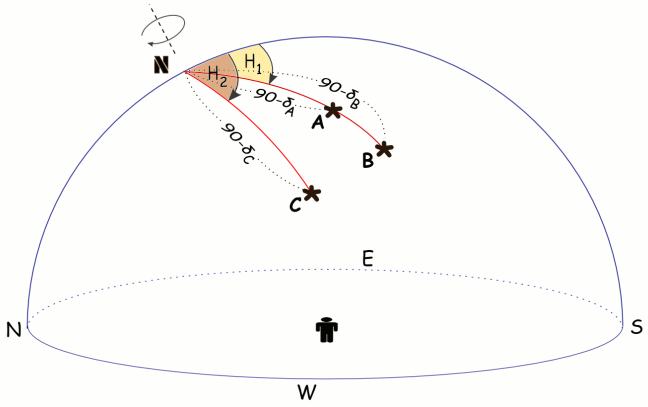
3.5 Rektascenzija in določanje časovnega kota

Doslej smo naučili izračunati višino in azimut poljubnega objekta na nebu, če poznamo njegovo deklinacijo, geografsko širino našega opazovališča ter vrednost časovnega kota H. Zanj smo povedali, da enakomerno narašča s časom, vendar njegove vrednosti v poljubnem trenutku na določenem opazovališču še ne znamo določiti. To je namen tega razdelka.



Slika 3.6: Obzorje razdeli objekte na nebesni krogli na tri kategorije: nadobzornice (zeleno), ki so vedno nad obzorjem (primer je zvezda A), podobzornice (rožnato), ki so vedno pod obzorjem (primer je zvezda C) in tiste, ki vzhajajo in zahajajo (primer je zvezda B).

Vrednost časovnega kota je odvisna od dveh količin. Prva je gotovo povezana s časom, saj se mora vrednost časovnega kota s časom enakomerno večati. Čas bo tudi količina, ki bo imela ob danem trenutku na danem opazovališču določeno vrednost, neodvisno od položaja objekta na nebu, ki ga opazujemo. Poleg časa je vrednost časovnega kota odvisna tudi od položaja objekta, ki ga opazujemo. Če je ta bolj na zahodu, je vrednost časovnega kota večja, če pa je bolj na vzhodu, je manjša (glej sliko 3.7). Pomemben je torej vzhodno-zahodni položaj objekta na nebu. Severno-južni položaj, ki ga merimo z objektovo deklinacijo, na vrednost časovnega kota ne vpliva.



Slika 3.7: Zvezdi A in B imata različni deklinaciji (δ), vendar je časovni kot obeh enak H_1. Zvezda C ima sicer enako deklinacijo kot zvezda B, vendar je njen časovni kot H_2 večji, saj leži zvezda C zahodneje od zvezde B. Pri vrednosti časovnega kota torej odloča vzhodno-zahodni položaj zvezde (glede na nebesni pol) na nebesnem svodu, medtem ko severno-južni premik na vrednost časovnega kota ne vpliva.

Vzhodno-zahodno koordinato na nebu je smiselno definirati na podoben način, kot je določena vzhodno-zahodna koordinata na Zemlji, to je geografska dolžina. Tudi v tem primeru bomo merili položaj vzdolž ekvatorja, le da je pri geografski dolžini to Zemljin, pri nebesni koordinati pa nebesni ekvator. Vzhodno-zahodno koordinato položaja objekta na nebesni krogli imenujemo rektascenzija. Označujemo jo z grško črko α, če pa grških črk ne želimo uporabiti, je običajna oznaka R.A., po angleškem imenu Right Ascension. Kot geografska dolžina tudi rektascenzija meri, na katerem meridianu je objekt, torej kot med ravnino izhodiščnega in danega meridiana. Zmeniti se moramo še, kateri je izhodiščni meridian in v katero smer raste vrednost rektascenzije. Po dogovoru raste rektascenzija proti vzhodu. Torej imajo zvezde, ki so na vzhodni strani neba večjo rektascenzijo od tistih, ki jih hkrati vidimo na zahodu.

Domeniti se moramo še o izhodiščnem meridianu, na katerem je rektascenzija enaka nič. Primerjava z geografsko dolžino na Zemlji tu ne pomaga. Kot ničlo geografske dolžine so namreč precej arbitrarno izbrali greenwiški meridian, ki gre skozi pasažni instrument Astronomskega ob-

servatorija Greenwich v predmestju Londona. Izbira je bila posledica političnih razmerij moči in ni sledila kakim značilnostim na Zemlji. Podobno arbitrarna je zato tudi izbira na nebu. Načelno bi lahko služila za izhodišče rektascenzije katerakoli zvezda na nebu. Vendar bi bila izbira lahko problematična. Svetle zvezde, ki bi bile kot izhodišče posebej primerne, so navadno tudi na relativno majhnih oddaljenostih od Zemlje. Torej se v nekaj letih njihov položaj zaznavno spremeni zaradi vpliva njihovega lastnega gibanja, saj so njihove tipične velikosti relativnih hitrosti glede na Sonce kakih 10 ali 20 kilometrov v sekundi. Izbor določene zvezde bi tako pomenil, da se nam celotni koordinatni sistem suka, kot pač to diktira izbrana zvezda. To se ne zdi najbolj primerno. Težave pa so lahko celo večje. Če je zvezda ena sama, bo njena hitrost skozi prostor stalna in bi se torej koordinatni sistem enakomerno vrtel. Nerodno pa je, če ima zvezda spremljevalko in se obe gibljeta okoli skupnega težišča dvozvezdja. Taki primeri v vesolju niso redki, saj je večina zvezd v parih. Posledično bi položaj izhodišča koordinatnega sistema ob enakomernem premikanju zaradi relativne hitrosti težišča sistema še „cukal“. Takega pospešenega koordinatnega sistema gotovo ne želimo.

Primerno izhodiščno točko za rektascenzijo so tako določili po položaju Sonca na nebesni krogli. Tak izbor je upravičen, saj je Sonce gotovo najbolj vpadljiv objekt na nebu. Vendar pa njegov položaj nikakor ni stalen. Ker se Zemlja giblje okoli Sonca, se smer proti Soncu neprestano spreminja. Tako se stalno spreminja tudi njegov vzhodno-zahodni položaj, to je rektascenzija. Da so zadeve bolj zapletene, je Zemljina vrtilna os nagnjena za 23,5° glede na pravokotnico na Zemljin tir okoli Sonca. Tako se poleg rektascenzije stalno spreminja tudi deklinacija Sonca. Izhodišče rektascenzije je torej treba določiti po položaju Sonca na določen trenutek v letu. Izbrali so pomladansko enakonočje. To je definirano kot trenutek, ko je med severnim nebesnim polom (to je smerjo, v katero kaže Zemljina vrtilna os) in smerjo proti Soncu pravi kot, ob tem da se ta kot manjša s časom. Sonce je ob pomladanskem enakonočju na nebesnem ekvatorju, njegova deklinacija je natanko enaka nič. Pred pomladanskim enakonočjem je njegova deklinacija negativna (Sonce je na južni nebesni polkrogli, zato je kot $90^\circ - \delta$ do severnega pola večji od 90°), po njem pa pozitivna (Sonce je na severni polkrogli, tako je kot do severnega pola manjši od 90°). Pomladansko enakonočje nastopi v dneh okoli 21. marca. Deklinacija Sonca je enaka nič tudi ob jesenskem enakonočju pol leta kasneje (v dneh okoli 21. septembra), vendar se tedaj njegova deklinacija iz pozitivne preveša v negativno. Najbolj severno deklinacijo $\delta = 23{,}5^\circ$ doseže Sonce ob poletnem obratu, ko se začne poletje, to je v dneh okoli 21. junija. Najbolj južno deklinacijo $\delta = -23{,}5^\circ$ pa doseže Sonce ob zimskem obratu, ko se začne zima, to je v dneh okoli 21. decembra. O podrobnostih Sončeve navidezne poti po nebu, ki je seveda posledica Zemljinega gibanja okoli Sonca, bomo govorili kasneje. Tu smo jo omenili le v zvezi s pomladanskim enakonočjem, ko je rektascenzija Sonca enaka nič. To točko na nebesni krogli imenujemo tudi pomladišče in ga na skicah označujemo z grško črko γ.

Zvezo za izračun časovnega kota H zapišemo kot

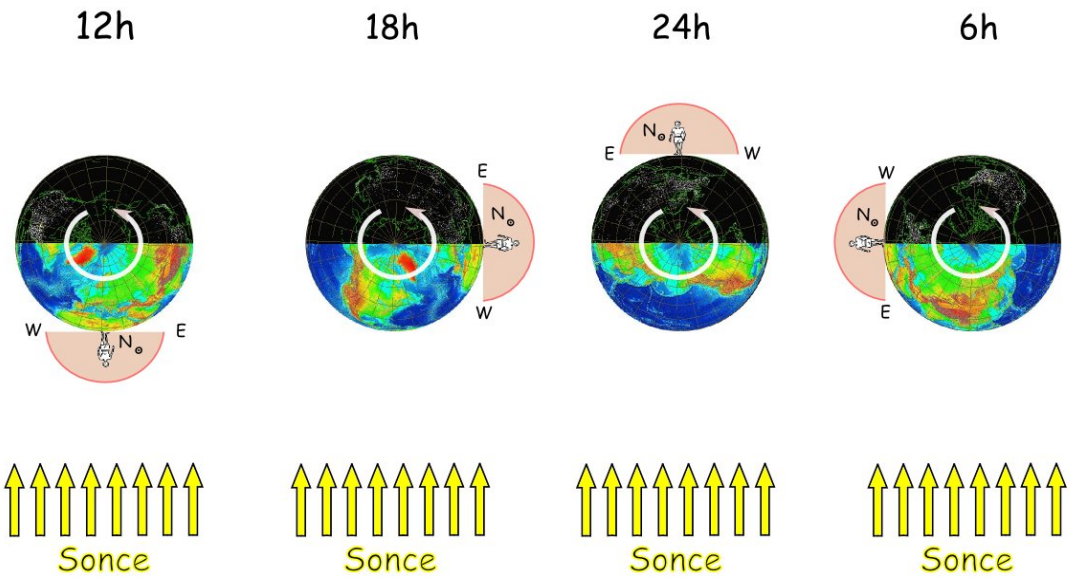
$$H = S - \alpha, \tag{3.12}$$

kjer je količina S zvezdni čas in α rektascenzija objekta. Kot smo omenili, časovni kot pogosto namesto v stopinjah računamo v urah, zato naredimo enako tudi pri rektascenziji. Pri tem si pomagamo s pretvornikom 15 stopinj, ki ustrezajo eni uri. Tako se poln obrat 360° v časovnem kotu zgodi pri obratu za 360°, oziroma 24 ur, po rektascenziji ali pri enaki spremembi zvezdnega časa. Negativni predznak rektascenzije je posledica našega dogovora, da rektascenzija raste proti vzhodu, medtem ko časovni kot raste proti zahodu (glej sliko 3.7). Količina S poskrbi, da se časovni kot enakomerno veča s časom. Imenovali smo jo zvezdni čas. Zakaj taka odločitev in kako izračunamo njegovo vrednost, bomo razložili v naslednjem razdelku.

3.6 Zvezdni čas

Časovni kot H in s tem zvezdni čas S sta odvisna od časa (nebo se navidezno vrti), od položaja opazovalca na Zemlji (v naših krajih je Sonce najvišje prej, kot v Angliji) in, kot bomo videli, celo od datuma v letu. Pri položaju je pomembna le vzhodno-zahodna koordinata, ne pa tudi severno-južna. Mi, Angleži in Američani vidimo Sonce najvišje ob različnih časih, saj smo na različnih geografskih dolžinah λ. Kot smo že razložili, je Sonce najvišje, ko je $H = 0$, in ker je α Sonca en sam, to pomeni, da je S odvisen od λ. Nasprotno je Sonce najvišje (skoraj) hkrati pri nas, v Libiji ali v Južni afriki, torej krajih z enako geografsko dolžino in različno širino. Zvezdni čas S

torej ni odvisen od geografske širine. Kraji, ki so vzhodneje, vidijo od določenem trenutku Sonce bolj na zahodni strani neba od zahodnejših krajev. Vzhodnejši kraji vidijo torej večji časovni kot Sonca, torej tudi večjo vrednost zvezdnega časa. Ker po dogovoru tudi geografska dolžina raste proti vzhodu, bo zvezdni čas rastel z geografsko dolžino.

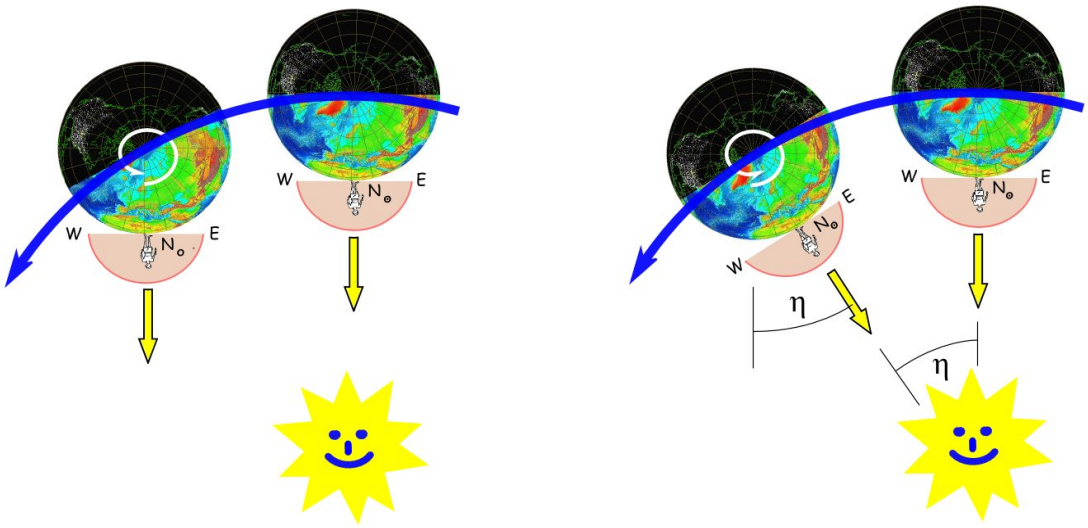


Slika 3.8: Dnevno vrtenje Zemlje ob enakonočju. Ker opazujemo s severnega pola, gleda za opazovalca na ekvatorju smer proti severu iz papirja. S tem sta določeni smeri proti vzhodu in zahodu. Ker Sonce zahaja na zahodu in vzhaja na vzhodu, se mora Zemlja vrteti v smeri nasprotni urinemu kazalcu.

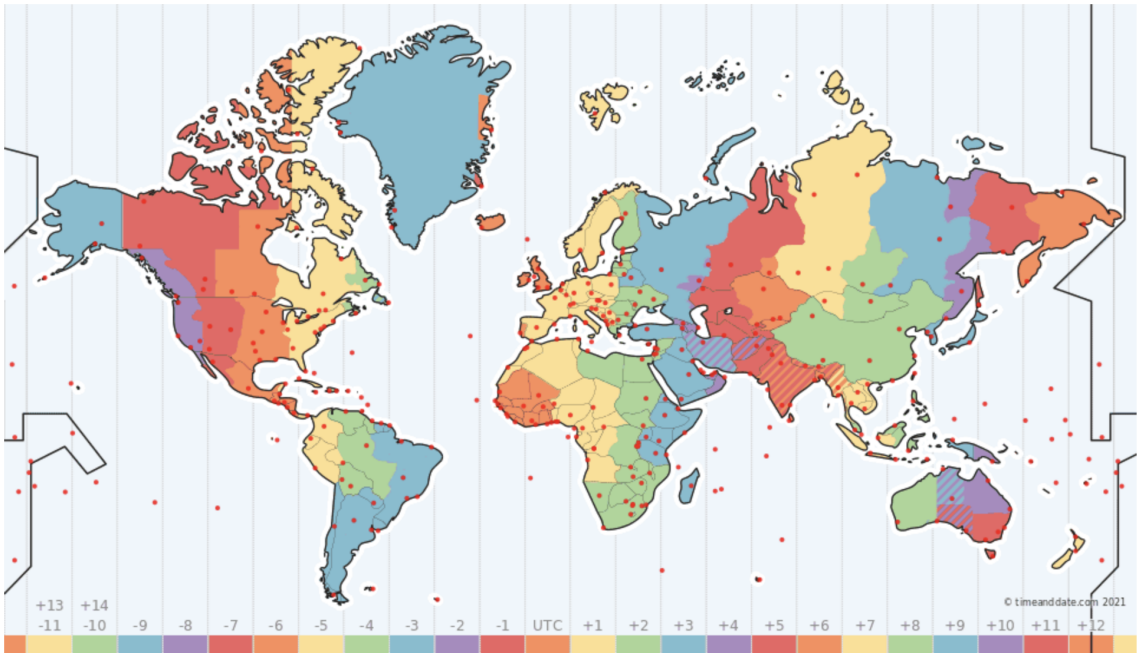
Časovna odvisnost je nekoliko bolj zapletena. Težava nastopi, ker moramo hkrati upoštevati dve gibanji: Zemljino vrtenje okoli lastne osi in njeno kroženje okoli Sonca. Najbolje si je pomagati s preprosto skico. Zemljo narišemo s smeri severnega pola in si predstavljamo, da je opazovalec na njenem ekvatorju. Tako skica postane dvodimenzionalna in s tem dovolj preprosta za risanje in predstavo. S slike 3.8 razberemo, da se mora v tem primeru Zemlja vrteti okoli lastne osi v smeri nasprotni urinemu kazalcu. V istem smislu bi bila tudi smer kroženja Zemlje okoli Sonca (ter Lune okoli Zemlje). Slika 3.9 kaže dva zaporedna poldneva, torej trenutka, ko je Sonce najvišje na nebu. Na levi strani vidimo, da po enem obratu Zemlje okoli lastne osi glede na zvezde še ne mine en dan. V ta namen se mora Zemlja zavrteti še za dodatni kot η, ki je enak loku, ki ga v enem dnevu opiše Zemlja na svoji poti okoli Sonca. Ker ima leto 365,2422 dni, je kot η malenkost manjši od ene stopinje. Za dodatni zasuk potrebuje Zemlja slabe 4 minute. Torej je čas enega zasuka Zemlje okoli lastne osi glede na zvezde za 3 minute in 56 sekund krajši od enega zasuka glede na Sonce. Zvezdni čas S torej teče malenkost hitreje kot naše ure, ki so uravnane po Soncu. Razlika približno 4 minut na dan se zdi zanemarljiva. A z dnevi se začne nabirati: v tednu dni je razlike za pol ure, v mesecu že dve uri, v treh mesecih za 6 ur, v pol leta 12, in v celem letu 24 ur ali en obrat. Torej se Zemlja v enem letu, ko se okoli lastne osi glede na Sonce zavrti 365,2422-krat, glede na zvezde zavrti za 366,2422-krat. V enačbi za zvezdni čas bo torej čas po naši na Sonce naravnani uri treba pomnožiti z razmerjem 366,2422/365,2422, da bomo dobili zvezdni čas.

Preden zapišemo zvezo za zvezdni čas omenimo še, da na Zemlji skoraj vsaka država čas meri po svoje. Ker si vsi želimo, da bi bilo Sonce na nebu najvišje blizu poldneva, so Zemljo razdelili v časovne pasove, med katerimi je razlika v času navadno enaka eni uri (slika 3.10). Poleg časovnih pasov je treba upoštevati tudi poletni čas, ki je seveda na severni in južni polobli v veljavi v različnih delih leta. V Evropi kazalce premaknemo za uro naprej v času od zadnje nedelje v marcu do zadnje nedelje v oktobru, prehod pa vedno izvedemo med 2. in 3. uro zjutraj.

Tako je res težko vedeti, koliko je ura v posameznem kraju. Težavam se izognemo z uvedbo referenčnega časa, ki bo imel ob danem trenutku enako vrednost kjerkoli na Zemlji, ne glede na časovne pasove ali poletni čas. Tak referenčni čas imenujemo univerzalni čas (angl. universal time),



Slika 3.9: Ko se v enem dnevu Zemlja zavrti za en obrat, naredi tudi majhen del poti okoli Sonca. Čas merimo glede na Sonce: od trenutka, ko je Sonce najvišje na nebu, do naslednjega takega trenutka mine povprečno 24 ur. Med legama na levi skici se je Zemlja sicer zavrtela za poln obrat glede zvezde, vendar se opazovalec še ni obrnil za poln obrat glede na Sonce. Desna skica kaže, da se mora v 24 urah Zemlja glede na zvezde zavrteti za več kot poln obrat. Dan glede na Sonce, po katerem uravnavamo uro, je torej daljši od dneva, ki bi meril čas glede na zvezde. Slika seveda ni narisana v merilu.



Slika 3.10: Časovni pasovi na Zemlji. V kontinentalni zahodni Evropi (z izjemo Portugalske) je čas enak, kot v Ljubljani, ob odsotnosti poletnega časa imajo enak čas tudi v Libiji, Nigru ali v Namibiji. Vzhodna obala ZDA zaostaja za 6 ur, Kalifornija za 9 ur. Nasprotno pa je Japonska po času 8 ur pred nami. Izstopa tudi odločitev, da vsa Kitajska ravna čas po Pekingu. Časovni zamik za šrafirana območja ni enak celemu številu ur. Debela lomljena črta na Pacifiku je datumska meja. Če jo prekoračimo v smeri proti zahodu, pridemo v naslednji dan (spomnite se knjige Potovanje okoli sveta v 80 dneh avtorja Julesa Verna). V astronomiji marsikateri Sončev mrk na Pacifiku preči datumsko mejo v smeri proti vzhodu, zato se konča po lokalnem času prej, kot se je začel. Vir karte je `https://timeanddate.com`, velja pa za obdobje našega zimskega časa.

Tabela 3.1: Koordinate Sonca in zvezdni čas ob začetkih letnih časov.

Trenutek v letu	Pribl. datum	α Sonca	δ Sonca	Približni $S\,(0^{\mathrm{h}}\,\mathrm{UT})$	Pribl. α zvezde, ki kulminira opolnoči
spomladansko enakonočje	20. 3.	0^{h}	0°	12^{h}	12^{h}
poletni obrat	21. 6.	6^{h}	$23{,}5^{\circ}$	18^{h}	18^{h}
jesensko enakonočje	23. 9.	12^{h}	0°	0^{h}	0^{h}
zimski obrat	21. 12.	18^{h}	$-23{,}5^{\circ}$	6^{h}	6^{h}

in ga krajšamo kot UT. Po dogovoru je UT ura, ki na Greenwiškem meridianu kaže zimski čas. Če t pomeni čas, kot ga kaže naša ura, in je t_o razlika do univerzalnega časa, velja

$$\mathrm{UT} = t - t_o. \tag{3.13}$$

V srednji Evropi je t_o enak 1 uri v času veljavnosti zimskega časa in 2 uram ob poletnem času. Bolj vzhodno so njegove vrednosti večje, zahodneje, denimo v ZDA, pa manjše in negativne. Čas UT uporabljamo v astronomiji pa tudi drugod, na primer pri letalskih voznih redih. Ob ljubljanskem letališču na zimskem voznem redu piše, da je njegov čas UT+1, poleti pa ima oznako UT+2.

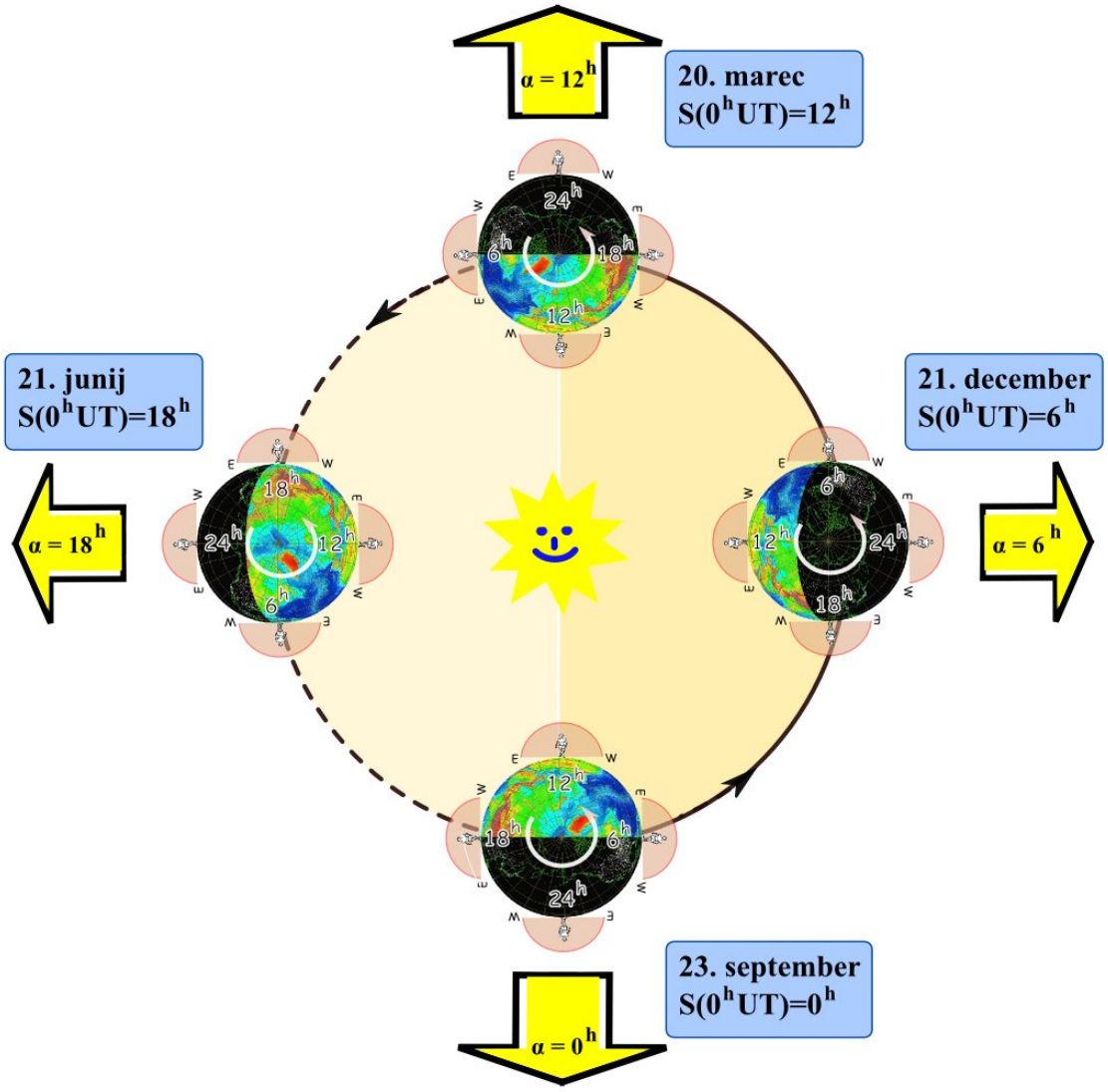
Povedano združimo v končno enačbo za zvedni čas

$$S = S(0^{\mathrm{h}}\,\mathrm{UT}) + \lambda + \frac{366{,}2422}{365{,}2422}(t - t_o). \tag{3.14}$$

O drugem in tretjem členu v vsoti smo že govorili. Prvi člen pa je, kot pove že njegova oznaka, vrednost zvezdnega časa ob polnoči po greenwiškem času na dani datum. Njegove vrednosti lahko razberemo iz slike 3.11. Na njej so označene vrednosti rektascenzije v posameznih smereh. Ob spomladanskem enakonočju je rektascenzija Sonca po dogovoru enaka nič (črta od položaja Zemlje na vrhu slike preko Sonca in navzdol). Ker smo se dogovorili, da rektascenzija raste proti vzhodu, raste na sliki v smeri nasprotni gibanju urinega kazalca. Smer desno ima rektascenzijo 90° oziroma 6 ur, navzgor 180° (12 ur) in na levo 270° (18 ur). Ob pomladanskem enakonočju je rektascenzija Sonca enaka nič, ob polnoči pa je njegov časovni kot enak 12 ur. Po enačbi za časovni kot je zvezdni čas enak vsoti časovnega kota in rektascenzije, torej $S(0^{\mathrm{h}}\,\mathrm{UT}) = 12^{\mathrm{h}}$. Iz slike lahko razberemo tudi rektascenzije Sonca na druge datume in tako ugotovimo, da je ob začetku poletja $S(0^{\mathrm{h}}\,\mathrm{UT}) = 18^{\mathrm{h}}$, ob jesenskem enakonočju $S(0^{\mathrm{h}}\,\mathrm{UT}) = 0^{\mathrm{h}}$ in ob začetku zime $S(0^{\mathrm{h}}\,\mathrm{UT}) = 6^{\mathrm{h}}$. Rezultate za te datume povzema tabela 3.1.

Za druge datume lahko $S(0^{\mathrm{h}}\,\mathrm{UT})$ približno določimo s štetjem dni, pri tem pa upoštevamo, da se zvezdni čas vsak dan poveča za 4 minute, na teden za pol ure in na mesec za 2 uri. Tako je S(0h UT) dne 4. novembra približno enak 0^{h} (23. 9.), ki ga do 23. 10. povečamo na 2^{h}, do konca meseca še za pol ure in tako pridemo na vrednost $2\,\frac{3}{4}^{\mathrm{h}}$ 4. novembra. Točne vrednosti $S(0^{\mathrm{h}}\,\mathrm{UT})$ si lahko preberemo v astronomskih tabelah, v Sloveniji je v knjižici Naše nebo (npr. Dintinjana et al., 2021), ki vsako leto izhaja v okviru založbe UL FMF, njena vrednost navedena v stolpcu "zvezdni čas" tabele o Soncu.

Slika 3.11 prikazuje letno gibanje Zemlje. Označene so tudi orientacije opazovalca ob posameznih časih na vsakega od štirih značilnih datumov v letu. Kot smo omenili, se ura ravna po Soncu, ker pa se Zemlja giblje okoli Sonca, se rektascenzija Sonca spreminja. Posledično je smer, kamor gledamo npr. ob polnoči odvisna od datuma v letu. Tako so ob pomladanskem enakonočju opolnoči najvišje zvezde z rektascenzijo 12^{h}, ob poletnem obratu je njihova rektascenzija 18^{h}, ob jesenskem enakonočju 0^{h} in ob zimskem obratu 6^{h}. Torej lahko govorimo o spomladanskih, poletnih, jesenskih in zimskih ozvezdjih, ki so pač najbolje vidna ob določenem delu leta. Poudariti velja, da vsaka zvezda, ki v naših krajih vzhaja in zahaja, to naredi vsak dan. Vendar pa je v določenem delu leta nad obzorjem ponoči, ob drugem pa podnevi. Lahko spremljamo tudi vidnost določene zvezde v bližini ekvatorja. Kot primer naj bo njena rektascenzija 18^{h}, torej se nahaja v smeri daleč levo od slike 3.11. Ob pomladnem enakonočju jo vidimo v jutranjem delu noči. Nato vzhaja vedno prej in ob začetku poletja je najvišje opolnoči. Vedno bolj zgodnje vzhajanje se nadaljuje in do začetka jeseni jo najdemo najvišje zvečer. Potem se potopi v večerno zarjo in nekaj časa ni vidna, saj je na nebu (skoraj) skupaj s Soncem. Cikel se ponovi, ko zjutraj vzhaja malo pred Soncem in je do pomladanskega enakonočja najvišje na nebu okrog 6. ure zjutraj. Tu smo govorili, kako v naših krajih vidimo zvezdo v bližini ekvatorja. Če je ta zvezda blizu severnega pola (daleč nad papirjem

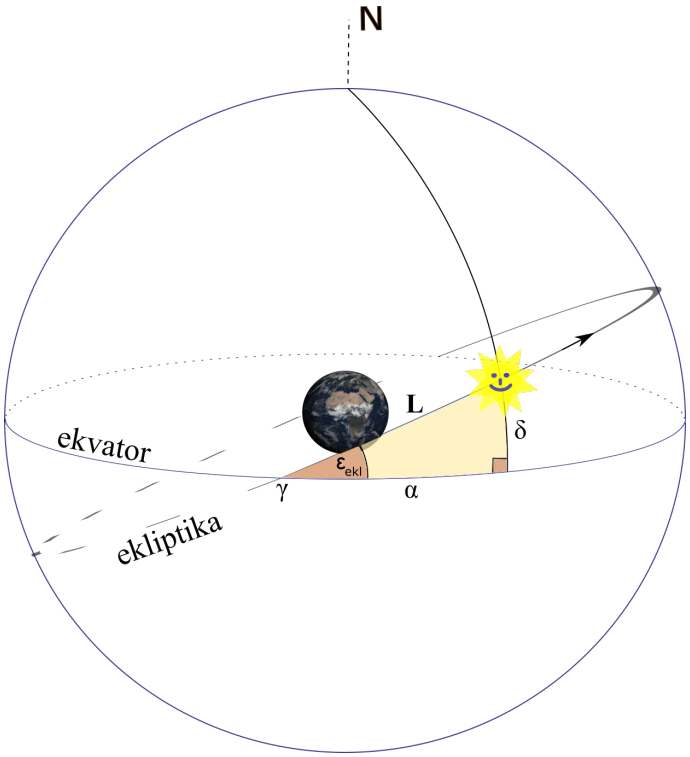


Slika 3.11: Letno gibanje Zemlje. Na Zemljo gledamo iz smeri severnega pola, torej je ekvator v ravnini papirja oziroma zaslona. Ker je spomladansko enakonočje na vrhu, je tir Zemlje okoli Sonca na desni strani nekoliko nad papirjem oziroma zaslonom, na levi pa pod njim. Označene so tudi smeri proti posameznim vrednostim rektascenzije (α).

oziroma zaslonom na sliki 3.11), jo vidimo iz krajev naših geografskih širin vedno nad obzorjem (je nadobzornica). Podobno so zvezde blizu južnega nebesnega pola (daleč za papirjem oziroma zaslonom) vedno pod obzorjem (podobzornice).

3.7 Položaj Sonca na nebu

Ker se Zemlja giblje okoli Sonca, se njegov položaj na nebu spreminja s časom. Doslej smo omenili njegovo rektascenzijo in deklinacijo ob obeh enakonočjih in ob poletnem in zimskem obratu. Tu bomo razpravo posplošili na poljubni datum v letu.



Slika 3.12: Navidezno letno gibanje Sonca. Od pomladišča (γ) je po ekliptiki naredilo pot L. Njegove ekvatorialne koordinate so tedaj enake α in δ.

Sliko 3.11 bomo pogledali, kot bi jo videli z dna zaslona oziroma strani. Torej gledamo iz smeri puščice, ki označuje rektascenzijo 0^{h}. Datum naj bo spomladansko enakonočje, torej je Sonce pred Zemljo. Če držimo Zemljo v središču pogleda, oziroma v središču nebesne krogle, se Sonce v naslednjih dneh pomika desno in rahlo navzgor. Dobimo situacijo, ki je prikazana na sliki 3.12. Deklinacija Sonca je njegova razdalja od nebesnega ekvatorja, rektascenzija pa vzdolž ekvatorja merjena razdalja od pomladišča. Sonce sámo se navidezno premika po ekliptiki, kotno razdaljo od pomladišča smo označili z L. Naklon ekliptike glede na ekvator je enak $\epsilon_{ekl} = 23{,}5^{\mathrm{o}}$, kar je seveda posledica naklona Zemljine osi glede na pravokotnico na njen tir okoli Sonca. Osenčeni trikotnik na sliki 3.12 je krogelni, saj so vse njegove stranice glavni loki. Z uporabo sinusnega izreka ugotovimo, da je $\sin\ \delta\ /\ \sin\ L\ =\ \sin\ \epsilon_{ekl}\ /\ \sin\ 90^{\mathrm{o}}$, tako da sledi zveza za deklinacijo Sonca

$$\sin\delta = \sin\epsilon_{ekl}\ \sin L. \tag{3.15}$$

Za isti trikotnik lahko zapišemo tudi dva kosinusna izreka

$$\begin{aligned} \cos\ \delta &= \cos\ \alpha\ \cos\ L\ +\ \sin\ \alpha\ \sin\ L\ \cos\ \epsilon_{ekl} \\ \cos\ L &= \cos\ \alpha\ \cos\ \delta\ +\ \sin\ \alpha\ \sin\ \delta\ \cos\ 90^{\mathrm{o}}. \end{aligned}$$

Člen s $\cos\ \delta$ v drugi enačbi nadomestimo s prvo enačbo in po preurejanju členov dobimo zvezo za rektascenzijo Sonca

$$\tan\alpha = \cos\epsilon_{ekl}\ \tan L. \tag{3.16}$$

Tako deklinacija kot rektascenzija Sonca sta odvisni od kota L, to je kotne razdalje Sonca od pomladišča (gledano z Zemlje). Zemlja se giblje okoli Sonca skoraj po krožnem tiru, torej tudi

L narašča skoraj povsem enakomerno s časom. Njegovo velikost lahko tako približno[25] dobimo s štetjem dni od pomladanskega enakonočja: $L = (\Delta t \ / \ 365{,}25)\, 360^{\mathrm{o}}$, kjer je Δt število dni od pomladanskega enakonočja.

Zgornji graf na sliki 3.13 prikazuje Sončevo deklinacijo za vsak dan v letu. Uporabili smo zgornjo enačbo, pri vrednosti kotne razdalje Sonca od pomladišča (L) pa smo upoštevali tudi, da se Zemlja giblje po rahlo sploščenem tiru in zato L ne narašča povsem enakomerno s časom. Vendar razlike niso pomembne: če bi vstavili zgoraj omenjeno vrednost L, ki enakomerno raste s številom dni od pomladišča, bi se vrednost deklinacije Sonca od prave vrednosti razlikovala za največ $0{,}4^{\mathrm{o}}$. Spodnji graf na sliki 3.13 prikazuje še spreminjanje rektascenzije Sonca. Kot smo razložili, je njena vrednost ob pomladanskem enakonočju enaka 0, nato pa skoraj enakomerno raste s časom in naredi v enem letu poln obrat. Pri izračunu rektascenzije smo upoštevali zgornjo enačbo, v katero smo za L vstavili točno vrednost za sploščeni Zemljin tir. Zopet bi dobili skoraj enak rezultat, če bi računali z enakomerno rastočo vrednostjo L. Razlika do prave vrednosti ne bi presegla $0{,}06^{\mathrm{h}}$.

S slike 3.13 se zdi, da rektascenzija Sonca enakomerno raste s časom. Iz zgornje enačbe za Sončevo rektascenzijo vidimo, da to ni povsem res. Razlika je majhna, vendar ima zanimivo posledico. Naš in s tem zvezdni čas tečeta enakomerno. Ker pa se rektascenzija ne spreminja povsem enakomerno s časom, nam enačba 3.12 za časovni kot pove, da trenutki, ko bo časovni kot Sonca enak nič, ne nastopijo vsak dan ob enaki uri. Razlika je majhna, vendar Sonce zato na istem kraju doseže najvišjo točko na nebu do 15 minut prej ali kasneje. Razliko v knjižici Naše nebo (Dintinjana et al., 2021) najdemo navedeno pod imenom časovna enačba. To je treba upoštevati, če želimo meriti čas po Sončni uri. Popravek, ki ga na uri označimo s krivuljo v obliki raztegnjene osmice, imenujemo analema. Sonce torej ni na jugu in najvišje na nebu točno opoldne, ker kot prvo naša geografska dolžina morda ni enaka 15 stopinjam vzhodno. Kot drugo pa celo v Zagorju, ki je natanko 15 stopinj vzhodno od Greenwiškega meridiana, Sonce ni na jugu točno opoldne, ampak ta trenutek niha do 15 minut pred in po poldnevu. Kot tretje je treba končno upoštevati še poletni čas, ki te čase iz približno 12. premakne na približno 13. uro.

Slika 3.14 prikazuje časovni potek višine in azimuta Sonca na štiri značilne dneve v letu. Podobno slika 3.15 v krogelnih koordinatah prikazuje medsebojno odvisnost azimuta in višine nad obzorjem. Če bi na to sliko za določeno opazovališče vrisali višinske kote hribov v odvisnosti od azimuta, bi lahko ugotovili, kolikšen del poti nad matematičnim obzorjem je Sonce tudi dejansko vidno. Rezultat bi lahko primerjali s časovnim potekom osvetlitve in tako ugotovili vpliv določenega hriba na rastje v dolini pod njim. O tem bomo govorili v naslednjem poglavju.

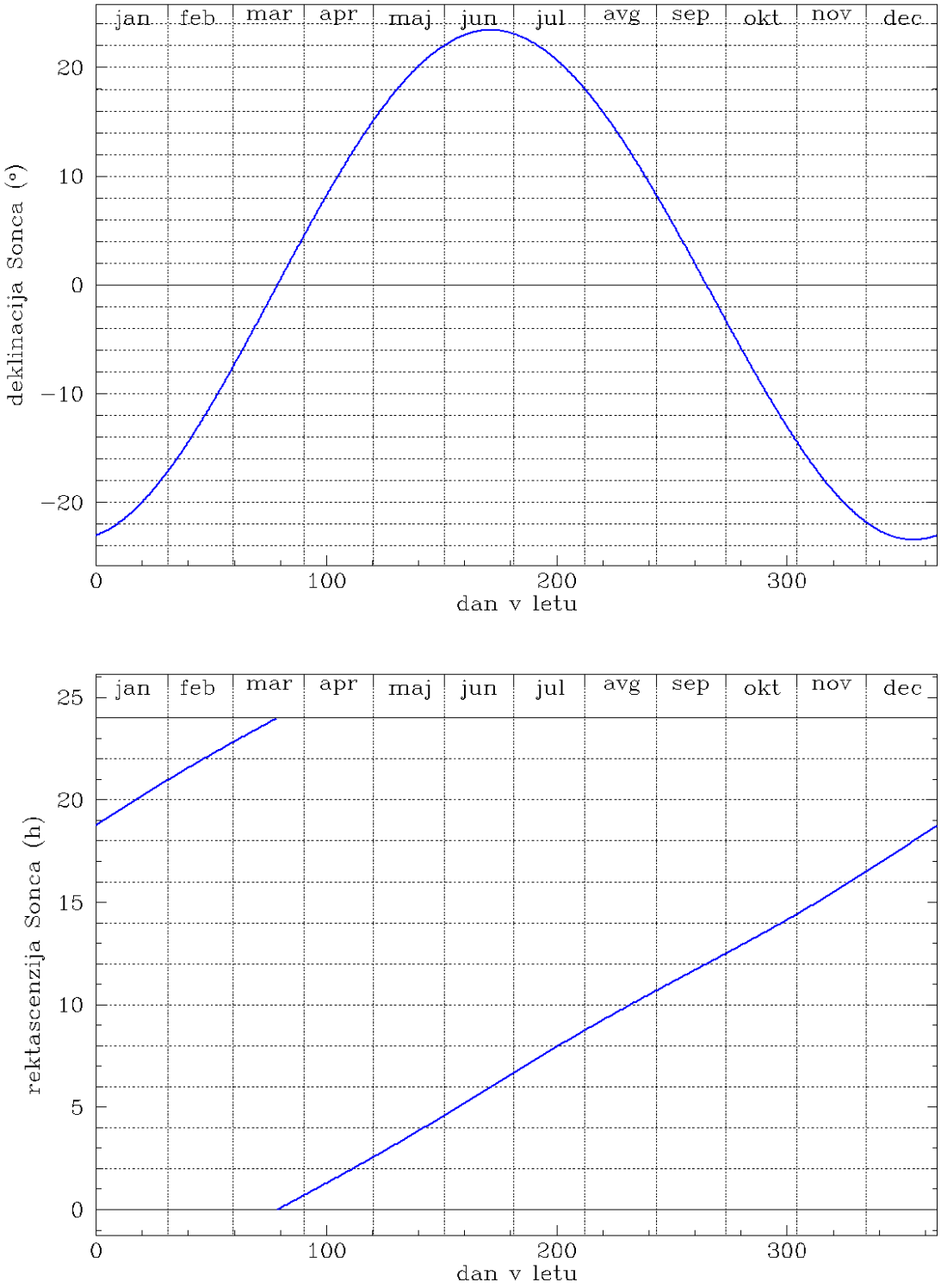
3.8 Obsevanost

Sonce lahko sveti na teren pravokotno ali pa poševno. Slika 3.16 pojasnjuje, da je energija, ki v določenem času pade na določeno ploskev terena sorazmerna s sinusom naklonskega kota žarkov. Če Sonce teren osvetljuje od strani, je njegova osvetljenost manjša. Poleg tega je treba upoštevati tudi dejstvo, da imajo žarki skozi atmosfero različno dolgo pot. Če je Sonce v zenitu, je pot skozi atmosfero najkrajša, pri Soncu nizko nad obzorjem pa je pot precej daljša. Ker atmosfera celo ob jasnem vremenu ni povsem prozorna za Sončevo svetlobo, majhen naklon nad obzorjem dodatno zmanjšuje osvetljenost. Pri izračunu nadaljnih slik smo privzeli, da se pri navpični poti žarkov skozi atmosfero 40% njihove energije absorbira v ozračju, tako da le 60% doseže tla. Taki pogoji so za Slovenijo tipični. Pri poševnem vpadu je delež energije, ki doseže tla, še manjši.

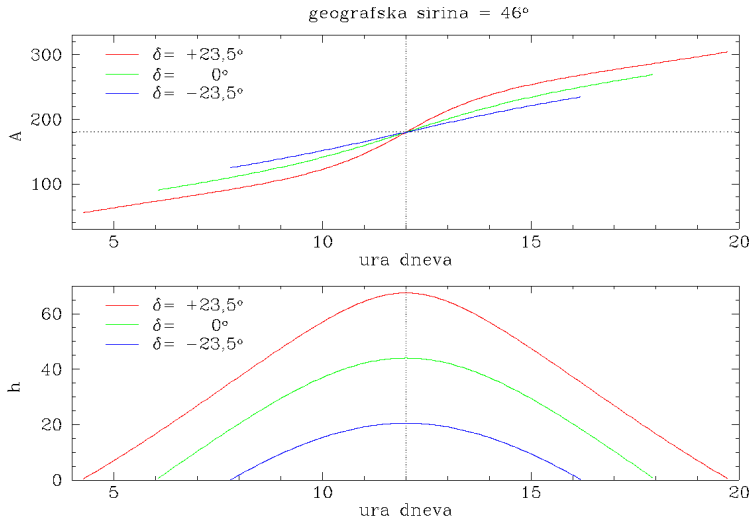
Slika 3.17 prikazuje relativno obsevanost vodoravnega terena skozi dan za štiri značilne datume: enakonočji ter zimski in poletni obrat. Vidimo, kako se spreminja čas obsevanja ter njegova jakost. Če seštejemo prispevke skozi ves dan, je obsevanost ob začetku poletja 2-krat večja kot ob začetku pomladi ali jeseni. Morda presenetljivo pa je obsevanost ob začetku zime več kot 6-krat manjša kot ob enakonočjih. Torej razumemo, zakaj imajo na geografski širini 46o in v celinskem podnebju (na primer v Mongoliji) lahko ekstremno velike razlike v poletnih in zimskih temperaturah. Pri nas se seveda pozna vpliv Zalivskega toka, zato so nihanja manjša.

Slika 3.18 kaže dnevno obsevanost terena skozi leto. Povprečen naklon terena v Sloveniji je enak 15^{o}, torej so poleg vodoravnega terena narisani tudi rezultati za tak nagib terena v različnih smereh.

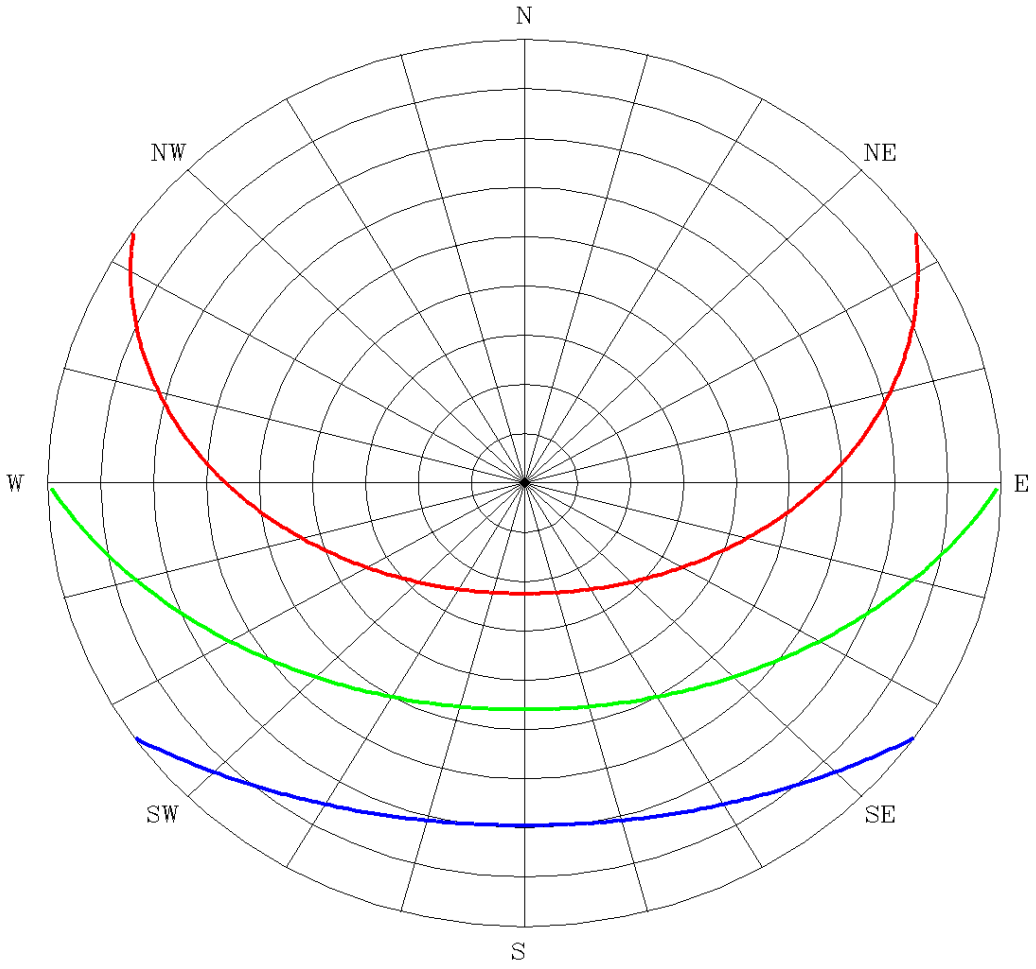
[25] Točneje zvezo med kotom L in številom dni Δt podaja enačba 5.33. Paziti pa moramo na zamik med količinami: kot L in število dni Δt merimo od trenutka pomladišča, medtem ko sta ϑ in M v radianih izražena kota glede na trenutek, ko je Zemlja na svojem tiru najbližje Soncu, kar se zgodi (blizu) 3. januarja.



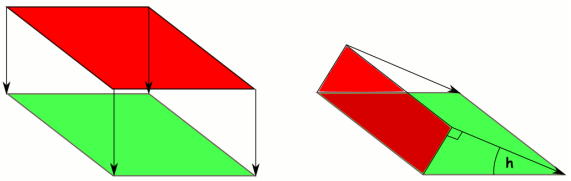
Slika 3.13: Deklinacija (zgoraj) in rektascenzija (spodaj) Sonca skozi leto.



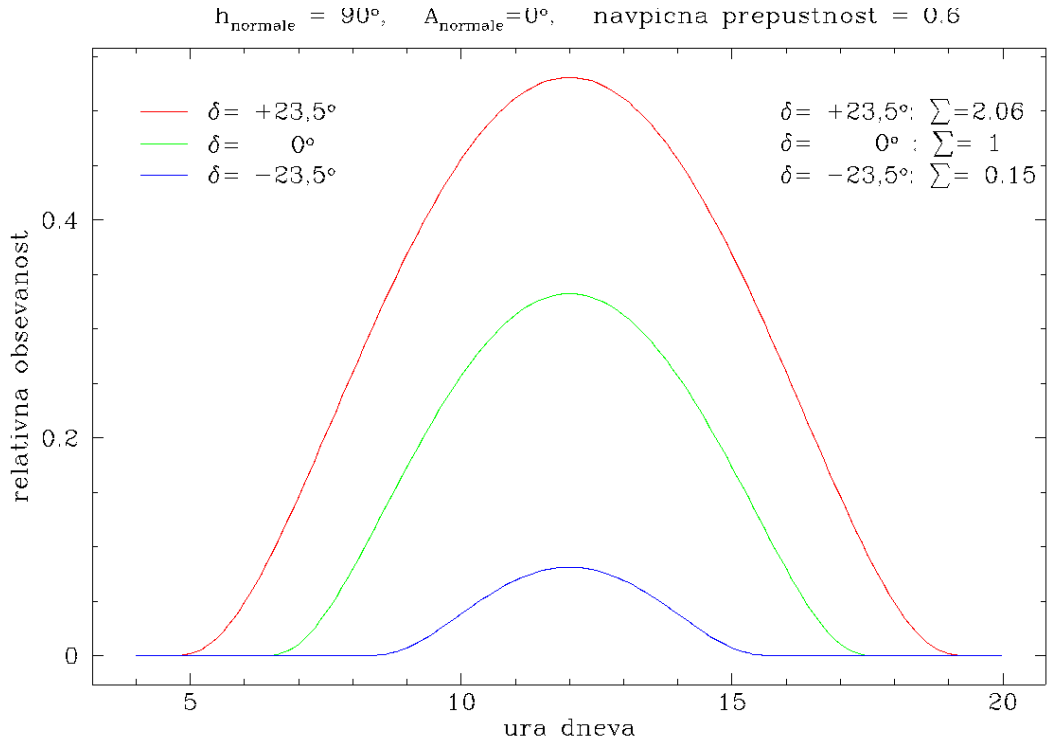
Slika 3.14: Azimut Sonca in njegova višina nad obzorjem skozi dan za značilne datume: enakonočji (zeleno), poletni obrat (rdeče) in zimski obrat (modro). Slika je risana za geografsko širino 46°. Pri risanju smo zanemarili vpliv časovne enačbe.



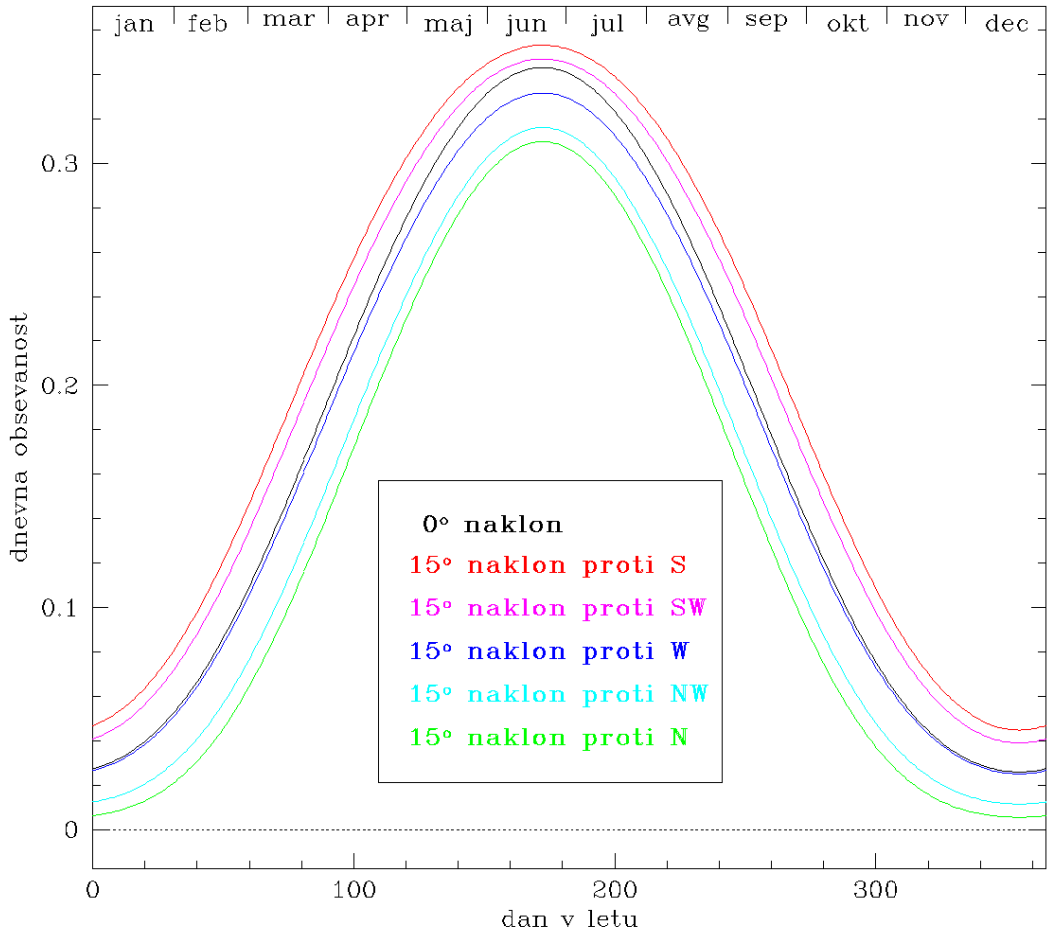
Slika 3.15: Azimut in višina Sonca nad obzorjem za enakonočji (zeleno), poletni obrat (rdeče) in zimski obrat (modro). Zenit je v sredini kroga, obzorje pa na obodu. Koncentrični krogi se razlikujejo po višini za 10°, radialne črte pa po azimutu za 15°. Slika je risana za geografsko širino 46°.



Slika 3.16: Osvetljenost vodoravne zelene ploskve je odvisna od višine Sonca nad obzorjem (h). Če je Sonce v zenitu (leva skica), je presek snopa Sončevih žarkov enak ploščini osvetljene zelene ploskve. Če pa je Sonca nižje nad obzorjem (desna skica), enako zeleno ploskev osvetljuje ožji presek Sončevih žarkov. S skice razberemo, da je osvetljenost sorazmerna s sin h.



Slika 3.17: Relativna obsevanost vodoravnega terena skozi dan za štiri značilne datume: enakonočji (zeleno) ter zimski (modro) in poletni (rdeče) obrat. Relativna obsevanost bi bila enaka 1, če bi žarki vpadali navpično in ne bi bilo atmosferske absorpcije. Ploščina pod rdečo krivuljo (obsevanost na prvi poletni dan) je 2-krat večja kot ob enakonočjih. Na prvi zimski dan pa teren prejme le 15% energije, ki jo prejme ob enakonočjih. Slika je risana za geografsko širino 46°.



Slika 3.18: Dnevna obsevanost terena skozi leto. Normalizirali smo jo tako, da bi imela vrednost 1, če bi Sonce sijalo 12 ur dnevno v smeri pravokotno na teren in če ne bi bilo absorpcije Sončeve svetlobe v atmosferi. Različne barve predstavljajo rezultate za vodoravni teren (črno) in za terene nagnjene za 15° v različnih smereh. Rdeča krivulja je za južno pobočje, modra zahodno in zelena za severno pobočje. Rezultat za pobočja nagnjena proti vzhodu je seveda enak kot za narisana ustrezna zahodna pobočja. Risano za geografsko širino 46°. Narisana je le direktna obsevanost, difuzna svetloba, ki se sipa v atmosferi, pozimi nekoliko poveča dejansko obsevanost zlasti severnih pobočij.

Bralec sam lahko s primerjavo rezultata za vodoraven in za 15° nagnjen teren sklepa, kakšen bi bil rezultat za naklone med 0° in 15°, pa tudi, kako bi izgledala krivulja za dokaj strma pobočja z naklonom 30°. Impresivna se zdi zlasti razlika v dnevni obsevanosti med zimo in poletjem. Vidimo tudi, da je ob začetku poletja obsevanost podobna za vse terene z naklonom med 0° in 15°, ne glede na smer nagiba. Ob začetku zime je drugače: ker je Sonce ves dan nizko nad južnim obzorjem, so južna pobočja bistveno bolj obsevana od severnih.

Vsi rezultati so dobljeni ob predpostavki, da nam obsevanosti ne zmanjšuje relief, na primer hribi, ki del dneva zastirajo Sonce. Spreten bralec pa bo ta vpliv znal ovrednotiti. Slika 3.15 mu bo povedala, v katerih azimutih je na posamezni dan v letu Sonce zastrto zaradi reliefa. S sliko 3.14 bo ta azimut pretvoril v ure dneva, ko Sonce ni vidno. Sedaj lahko s sliko 3.17 ocenimo, koliko se to pozna na dnevni obsevanosti za karakteristične dneve v letu. Končno tako dobimo občutek, koliko je treba zmanjšati dnevne obsevanosti na sliki 3.18 , kjer seveda uporabimo krivuljo za ustrezni naklon in smer pobočja. Pomagamo si lahko tudi s podatki o dnevnem trajanju sončnega obsevanja, ki ga za posamezne meteorološke postaje najdemo v arhivu meteoroloških opazovanj na portalu https://meteo.arso.gov.si.

Sonce je za nas pomembno zaradi svetlobe, ki jo seva. Ob Zemlji je gostota svetlobnega toka enaka $j_Z = 1{,}4\ \mathrm{kW/m^2}$. Do Zemljske površine zaradi obsorpcije v atmosferi pride le približno 700-900 $\mathrm{W/m^2}$, torej je enota za obsevanost na sliki 3.18 približno enaka 12 $h \cdot 800\ \mathrm{W\,m^{-2}} = 9{,}6\,\mathrm{kWh}$. Iz slike razberemo, da kvadratni meter celo ob poletnem obratu, ko je Sonce najvišje in najdlje nad obzorjem, sprejme dnevno do $0{,}35 \cdot 9{,}6\,\mathrm{kWh} = 3{,}4$ kWh. Na lep sončni dan ob zimskem obratu pa je energija le $0{,}02 \cdot 9{,}6$ kWh $= 0{,}19$ kWh. V Sloveniji kvadratni meter strehe z naklonom 40° proti jugu tako s sončnimi celicami z izkoristkom 21% proizvede približno 200 kWh letno. Če je enako nagnjena streha obrnjena proti zahodu ali vzhodu, je proizvodnja približno 70% te vrednosti, za vodoravne panele pa 80% te vrednosti. Podatki se med posameznimi kraji v Sloveniji razlikujejo le za približno ±10%. S preprostim množenjem ugotovimo, da bi za nadomestek elektrarne v Krškem ali v Šoštanju morali s paneli pokriti več deset kvadratnih kilometrov. Torej sončne elektrarne pomenijo veliko rabo prostora in s tem obremenjujejo okolje. Ob tem bi take elektrarne pozimi ali ob slabem vremenu proizvajale zelo malo elektrike. Avtor je torej entuziastičen podpornik pokrivanja streh s sončnimi paneli (in je to tudi sam naredil), vendar pa preprosto sklepanje pove, da samo sonce, veter in hidro energija v Sloveniji ne zadostujejo, saj niso dovolj stabilni viri. Torej bomo v naslednjih desetletjih nujno potrebovali tudi jedrsko energijo.

3.9 Alternative ekvatorialnih koordinat

Smer proti objektu na nebu lahko opišemo z njegovo višino nad obzorjem h in azimutom A, vendar se oba s časom spreminjata. Zato smo ta dva kota povezali z ekvatorialnimi koordinatami objekta, deklinacijo δ in rektascenzijo α. Pri altazimutalnih koordinatah h in A je referenčna ravnina obzorje, pri ekvatorialnih pa nebesni ekvator, to je ravnina pravokotna na smer Zemljine vrtilne osi. Vendar to ni edina možnost. V Osončju se planeti in precejšnji del asteroidov okoli Sonca giblje po tirih, ki so le malo nagnjeni na ravnino Zemljinega tira okoli Sonca, ki ji pravimo ekliptika. Torej je položaj teh teles praktično opisati glede na referenčno ravnino ekliptike. Podobno je velik del zvezd in drugih objektov v naši Galaksiji blizu galaktične ravnine Rimske ceste, ki zato predstavlja smiselno referenčno ravnino za opis položajev v Galaksiji. Tudi bližnje galaksije niso nanizane povsem naključno, ampak jih je precej blizu tako imenovane supergalaktične ravnine. Ekliptika, galaktična in supergalaktična ravnina torej predstavljajo referenco za nove tipe ekliptičnih, galaktičnih in supergalaktičnih koordinat. Skupno vsem je, da so le zasukana verzija ekvatorialnih koordinat. V nadaljevanju bomo navedli enačbe za pretvorbo med njimi.

3.9.1 Ekliptične koordinate

Ekvatorialni koordinati δ in α merita kotno razdaljo objekta od nebesnega ekvatorja in kot vzdolž nebesnega ekvatorja od pomladišča v smeri proti vzhodu do meridiana objekta. Ekvivalentna kota glede na ravnino ekliptike merita ekliptični koordinati[26] ekliptična širina B in ekliptična

[26] V literaturi ekliptično širino in dolžino pogosto označujejo z β in λ. Ker ta simbola označujeta druge količine, tu raje uporabimo črki B in L.

dolžina L. Namesto ekvatorilnih, lahko smer proti objektu opišemo z enotskim vektorjem v kartezičnem koordinatnem sistemu, ki ima os x proti pomladišču in os z v smeri severnega pola. Podobno naredimo tudi z ekliptičnimi koordinatami, zopet je x v smeri pomladišča, z pa v smeri ekliptičnega pola, to je smeri na severni nebesni polobli, ki je pravokotna na ravnino ekliptike. Prehod med obema setoma koordinat je le zasuk za kot ϵ_{ekl} okoli osi x

$$\begin{aligned} \cos L \cos B &= \cos\alpha \cos\delta \\ \sin L \cos B &= \cos\epsilon_{ekl} \sin\alpha \cos\delta + \sin\epsilon_{ekl} \sin\delta \\ \sin B &= -\sin\epsilon_{ekl} \sin\alpha \cos\delta + \cos\epsilon_{ekl} \sin\delta. \end{aligned} \tag{3.17}$$

Tu je $\epsilon_{ekl} = 23{,}43927944^{\mathrm{o}} - 1{,}301021361 \cdot 10^{-4\,\mathrm{o}}\, T - 5{,}086 \cdot 10^{-12\,\mathrm{o}}\, T^2 + 5{,}565 \cdot 10^{-13\,\mathrm{o}}\, T^3$, kjer je T število julijanskih let[27] od začetka leta 2000, na ta trenutek pa se nanašajo tudi ekvatorialne koordinate (United States Naval Observatory, 2009). Naklon ekliptike se s časom rahlo spreminja zaradi motenj ostalih planetov na Zemljin tir. Obratna transformacija je preprosta, spremeniti moramo le predznak kota zasuka in zamenjati (L, B) in (α, δ). Posebni primer prehoda med ekliptičnimi in ekvatorialnimi koordinatami je bil račun deklinacije in rektascenzije Sonca (enačbi 3.15 in 3.16), kjer smo upoštevali, da je ekliptična širina Sonca enaka nič.

3.9.2 Galaktične koordinate

Galaktična širina b meri kotno razdaljo od ravnine Rimske ceste, galaktična dolžina l pa kot vzdolž galaktične ravnine. Pozitivna smer kota b je izbrana tako, da ima severni nebesni pol pozitivno širino. Galaktična dolžina raste proti vzhodu, njeno izhodišče pa je smer proti dogovorjenemu središču Galaksije. Galaktične koordinate (l, b) so v stalni zvezi z ekvatorialnimi koordinatami (α, δ), ki so veljale v začetku leta 2000, enačbe za transformacijo so

$$\begin{aligned} \sin b &= \sin\delta_{\mathrm{SGP}} \sin\delta + \cos\delta_{\mathrm{SGP}} \cos\delta \cos(\alpha - \alpha_{\mathrm{SGP}}) \\ \cos b \sin(l_{\mathrm{SP}} - l) &= \cos\delta \sin(\alpha - \alpha_{\mathrm{SGP}}) \\ \cos b \cos(l_{\mathrm{SP}} - l) &= \cos\delta_{\mathrm{SGP}} \sin\delta - \sin\delta_{\mathrm{SGP}} \cos\delta \cos(\alpha - \alpha_{\mathrm{SGP}}), \end{aligned} \tag{3.18}$$

oziroma

$$\begin{aligned} \sin\delta &= \sin\delta_{\mathrm{SGP}} \sin b + \cos\delta_{\mathrm{SGP}} \cos b \cos(l_{\mathrm{SP}} - l) \\ \cos\delta \sin(\alpha - \alpha_{\mathrm{SGP}}) &= \cos b \sin(l_{\mathrm{SP}} - l) \\ \cos\delta \cos(\alpha - \alpha_{\mathrm{SGP}}) &= \cos\delta_{\mathrm{SGP}} \sin b - \sin\delta_{\mathrm{SGP}} \cos b \cos(l_{\mathrm{SP}} - l), \end{aligned} \tag{3.19}$$

kjer sta rektascenzija in deklinacija severnega galaktičnega pola enaki $\alpha_{\mathrm{SGP}} = 192{,}8595^{\mathrm{o}}$ in $\delta_{\mathrm{SGP}} = 27{,}1284^{\mathrm{o}}$, medtem ko ima severni pol galaktično dolžino $l_{\mathrm{SP}} = 122{,}9320^{\mathrm{o}}$. Smer proti središču Galaksije ima ekvatorialne koordinate $\alpha_{\mathrm{J2000.0}} = 266{,}4168371^{\mathrm{o}}$, $\delta_{\mathrm{J2000.0}} = -29{,}0078106^{\mathrm{o}}$ in leži v ozvezdju Strelca.

Pogosto namesto polarnih koordinat (d,l,b), kjer je d oddaljenost objekta, uporabljamo kartezične koordinate (X,Y,Z). Navadno je Sonce v izhodišču koordinatnega sistema, X je usmerjen proti središču Galaksije, Y v smer vrtenja Galaksije in Z proti severnemu galaktičnemu polu. V tem primeru veljajo običajne zveze za prehod med polarnimi in kartezičnimi koordinatami:

$$X = d \cos b \cos l, \quad Y = d \cos b \sin l, \quad Z = d \sin b. \tag{3.20}$$

So pa v literaturi pogosti tudi drugačni dogovori glede točke, ki označuje izhodišče koordinatnega sistema in glede usmerjenosti posameznih osi (os X na primer lahko kaže proč od smeri proti galaktičnemu središču). Torej moramo vedno pojasniti in preveriti, kakšen dogovor je bil uporabljen.

3.9.3 Supergalaktične koordinate

Supergalaktične koordinate so uporabne za preučevanja porazdelitve bližnjih galaksij (npr. Courtois et al., 2013). Uvedli so jih De Vaucouleurs et al. (1991). Severni supergalaktični pol

[27] Julijansko leto ima 365,25 dni.

ima galaktične koordinate $l = 47{,}37^o$, $b = 6{,}32^o$. Supergalaktična dolžina l_{SG} in širina b_{SG} imata vrednost nič v presečišču supergalaktične in galaktične ravnine pri galaktičnih koordinatah $l = 137{,}37^o$, $b = 0$. Z oznakami $l_o = 137{,}37^o$, $t_o = 6{,}32^o$ pretvorimo galaktične koordinate (l,b) v supergalaktične (l_{SG},b_{SG}) s transformacijo

$$\begin{aligned} \cos l_{SG} \cos b_{SG} &= \cos l_o \cos l \cos b + \sin l_o \sin l \cos b \\ \sin l_{SG} \cos b_{SG} &= \sin t_o(-\sin l_o \cos l \cos b + \cos l_o \sin l \cos b) + \cos t_o \sin b \\ \sin b_{SG} &= -\cos t_o(-\sin l_o \cos l \cos b + \cos l_o \sin l \cos b) + \sin t_o \sin b. \end{aligned} \tag{3.21}$$

3.10 Popravki k orientaciji po nebu

Doslej smo zgradili sliko, ki nam iz koordinat objekta na nebu, lege našega opazovališča, časa in datuma v letu omogoča izračunati višino in azimut objekta. Razpravo smo dopolnili s podrobnejšo razpravo o položaju Sonca in o osvetljenosti in obsevanosti površja. Pri tem smo vseskozi privzeli, da je pot žarkov skozi zemeljsko atmosfero ravna ter da se položaj objekta na nebu ne spreminja. Slednje seveda za Sonce ne velja, o čemer smo že govorili. Prav tako se po nebu premikajo tudi planeti, kar bomo omenili kasneje. Zanimivo pa je, da niti koordinate (rektascenzija in deklinacija) nobene od zvezd niso stalne. O tem ter o poti žarkov skozi atmosfero bomo govorili v tem razdelku, ki bo na kratko opisal, kakšne popravke to prinese k naši sliki.

Popravkov je pet: lom svetlobe v atmosferi, aberacija svetlobe, precesija Zemljine osi, trigonometrična paralaksa in lastno gibanje zvezd.

3.10.1 Lom svetlobe

Svetloba iz vesolja mora na koncu svoje poti skozi Zemljino atmosfero. Pri tem prehaja iz zelo redkih plasti v višinah v vedno gostejše plasti pri tleh. Pri tem se lomi k vpadni pravokotnici, podobno kot se lomi svetloba pri prehodu iz redkejšega zraka v gostejšo vodo. Zato zvezdo opazimo na večji višini h, kot bi jo, če atmosfere ne bi bilo. Azimut objekta se ne spremeni.

Z višino gostota zraka hitro pada. Na višini 6 km pade na polovico gostote, ki jo ima na morski gladini. Ta višina je le tisočinka polmera Zemlje. Zemljo si torej predstavljamo kot metrsko kroglo oblečeno v milimeter debelo ozračje. Zemljina atmosfera je tanka v primerjavi s krivinskim radijem Zemlje. Torej lahko razmislimo, kako se lomi žarek, ko na poti proti ploščatemu površju vstopa skozi planparalelne plasti. Če ima plast i lomni količnik n_i, naslednja, to je $i+1$-va plast pa lomni količnik n_{i+1} in je smer žarka glede na vpadno pravokotnico v i-ti plasti z_i in v naslednji z_{i+1}, velja lomni zakon

$$n_i \sin z_i = n_{i+1} \sin z_{i+1} \;\rightarrow\; n_i \cos h_i = n_{i+1} \cos h_{i+1}. \tag{3.22}$$

V drugem koraku smo upoštevali, da je smer glede na navpičnico z_i komplementarni kot višine nad obzorjem h_i. To je enačba za lom svetlobe na prehodu med i-to in $i+1$-vo plastjo. Vendar je takih plasti veliko, saj se gostota in s tem lomni količnik v atmosferi stalno spreminja. Vzemimo, da atmosfero razdelimo v zelo veliko število plasti (N). Vakuum okolnega vesolja naj bo plast 0 z lomnim količnikom $n_0 \equiv 1.0$, opazovalec pa je v plasti $i = N$, z lomnim količnikom n_{opaz}. Za vsako naslednjo plast moramo napisati enačbo tipa 3.22, tako da imamo opravka z zelo velikim številom sklopljenih enačb, ki nam popisujejo, kako se med prehodom skozi atmosfero spreminja višina h. K sreči je ta sistem enačb preprost, saj je desna stran ene enačbe enaka levi strani naslednje. Tako velja tudi, da je leva stran prve enačbe enaka desni strani zadnje:

$$n_0 \cos h_0 = n_{opaz} \cos h_{opaz}. \tag{3.23}$$

Žarek v atmosferi ne zavije veliko, torej sta višini ob vstopu v atmosfero in pri opazovalcu podobni. Zapišemo $\cos h_{opaz} = \cos(h_0 + \Delta h) = \cos h_0 \cos \Delta h - \sin h_0 \sin \Delta h \simeq \cos h_o - \Delta h \sin h_0$. Ko to vstavimo v enačbo 3.23, dobimo

$$\Delta h = (n_{opaz} - 1) \cot h_0. \tag{3.24}$$

Vrednost $n_{opaz} - 1$ je sorazmerna z gostoto, ker je zrak idealni plin, pa tudi s količnikom tlaka in temperature (enačba 4.46). Za tlak $1{,}01325 \cdot 10^5$ Pa in temperaturo 15 °C = 288,15 K je v

suhem zraku pri valovni dolžini 550 nm lomni količnik enak $n_{opaz} = 1{,}000278$. Torej zvezdo, ki bi bila brez atmosfere na višini 45 stopinj nad obzorjem, v atmosferi vidimo nekoliko višje. Njena višina se poveča za $\Delta h = 0{,}000278$ radiana $= 57{,}3''$. Za druge valovne dolžine velja zveza (https://refractiveindex.info/?shelf=other&book=air&page=Ciddor)

$$n_{opaz} - 1 = \frac{0{,}05792105}{238{,}0185 - (1\mu\mathrm{m}/\lambda)^2} + \frac{0{,}00167917}{57{,}362 - (1\mu\mathrm{m}/\lambda)^2}. \tag{3.25}$$

Spremembe v višini (enačba 3.24) so odvisne od višinskega kota samega: če žarek vstopa v navpični smeri ($h = 90^o$), popravka ni, saj ga tudi opazovalec vidi v smeri zenita. Pri naklonu 45^o je popravek malo manjši od ene ločne minute. Za objekt na obzorju bi popravek po enačbi 3.24 šel preko vseh meja. To ni smiselno, razlog za težavo pa je v naši predpostavki, da smo Zemljo obravnavali kot ploščato. Za nizke višine nad obzorjem se pozna, da ima žarek skozi atmosfero zelo dolgo pot. Pri višini $h = 5^o$ je na višini 6 km, ko je še skoraj 70 km daleč. Za žarke blizu obzorja je torej treba upoštevati ukrivljenost Zemlje, zaradi česar pravokotnice na zaporedne plasti niso več med seboj vzporedne, kot smo predpostavili v sistemu enačb 3.22. Za višine $h_{opaz} < 15^o$ torej uporabljamo zvezo

$$\Delta h = 34' \, \frac{1 + 0{,}123 h_{opaz} + 0{,}0013 h_{opaz}^2}{1 + 0{,}505 h_{opaz} + 0{,}0845 h_{opaz}^2}, \tag{3.26}$$

kjer višino vstavimo v stopinjah. Na obzorju torej popravek ni neskončen, kot bi zmotno trdili po enačbi 3.24, ampak je enak 34 ločnim minutam. Torej je Sonce, ki zahaja za morsko gladino, v resnici tedaj 34' pod obzorjem. Popravek je sicer relativno majhen, ima pa nekatere zanimive posledice. Čas med vzhodom in zahodom je zato vedno nekoliko daljši, kot bi bil, če loma ne bi bilo. Dan ob enakonočju tako ne traja točno 12 ur, ampak malenkost več. Tudi ni res, da Sonce na severnem geografskem polu prvič opazimo ob pomladanskem enakonočju. Ker zaradi loma vidimo nekoliko "za vogal", pa tudi zato, ker ima Sonce precejšnjo kotno velikost, ga uzremo kar nekaj dni prej, poslovi pa se kar nekaj dni po jesenskem enakonočju.

Zaradi loma vidimo blizu obzorja popačeno sliko: deli bližje obzorju so zaradi loma dvignjeni bolj od tistih, ki so dlje od obzorja. Sonce in tudi Luna sta zato ob vzhodu ali zahodu sploščena. Ker se med dolgo potjo skozi atmosfero skoraj vsa modra in večina rumene svetlobe sipa v atmosferi, so Sonce, Luna in tudi zvezde blizu obzorja obarvani rdeče. Spomnite se romantičnih sončnih zahodov na morju, ko se sploščeno eliptično sonce potaplja v valove. Ker tedaj zremo zelo daleč, včasih vidimo posebne pojave: Sonce morda ni videti kot gladka elipsa, ampak kot da bi posamezne višinske pasove slike nekdo pomešal med seboj. To se lahko tudi zares zgodi, saj enačbe, ki smo jih zapisali, opisujejo le povprečne razmere, ko gostota pada z višino. Včasih so višje plasti lahko tudi gostejše, po enačbi idealnega plina (4.46) se to zgodi, če so nižje plasti bistveno toplejše, recimo v poletnem večeru, ki sledi vročemu dnevu. Kot skrajni primer pride lahko celo do ukrivljanja žarka v nasprotno smer, vsi poznamo zrcaljene slike predmetov nad vročim asfaltom.

Enačbi 3.24 in 3.25 povesta, da je lom svetlobe večji za žarke krajših valovnih dolžin. Modro svetlobo zvezde bomo torej videli na malenkost višji višini nad obzorjem kot njeno rdečo svetlobo. Ob nestabilnih razmerah, pa tudi to včasih ni res. Mnogi fotografi ob sončnem zahodu skušajo fotografirati tako imenovani redek pojav, ki mu pravimo zeleni žarek (green flash), ko se za kakšno sekundo vrh diska zahajajočega rdečega sonca obarva zeleno.

3.10.2 Aberacija svetlobe

Zemlja potuje okoli Sonca. V enem letu opiše obseg kroga s polmerom $\sim 150.000.000$ kilometrov. Hitro lahko izračunamo, da to pomeni, da potuje s hitrostjo $v_z = 30$ km v sekundi. Ta hitrost seveda ni majhna (še dobro, da gre atmosfera z nami!), pa vendar je precej manjša od svetlobne hitrosti, ki je enaka $c = 300.000$ km s^{-1}. Gibanje Zemlje vpliva na smer, v kateri vidimo objekte na nebu. Položaj je podoben, kot če se v dežju vozimo s kolesom. Med vožnjo je treba, da nismo mokri, dežnik nagniti naprej. Pri svetlobi pa moramo naprej, to je v smer kroženja Zemlje okoli Sonca, nagniti teleskop. Ker je Zemljina hitrost le 10-tisočinka svetlobne hitrosti, je nagib majhen. (V dežju je kolesarjeva hitrost bolj primerljiva s hitrostjo padanja dežnih kapelj.) Torej lahko tudi za svetlobo pojav opišemo s preprosto galilejsko transformacijo koordinatnih sistemov. Če je kot med opazovanim objektom in smerjo trenutnega gibanja Zemlje v mirujočem sistemu enak χ_{inerc}, v sistemu, ki se giblje skupaj z Zemljo, pa χ_{opaz}, lahko narišemo zelo špičast ravninski trikotnik s

prvo stranico z dolžino $v_z t$ poravnano s smerjo Zemlje in drugo stranico z dolžino ct. Kot χ_{inerc} je zunanji kot trikovnika v ogljišču, kjer se stikata ti dve stranici, kot χ_{apaz} pa notranji kot na drugi strani prve stranice. Upoštevamo, da je zunanji kot enak vsoti notranjih neprileţnih kotov, ter zapišemo sinusni izrek

$$\frac{v_z}{c} = \frac{\sin(\chi_{inerc} - \chi_{opaz})}{\sin \chi_{opaz}}.$$

Razlika med kotoma je majhna, torej dobimo

$$\chi_{opaz} \simeq \chi_{inerc} - \frac{v_z}{c} \sin \chi_{inerc}, \tag{3.27}$$

kjer je treba kote vstavljati v radianih. Kot χ_{inerc} izračunamo iz tabel koordinat nebesnih objektov, ki so vedno podane v inercialnem koordinatnem sistemu, ki miruje glede na težišče Osončja. Kot χ_{opaz} pa je kot, ki ga izmerimo na gibajoči se Zemlji. Razlika med kotoma je največja, ko opazujemo objekt v smeri pravokotni na trenutno smer gibanja Zemlje. V tem primeru je popravek smeri enak 20.5", torej tretjini ločne minute. Če svetloba prihaja vzdolž smeri trenutne Zemljine hitrosti, pa popravka ni. Tekom leta se tako navidezni položaji oddaljenih objektov pomikajo po elipsi z veliko polosjo 20,5". Mala polos elipse je enaka veliki polosi pomnoženi s sinusom kota med ravnino ekliptike in smerjo proti objektu.

Meritev aberacije svetlobe skozi leto nam po enačbi 3.27 da vrednost v_z/c. Ob poznani svetlobni hitrosti tako lahko izračunamo hitrost Zemlje na poti okoli Sonca. Ker vemo, da pridemo okoli v enem letu, nam to da tudi razdaljo do Sonca. Na pojmovnem nivoju je obstoj aberacije svetlobe eden od dokazov o pravilnosti heliocentričnega in ne geocentričnega sistema.

3.10.3 Precesija Zemljine osi

Doslej smo privzeli, da Zemljina vrtilna os vedno kaže v isto smer v prostoru. Tako je stalen tudi položaj obeh nebesnih polov. To kar dobro velja od dneva do dneva in tudi od leta do leta, na daljši rok pa ne povsem. Zemlja namreč ni povsem okrogla: na polih je njen polmer manjši kot na ekvatorju. Zato Sonce deluje nanjo z navorom, ki skuša Zemljina pola poravnati s pravokotnico na njen tir okoli Sonca. Tu moramo upoštevati še, da se Zemlja relativno hitro (enkrat na dan) zavrti okoli svoje osi. Obnaša se torej kot vrtavka. Njena os se ne bo poravnala s pravokotnico na tir, ampak začne precedirati okoli te smeri. To pomeni, da se smer Zemljine osi kotali po plašču stožca, ki ima os v smeri pravokotnice na Zemljin tir okoli Sonca. Za en obhod potrebuje 25.800 let. Kljub temu moramo precesijo upoštevati, saj ima stožec ob vrhu zelo veliko odprtino, ki je enaka dvakrat po 23,5°. Precesija Zemljine osi pomeni, da Zemljina os ne kaže vedno v smeri, ki je zelo blizu lege zvezde Severnice. To je res sedaj, pred 12.900 leti pa je os kazala za 47° drugam. Ker se spreminja smer nebesnega pola, se spreminja tudi lega nanjo pravokotne ravnine ekvatorja. In tako tudi lega pomladišča, ki je eno od presečišč ravnine ekvatorja z ravnino Zemljinega tira okoli Sonca. Tako se deklinacije in rektascenzije vseh zvezd na nebu spreminjajo. Zaradi desettisočletij, ki jih precesija potrebuje za en obhod, so seveda te spremembe počasne in jih znamo računsko upoštevati. Kljub temu pa boste ob astronomskih koordinatah pogosto opazili letnico, ki označuje trenutek, ko so te koordinate povsem točne. Do leta 2025 je referenčni datum 1. januar 2000 (J2000.0), potem pa bomo prešli na referenčni datum J2050.0. Seveda pa moramo znati referenčne koordinate (recimo $\alpha_{\mathrm{J2000.0}}$ in $\delta_{\mathrm{J2000.0}}$ preračunati v koordinate (α, δ), ki veljajo od času opazovanja.

Prehod med koordinatami zapišemo kot zaporedne zasuke koordinatnega sistema. Najprej uvedemo kartezični koordinatni sistem za referenčne koordinate z osjo x_r v smeri pomladišča in osjo z_r v smeri severnega pola. Velja

$$(x_r, y_r, z_r) = (\cos \alpha_r \cos \delta_r, \sin \alpha_r \cos \delta_r, \sin \delta_r).$$

Sedaj koordinate zasukamo okoli osi x_r za kot ϵ_{ekl}, tako da nova z koordinata kaže proti ekliptičnemu polu. V naslednjem koraku upoštevamo zasuk koordinat za kot θ okoli ekliptičnega pola, pri tem nebesni pol potuje proti zahodu. Ob zasuku se os x zasuka v smer novega pomladišča, to je presečišča nebesnega ekvatorja in ekliptike. Končno moramo narediti še en zasuk, ko koordinate zasukamo za kot ϵ_{ekl} okoli osi x, tako da končna z koordinata kaže proti dejanskemu severnemu

polu ob času opazovanja. Zaporedne rotacije zapišemo kot zmnožek matrik:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\epsilon_{ekl} & -\sin\epsilon_{ekl} \\ 0 & \sin\epsilon_{ekl} & \cos\epsilon_{ekl} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\epsilon_{ekl} & \sin\epsilon_{ekl} \\ 0 & -\sin\epsilon_{ekl} & \cos\epsilon_{ekl} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_r \\ y_r \\ z_r \end{bmatrix}.$$

Sedaj upoštevamo, da se je v času od referenčnega datuma do trenutka opazovanja severni pol zasukal za majhen kot θ in torej lahko privzemo $\cos\theta \simeq 1$ in $\sin\theta \simeq \theta$. Tako dobimo

$$\begin{aligned} \cos\alpha\cos\delta &= \cos\alpha_r\cos\delta_r - \theta(\sin\alpha_r\cos\delta_r\cos\epsilon_{ekl} + \sin\delta_r\sin\epsilon_{ekl}) \\ \sin\alpha\cos\delta &= \sin\alpha_r\cos\delta_r + \theta\cos\alpha_r\cos\delta_r\cos\epsilon_{ekl} \\ \sin\delta &= \sin\delta_r + \theta\cos\alpha_r\cos\delta_r\sin\epsilon_{ekl}. \end{aligned} \tag{3.28}$$

Ker je kot θ majhen, bodo majhne tudi spremembe koordinat $\Delta\alpha \equiv \alpha - \alpha_r$ in $\Delta\delta \equiv \delta - \delta_r$. Torej velja $\sin\delta = \sin(\delta_r + \Delta\delta) = \sin\delta_r\cos(\Delta\delta) + \cos\delta_r\sin(\Delta\delta) \simeq \sin\delta_r + \Delta\delta\cos\delta_r$ oziroma $\cos\delta = \cos\delta_r - \Delta\delta\sin\delta$ in podobno za rektascenzijo. Ko to vstavimo v zgornje zveze, dobimo

$$\begin{aligned} \Delta\delta &= \theta\sin\epsilon_{ekl}\cos\alpha_r \\ \Delta\alpha &= \theta(\cos\epsilon_{ekl} + \sin\epsilon_{ekl}\sin\alpha_r\tan\delta_r). \end{aligned} \tag{3.29}$$

Poleg Sonca vplivajo na Zemljino os tudi vplivi ostalih planetov v Osončju. Zaradi njih se rektascenzija manjša za $l = 0.13$”/leto. Torej so skupne zveze za lunisolarno in planetarno precesijo

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= m + n\sin\alpha_r\tan\delta_r \\ \Delta\delta &= n\cos\alpha_r, \end{aligned} \tag{3.30}$$

kjer smo uvedli konstanti m in n: $m \equiv \theta\cos\epsilon_{ekl} - l$, $n \equiv \theta\sin\epsilon_{ekl}$. Vrednosti m in n preberemo v navtičnem almanahu. Leta 1950 sta bili vrednosti za enoletno spremembo rektascenzije in deklinacije enaki $m = 3.07327^s$, $n = 1.33617^s = 20.0426$”. Splošneje velja približno

$$\begin{aligned} m &= 3.07496^s + 0.00186^s\,T, \\ n &= 1.33621^s - 0.00057^s\,T = 20.0431'' - 0.0085”\,T, \end{aligned} \tag{3.31}$$

kjer je T število julijanskih stoletij od leta 2000.0. Najbolje je, da za vrednost konstant m in n vstavimo vrednosti, ki veljata na polovici premika iz referenčnih v željene koordinate. Za izračun koordinat v začetku leta 2023 je tako $T = 0{,}115$.

Podobno lahko spremembo naklona ekliptike glede na ekvator in precesijsko konstanto θ popišemo z $\epsilon_{ekl} = 23^\circ 26' 21.45'' - 46{,}81''T$ in $\theta = 50.2910” + 0.0222”T$.

Pri nagnjeni vrtavki na mizi poleg precesije, to je gibanja njene osi po plašču navpičnega stožca, opazimo tudi nutacijo, to je opletanje osi. Zato kota ϵ in θ periodično nihata okoli srednje vrednosti. Nutacijska gibanja Zemlje so precej zapletena. Če jih opišemo kot spremembe kotov ϵ_{ekl} in θ, ima opletanje s periodo 6798 dni amplitudo v ϵ_{ekl} enako $A_\epsilon = +9{,}202'' + 0{,}001''T$, v θ pa je ta enaka $A_\theta = -17{,}200'' - 0{,}017''T$. Ob teh imamo še vrsto period z manjšimi amplitudami nihanj: 3399 dni z $A_\epsilon = -0{,}090''$ in $A_\theta = +0{,}206''$, 183 dni z $A_\epsilon = +0{,}574''$ in $A_\theta = -1{,}319''$ in 13,7 dni z $A_\epsilon = +0{,}098''$ in $A_\theta = -0{,}227''$.

Precesija koordinat pomeni, da se ekvatorialne koordinate vseh objektov s časom spreminjajo. Sprememba je opazna že v enem letu. Torej se moramo dogovoriti, kakšna je dolžina leta. Poznamo jih več. Čas, ki mine med spomladanskima enakonočjema, imenujemo tropsko leto (angl. tropical year), ki traja 365,24219 dni. To je razmik med trenutkoma, ko se deklinacija Sonca iz negativne spremeni v pozitivno. Tropsko leto določa periodičnost letnih časov in je zato za življenje na Zemlji najpomembnejše. Njegov približek je koledarsko leto (angl. calendar year), ki traja 365,2425 dni. Tako dolžino je uvedel gregorijanski koledar (angl. Gregorian calendar), ki je v Rimu stopil v veljavo s 15. oktobrom 1582, v naslednjih stoletjih pa so ga sprejeli po vsem svetu. Pred tem je bil v veljavi julijanski koledar (angl. Julian calendar) s 365,25 dnevi, torej je bilo natanko vsako četrto leto prestopno. Ker je julijansko leto predolgo, se je od rimskih časov Julija Cezarja glede na dejansko dolžino leta nabrala zamuda. Papež Gregor XIII. je tako odločil, da ob uvedbi novega koledarja preskočijo dneve med 4. in 15. oktobrom 1582[28]. Tudi sedaj veljavni gregorijanski koledar

[28] To seveda ponuja zanimivo vprašanje: Kaj se je zgodilo v Rimu med 5. in 14. oktobrom 1582?, ki ima očiten odgovor, da nič, saj teh dni ni bilo.

ni čisto točen, saj se bo v 10 tisoč letih nabralo za 3 dni razlike. A to je tako malo, da se s še eno koledarsko reformo nima smisla ukvarjati. Dolžino leta v gregorijanskem koledarju dosežemo z dokaj zapletenimi pravili za določanje prestopnih let. Prestopna so leta, deljiva s 4, z izjemo tistih, ki se končajo na 00. Ob tem pa so tista leta, ki so deljiva s 400, vseeno prestopna.

Čas tropskega leta ni enak času, v katerem naredi Zemlja en obhod okoli Sonca in torej njena ekliptična dolžina opiše točno en obhod. Ta čas imenujemo zvezdno leto (angl. sidereal year) z dolžino $P_z = 365{,}256363004$ dni (vrednost se nanaša na začetek leta 2000). To je dolžina leta, ki ga moramo vstaviti v tretji Keplerjev zakon za gibanje Zemlje okoli Sonca. Ker se enakonočje zaradi precesije Zemljine osi pomika proti zahodu, je tropsko leto za ~ 20 minut krajše od zvezdnega.

Končno je tu še anomalistično leto (angl. anomalistic year), ki mine med zaporednima trenutkoma, ko je Zemlja v periheliju najbližje Soncu. Trenutno smo vsako leto najbližje Soncu 3. ali 4. januarja. Eliptična tirnica Zemlje se zaradi privlaka drugih planetov in drugih vplivov počasi suka, zato je anomalistično leto za slabih 5 minut daljše od zvezdnega. Njegova dolžina na začetku leta 2011 je bila 365,259636 dni.

3.10.4 Trigonometrična paralaksa

Zemlja potuje okoli Sonca po tiru z veliko polosjo $\sim$ 150.000.000 kilometrov. Tej razdalji v astronomiji pravimo ena astronomska enota (a.e., angleško astronomical unit). Tako se lega našega opazovališča premika v prostoru. Ob različnih datumih bomo zato bližnje zvezde videli v malenkost drugačnih smereh. Popravek za nobeno zvezdo za Soncem ni večji od ene ločne sekunde, za oddaljene zvezde pa je povsem nemerljiv. Kljub temu ga velja poudariti, saj nam prav trigonometrična paralaksa omogoča meriti razdalje do bližnjih zvezd. Amplituda kotnega premika položaja zvezde π (merjenega v radianih) je enaka

$$\pi \;=\; (1\ a.e.)\ /\ d, \tag{3.32}$$

če je razdalja do zvezde enaka d. Tej amplitudi kotnega premika pravimo tudi trigonometrična paralaksa zvezde. Razdalje do zvezd so zelo velike, torej so kotni premiki vedno zelo majhni. Zato jih je praktično namesto v radianih meriti v ločnih sekundah. Tudi razdalj d ne merimo v metrih, ampak je bolje uporabiti večjo enoto. Običajno astronomi za dolžinsko enoto uporabljajo parsek (okrajšava pc, angleško parsec), ki je enak razdalji, na kateri je paralaksa enaka eni ločni sekundi. Velikost parseka je torej enaka 1 pc $=$ 1a.e. $(180/\pi)$ 3600 $=$ $3{,}085678 \cdot 10^{16}$ m. Zvezda s trigonometrično paralakso 0,1 ločne sekunde je torej 10 pc daleč, medtem ko je razdalja do zvezde s paralakso 1 mili ločne sekunde enaka 1000 pc ali 1 kpc. Podobno je razdalja 1 Mpc enaka $\sim 3 \cdot 10^{22}$ m. Najbližja zvezda za Soncem je Proksima Kentavra, ki je na razdalji 1,302 pc. Če bi Sonce pomanjšali na velikost pomaranče, bi bilo 15 m od Zemlje. V tem merilu bi bila za mandarino velika Proksima na Islandiji. Razdalje so torej celo do najbližjih zvezd velikanske.

Parsek je standardni način za izražanje razdalj v vesolju, ki se uporablja v vsej strokovni in znanstveni literaturi. V poljudnih tekstih pa pogosto uporabljamo svetlobno leto (sv. l., angleško light year in zato ly), to je razdaljo, ki jo prepotuje svetloba v enem letu. Enako je 1 sv. l. $=$ $9{,}4607 \cdot 10^{15}$ m. Torej je parsek enak 3,26 svetlobnim letom, svetloba s Proksime Kentavra pa do nas potuje 4,24 let.

Zaradi gibanja Zemlje okoli Sonca, se navidezni položaj zvezde, ki ima paralakso π stalno spreminja. Poenostavljeno lahko privzamemo, da je Zemljin tir krog s polmerom 1 a.e., ki leži v ravnini ekliptike, ta pa je glede na ekvatorialno ravnino nagnjena za kot $\epsilon_{ekl} \sim 23{,}4^o$. Zemljina ekliptična dolžina ob času t je enaka $L_z(t) = \frac{\Delta t}{P_z} 360^o + 180^o$, kjer je Δt čas, ki je minil od spomladanskega enakonočja. S P_z smo označili dolžino zvezdnega leta, ki ga Zemlja potrebuje za en obhod okoli Sonca. Zadnji člen upošteva, da nas zanima položaj Zemlje gledano s Sonca in ne obratno. Če opazujemo zvezdo, ki ima dejanske ekliptične koordinate opazovane iz težišča Osončja enake (L_*, B_*), bo njen položaj z opazovališča na Zemlji enak (L_{opaz}, B_{opaz}), tako da velja

$$\begin{aligned} L_{opaz}(t) - L_* &= \pi \sin(L_* - L_z(t)) \\ B_{opaz}(t) - B_* &= \pi \sin B_* \cos(L_* - L_z(t)). \end{aligned} \tag{3.33}$$

Zvezde se zaradi tega popravka gibljejo po elipsi, ki ima veliko polos enako paralaktičnemu kotu π. Za zvezde blizu ekliptičnega pola je elipsa skoraj okrogla, za tiste v ekliptični ravnini pa se splošči v premike vzdolž ravnine ekliptike. Popravek smo zapisali v ekliptičnih koordinatah, ki

jih z uporabo zvez 3.17 lahko pretvorimo v opazovano rektascenzijo in deklinacijo, ki se razlikuje od njunih dejanskih vrednosti. Paralaktični popravek za samo orientacijo po nebu ni pomemben, saj je zelo majhen. Vendar nam njegova meritev omogoča trigonometrično meritev razdalje do opazovane zvezde, kar nas seveda zelo zanima.

3.10.5 Lastno gibanje

Doslej smo privzeli, da zvezde na nebu mirujejo. V resnici se glede na naše Osončje gibljejo s hitrostmi, ki imajo tipično velikost do nekaj deset km/s. Ker so zelo daleč, se kljub veliki hitrosti to ne pozna kaj dosti na njihovem položaju na nebu. Pa vendar, sčasoma tako lastno gibanje zvezd lahko prinese popravek njihovih koordinat. Največje lastno gibanje ima Barnardova zvezda, ki se na leto premakne za 10 ločnih sekund. Prečna hitrost 10 km s^{-1} na razdalji 100 pc ustreza lastnemu gibanju

$$\frac{10^4\,\mathrm{m\,s^{-1}}\cdot 365{,}2422\cdot 24\cdot 3600\,\mathrm{s\,leto^{-1}}}{100\cdot 3.085678\cdot 10^{16}\mathrm{m}}\frac{180}{\pi}3600'' = 0{,}5''\,/\,\mathrm{leto}.$$

Prečni premik oddaljenih galaksij je nemerljivo majhen. Zvezde se seveda ne gibljejo le v prečni smeri. Premik vzdolž zveznice z Zemljo opazimo kot radialno hitrost, to je hitrost približevanja oziroma oddaljevanja. To komponento hitrosti navadno merimo spektroskopsko preko Dopplerjevega premika.

Lastno gibanje zvezde podajamo v enotah ločnih sekund na leto. Če so premiki majhni, uporabimo 1000-krat manjše enote, v angleških tekstih so označene kot mas yr^{-1}, to je milli-arc-seconds per year. Dogovorjeni oznaki za lastno gibanje v rektascenziji in deklinaciji sta μ_α in μ_δ. Pri rektascenziji moramo paziti, saj so njene koordinate stisnjene s faktorjem kosinusa deklinacije, medtem ko lastno gibanje izražamo kot dejanski premik smeri v ločnih sekundah. Torej koordinate ob času t_2 izračunamo iz koordinat ob času t_1 kot

$$\alpha(t_2) = \alpha(t_1) + \mu_\alpha(t_2 - t_1)/\cos\delta, \quad \delta(t_2) = \delta(t_1) + \mu_\delta(t_2 - t_1). \tag{3.34}$$

Tu smo predpostavili enakomerno gibanje. To je smiselno, ne drži pa v dveh primerih. Kot prvo je poleg zvezde lahko še kak objekt, recimo še ena zvezda ali planet, in se potem enakomerno giblje njuno težišče, ne pa vsaka od njih. V splošnem primeru je neenakomerno tudi gibanje njunega fotocentra, to je uteženega položaja, od koder prihaja svetloba, če zvezdi ne uspemo razločiti. Kot drugo pa to ne velja za najbližje zvezde za Soncem. Tam lahko izmerimo pojav, ki se mu učeno reče perspektivno pospeševanje. Ilustriramo ga lahko z izkušnjo, ko ob rdeči luči čakamo, da bomo lahko šli čez cesto, in opazujemo promet. Avtomobil ima najprej majhno prečno hitrost (vendar je za nas vsekakor dobro, da ta ni enaka nič, sicer nas bo povozil), ko švisne mimo, pa se mu prečna hitrost močno poveča. In to ob tem, da je voznik vozil s stalno hitrostjo in naravnost. Če si narišemo geometrijsko skico, je očitno, da lahko iz meritve perspektivnega pospeševanja določimo vse tri komponente hitrosti.

3.11 Opis položaja in časa opazovanja

Položaj in gibanje zvezde v prostoru opišemo s tremi prostorskimi in tremi hitrostnimi koordinatami, skupaj torej potrebujemo 6 številk. Katalogi navadno podajajo vrednosti za določen trenutek oziroma epoho za:

1. rektascenzijo (R.A.) v referenčnih koordinatah: $\alpha_{\mathrm{J2000.0}}$ (epoha xxxx),
2. deklinacijo (Dec.) v referenčnih koordinatah: $\delta_{\mathrm{J2000.0}}$ (epoha xxxx),
3. paralakso, navadno v mas in za isto epoho: π,
4. lastno gibanje v rektascenziji v mas yr^{-1}: $\mu_{\alpha\,\mathrm{J2000.0}}$ (epoha xxxx),
5. lastno gibanje v deklinaciji v mas yr^{-1}: $\mu_{\delta\,\mathrm{J2000.0}}$ (epoha xxxx),
6. radialno hitrost v km s^{-1}, pozitivne vrednosti so oddaljevanje: RV (epoha).

Ob vrednostih so seveda navadene tudi napake meritev. Napake koordinat in lastnih gibanj so navadno izjemno majhne, to je nekaj milijonink ločne sekunde in nekaj mikro ločnih sekund na leto. Napake paralakse dosegajo nekaj deset mikro ločnih sekund. Ko želimo za oddaljene objekte iz paralakse izračunati razdaljo, moramo biti previdni: ker je razdalja obratno sorazmerna s paralakso, je ob simetrični napaki paralakse napaka v razdalji nesimetrična. Če ima objekt paralakso $40\,\mu\text{as} \pm 20\,\mu\text{as}$, je njegova razdalja $25^{+25}_{-8,3}$ kpc. Torej vemo, da je z 68% verjetnostjo njegova razdalja med 16,7 kpc in in 50 kpc. Smisel ima celo paralaksa $-5\,\mu\text{as} \pm 15\,\mu\text{as}$, ki ne trdi, da je razdalja negativna, ampak le, da je objekt s 84% verjetnostjo dlje od 100 kpc.

Takšno izjemno točnost nam je prinesla misija Gaia Evropske vesoljske agencije (Gaia Collaboration et al., 2016, 2021a, 2023a). Satelit še vedno deluje in meri položaje zvezd. Vsi rezultati so sproti in prosto dostopni na naslovu https://gea.esac.esa.int/archive/. Osnovni podatki o svetlejših zvezdah, vključno z navideznimi magnitudami in seznamom alternativnih poimenovanj, so zbrani v katalogu Simbad (http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/), medtem ko so vse obširnejše tabele iz vseh astronomskih člankov zbrane v katalogu-katalogov Vizier: https://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR. Sami znanstveni članki, ki so vsaj v obliki predtiska (ki je običajno po vsebini identičen članku, objavljenem v reviji) prosto dostopni, pa so v zbirki Astrophysical Data System: https://ui.adsabs.harvard.edu. Prijetno brskanje!

Za zaključek moramo povedati še, kako opišemo trenutek, ko smo opravili opazovanje ali za katerega velja šest zgoraj naštetih prostorskih in hitrostnih koordinat. Navedba, da smo 3.julija 2022 ob $2^{\text{h}}\ 27^{\text{m}}\ 16^{\text{s}}$ po srednjevropskem poletnem času opazovali na astronomskem observatoriju na Golovcu, ni praktična. Vaš kolega je morda v drugem časovnem pasu (slika 3.10), prav nič pa ne bo užival s štetjem dni in prestopnih let, ki ločijo njegovo in vaše opazovanje. Torej potrebujemo pregleden način za zapis časa nekega opazovanja. Tako bo recimo mnogo lažje ugotoviti, ali neka zvezda potemni v enakomernih časovnih presledkih in bi razlog utegnilo biti dejstvo, da zvezda ni ena, ampak sta dve, in se izmenoma prekrivata, ko krožita okoli skupnega težišča.

Kot prvo opustimo merjenje časa v našem časovnem pasu. V astronomiji čas vedno navajamo v UT, torej v Greenwiškem zimskem času. Kadar pri nas velja zimski čas, kaže naša ura za eno uro več od UT, ob poletnem času pa je razlike za dve uri. Kot drugo bi se radi znebili težav s koledarjem. Tako datum in uro prevedemo v eno od dveh številk, ki jih boste pogosto srečali. Prva možnost je julijanski datum, ki je preprosto število dni (ure so ustrezni decimalni delež), ki je minilo od greenwiškega poldneva 24. novembra 4713 pr.n.št. po gregorijanskem koledarju. Tako je 1. januarja 2022 opoldne na Greenwichu imel julijanski datum vrednost JD 2.459.581,00000. Številka julijanskega datuma je že kar velika, saj je od začetka štetja minilo že več kot 6700 let. Ob tem so začetne cifre navadno enake, saj primerjamo nedavne dogodke. Če želimo točnost ene sekunde, moramo zapisati še kakšnih 6 decimalk. Da bi se vsaj delno izognili predolgim zapisom in težavam z odštevanjem velikih številk, pogosto uporabljamo modificirani julijanski datum, ki ga označimo z MJD. Ta predstavlja število dni od greenwiške polnoči 17. novembra 1858. Razlika med njima je MJD = JD − 2.400.000,5.

Na koncu moramo upoštevati, da astronomska opazovanja opravljamo na Zemlji ali v njeni bližini. Torej se naše opazovališče premika okoli Sonca. Ker je hitrost svetlobe končna, bomo pojave opazili bolj zgodaj ali kasneje, če smo bližje oziroma dlje od opazovanega objekta kot Sonce. Zato čas, ter prostorske in hitrostne koordinate preračunamo na opazovalca, ki bi bil v težišču Osončja. Takim vrednostim pravimo baricentrične, govorimo recimo o baricentričnem julijanskem datumu (BJD), enako pa pretvorimo tudi meritve položaja v prostoru in vektorja hitrosti.

Natančno merjenje časa je seveda zapletena naloga, ki pa jo znamo dobro rešiti. O zgodovinskem razvoju in s tem povezanimi spletkami in stranpotmi izjemno zanimivo piše David Edwin Duncan v knjigi Koledar (Duncan, 2004). Knjigo je prevedel dr. Sašo Dolenc, ki je tudi avtor odlične spremne besede, v kateri razumljivo in natančno razloži, kako v znanosti merimo čas.

Povedano povzamemo v smer in razdaljo z Zemlje opazovane zvezde ob baricentričnem času t. Zvezda naj ima baricentrične ekvatorialne koordinate ob baricentrični epohi T enake $\alpha(T)$, $\delta(T)$ in je tedaj na oddaljenosti $d(T) = a_z/\pi$ od Sonca. Tem koordinatam ustrezajo ekliptične koordinate $L(T)$ in $B(T)$, ki jih izračunamo iz zvez 3.17. Na enak način tudi lastno gibanje v ekvatorialnih koordinatah μ_α in μ_δ pretvorimo v lastno gibanje v ekliptičnih koordinatah μ_L in μ_B. Če privzamemo, da Zemlja kroži okoli Sonca po krogu s polmerom a_z in zanemarimo premike

v času med trenutkoma, ko svetloba zvezde doseže Zemljo oziroma baricenter, velja

$$L(t) = L(T) + \mu_L(t-T)/\cos B(T) + \pi \sin(L(t) - L_z(t))/\cos B(T) \quad (3.35)$$

$$B(t) = B(T) + \mu_B(t-T) + \pi \sin B(T) \cos(L(t) - L_z(t)) \quad (3.36)$$

$$d(t) = d(T) + RV(t-T) - a_z \cos B(T) \cos(L(t) - L_z(t)). \quad (3.37)$$

V zadnji enačbi je RV radialna hitrost zvezde glede na težišče Osončja, ki je po dogovoru pozitivna, če se zvezda oddaljuje. Zadnji členi v zgornjih enačbah so posledica trigonometrične paralakse. Paralaksa povzroči gibanje po elipsi, ki ima veliko polos vedno vzporedno z ekliptičnim vzporednikom, sploščenost pa je podana z ekliptično širino opazovanega objekta. Torej je prosti parameter en sam, to je velikost paralaktičnega kota π. Lastno gibanje zvezde pomeni, da se razdalja in smer do nje spreminjata sorazmerno s časom. Trigonometrična paralaksa temu doda gibanje po elipsi s periodo zvezdnega leta. Skupaj gre torej za gibanje po elipsi, ki jo odnaša vstran. Ker je navadno premik zaradi lastnega gibanja precej večji od paralakse, je vsota gibanje po zelo raztegnjeni vijačnici. Skupaj vektorja položaja in hitrosti zvezde opišemo s 6 konstantami: dvema komponentama referenčne smeri, razdaljo, ter z dvema komponentama lastnega gibanja in radialno hitrostjo. Prvih 5 komponent sestavlja popolno astrometrično rešitev, ki jo dobimo iz opazovanja smeri proti zvezdi kot funkcije časa. Zadnjo konstanto, to je radialno hitrost, določimo iz spektroskopskih meritev Dopplerjevega premika spektralnih črt.

S tem zaključujemo poglavje o orientaciji po nebu. Povedano seveda ne živi le v enačbah, ampak predvsem v izkušnjah lastnih opazovanj in v razmišljanju o rezultatih opazovanj drugih. Torej so pomembne praktične izkušnje, za vizualizacijo pa si pogosto pomagamo z astronomskimi kartami, kot je Spikin zvezdni atlas (Kambič, 2001) ali zvezdne karte na portalu Aladin (https://aladin.u-strasbg.fr/). Prav pridejo tudi računalniški planetariji, omenimo Stellarium (https://stellarium.org/), ki je na voljo za vse platforme in operacijske sisteme in je večinoma zastonj (le na mobilnih telefonih vas stane nekaj evrov). Odlikujeta ga dobra grafika, točno računanje in odprtost, ki omogoča nadgradnjo s podatki o dodatnih objektih, vključno z umetnimi sateliti.

4 Osnovne lastnosti Sonca

Sonce je nam najbližja zvezda. Za nas je najpomembnejše, obenem pa ga lahko opazujemo na načine, ki za druge zvezde niso možni. Zato se bomo v tem poglavju posvetili Soncu. Spoznanja bomo kasneje uporabili za druge zvezde, ki jih bomo primerjali s Soncem.

4.1 Velikost in masa Zemlje

Kako daleč, veliko in kako svetlo in kako masivno je Sonce, so vprašanja, ki so človeštvo zaposlovala tisočletja. Zadovoljivo so nanje odgovorili šele med 17. in 19. stoletjem. O zgodovini govorimo drugod, tu pa najprej na kratko komentirajmo podatke za naš planet, Zemljo. Kako velika je in da je okrogla, je seveda jasno. Leta 1793 so določili velikost metra tako, da je bila razdalja med Zemljinim polom in ekvatorjem enaka 10 tisoč kilometrom[29] in torej obseg Zemlje enak 40 milijonom metrom. Iz obsega kroga hitro izračunamo njegov polmer

$$R_z = 40 \cdot 10^6 \mathrm{m}/(2\pi) = 6366\,\mathrm{km} \tag{4.1}$$

Kasneje so Zemljo točneje izmerili, dolžine metra pa niso spreminjali, tako zgoraj izračunani polmer ni povsem točen. Zemlja tudi ni idealna krogla, ampak je zaradi vrtenja malenkost sploščena[30]. Njen ekvatorialni polmer je enak 6378 km, pola pa sta le 6357 km od središča Zemlje. Za srednjo vrednost Zemljinega polmera navadno vzamemo

$$R_z = 6371\,\mathrm{km}. \tag{4.2}$$

Zanimiva posledica sploščenosti Zemlje je, da pravilni odgovor na vprašanje, katera točka na Zemlji je najdlje od njenega središča, ni vrh Everesta ampak vrh Chimborazo[31] v Ekvadorju, države, pri kateri že po imenu vemo, da se nahaja na ekvatorju.

Zemljo bi bilo zanimivo tudi stehtati. Do mase Zemlje lahko pridemo na več načinov: tirnice večine umetnih satelitov pa tudi njenega naravnega satelita Lune so približno krožne. Torej lahko enačimo centrifugalni pospešek z gravitacijskim, slednji pa je po Newtonovem zakonu sorazmeren z maso Zemlje. Zemljo pa lahko stehtamo tudi s preprostim poskokom na mestu. Kako hitro pademo nazaj na tla, je odvisno od mase Zemlje. Težnostni pospešek je enak

$$g_z = GM_z/R_z^2 = 9{,}807\ \mathrm{m\,s^{-2}}, \tag{4.3}$$

kjer je $G = 6{,}67430 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}\,s^{-2}}$ gravitacijska konstanta[32], določena z relativno napako $2 \cdot 10^{-5}$. Za maso Zemlje dobimo

$$M_z = 5{,}96 \cdot 10^{24}\,\mathrm{kg} \tag{4.4}$$

Pri rezultatu nismo upoštevali majhnega centrifugalnega prispevka, ki največjo vrednosti doseže na ekvatorju:

$$\omega_z^2 R_z \sim (2\pi/1\,\mathrm{dan})^2\ 6378\,\mathrm{km} = 0{,}034\,\mathrm{m\,s^{-2}}. \tag{4.5}$$

[29] Google: History of the metre wiki
[30] Google: Earth radius wiki
[31] https://apod.fmf.uni-lj.si/ap160225.html
[32] Vrednosti osnovnih astronomskih konstant so navedene na https://en.wikipedia.org/wiki/Astronomical_constant, seznam konstant in uporabljenih simbolov pa je na koncu tega teksta.

Mnogo točneje, kot z meritvijo gravitacijskega pospeška, dobimo maso Zemlje iz tretjega Keplerjevega zakona za umetni satelit, saj nam meritev velikosti velike polosi njegovega tira (ob znani hitrosti potovanja svetlobe izmerimo recimo čas potovanja signala do satelita in nazaj) da velikost produkta $GM_z = 3{,}986004391 \cdot 10^{14}\,\mathrm{m^3\,s^{-2}}$ (z relativno napako $2 \cdot 10^{-9}$) in končno

$$M_z = (5{,}9722\ \pm 0{,}0006) \cdot 10^{24}\,\mathrm{kg}. \tag{4.6}$$

Pri tem se je koristno zavedati, da je napaka rezultata izključno posledica slabega poznavanja velikosti gravitacijske konstante. Ker na gibanje teles v prostoru vedno vpliva le produkt mase in gravitacijske konstante, so zato kljub nedorečenosti gravitacijske konstante tirnice teles lahko znane izjemno natančno.

4.2 Masa Sonca

Maso Zemlje smo s pomočjo tretjega Keplerjevega zakona izračunali iz velikosti velike polosi umetnega satelita in njegovega obhodnega časa okoli Zemlje. Obhodni čas ni težko izmeriti niti za telesa, ki se gibljejo okoli Sonca. Za Zemljo je denimo eno leto. Podobno za izračun Sončeve mase potrebujemo velikost velike polosi telesa, ki se giblje okoli Sonca. Če je to Zemlja, moramo torej poznati njeno razdaljo od Sonca.

Razdalje Sonca ni lahko ugotoviti. Grški mislec Aristarh[33] je v tretjem stoletju pred našim štetjem sklepal, da je v trikotniku, ki ima v ogljiščih Zemljo, Luno in Sonce, ob Luninem krajcu (ko vidimo osvetljene natanko polovico Lunine ploskvice) kot ob Luni enak 90°. Ker je tedaj tudi z Zemlje izmerjeni kot med smerjo proti Luni in proti Soncu zelo blizu pravemu, lahko sklepamo, da je ta trikotnik zelo špičast in je Sonce mnogo dlje od Zemlje kot Luna. Aristarhovo sklepanje torej jasno pove, da je Sonce zelo daleč. Žal zaradi merskih napak ne moremo določiti njegove dejanske oddaljenosti.

Preboj je prinesla renesansa s heliocentrično razlago Osončja in Isaac Newton z zapisom gravitacijskega zakona. Iz njega izhajajoči tretji Keplerjev zakon pravi, da je za telesa, ki se krožijo okoli Sonca, kub njihove razdalje od Sonca sorazmeren s kvadratom njihovega obhodnega časa. Obhodnih časov iz opazovanj ni težko določiti. Na primer z opazovanji razmikov med enakimi relativnimi legami planetov med njihovim kroženjem okoli Sonca. Že Galileo je po opazovanju men planeta Venera ugotovil, da kroži okoli Sonca in to na manjši razdalji kot Zemlja. Zato je Venerin obhodni čas okoli Sonca krajši od Zemljinega. Ko Venera naredi en obhod, se tudi Zemlja premakne za del obhoda. Med dvema trenutkoma, ko je Venera med Zemljo in Soncem[34], tako mine čas t, za katerega velja

$$2\pi/t = \omega_v - \omega_z, \tag{4.7}$$

kjer sta $\omega_v = 2\pi/P_v$ in $\omega_z = 2\pi/P_z$ krožilni hitrosti Zemlje in Venere, medtem ko je P_z enak enemu letu in P_v iskani obhodni čas Venere. Pri zapisu enačbe smo upoštevali, da obhodne čase merimo v inercialnem opazovalnem sistemu, medtem ko relativne položaje planetov glede na Zemljo opazujemo v sistemu, ki se skupaj z Zemljo vrti okoli Sonca. Venera se znajde med Zemljo in Soncem vsakih $t = 586$ dni, torej je njena obhodna doba okoli Sonca enaka $P_v = 225$ dni.

Tretji Keplerjev zakon nam iz obhodne dobe omogoča izračunati razdaljo med Soncem in planetom ali drugim telesom, ki se giblje okoli njega. Ta razdalja je odvisna tudi od mase Sonca, ki je še ne poznamo. Če bi imelo Sonce 8-krat večjo maso, bi se velikosti tirov planetov podvojile. Tu je pomembno, da bi se podvojile vse velikosti tirov, torej bi razmerja med njimi ostala enaka. Zadostuje torej, da izmerimo eno razdaljo med telesi, ki se gibljejo okoli Sonca, pa smo s tem umerili velikost Osončja v celoti.

Na Zemlji ni težko opazovati z različnih opazovališč. Sklepamo lahko, da bi zelo oddaljena opazovalca Sonce ob istem trenutku videla v rahlo različnih smereh. Ker položaj opazovalcev poznamo, bi tako lahko iz trikotnika z opazovalcema in središčem Sonca v ogljiščih določili razdaljo do Sonca. Merjenje natančne smeri proti Soncu je težavno. Zato so si v 18. stoletju pomagali z opazovanjem prehoda Venere čez Sončevo ploskvico. Opazovalci na različnih Zemljinih geografskih širinah so videli, kako gre temna Venerina ploščica malenkost severneje ali južneje preko Sončeve

[33] https://en.wikipedia.org/wiki/Aristarchus_of_Samos

[34] Taki poravnavi pravimo spodnja konjunkcija. Planet, ki bi bil poravnan s smerjo proti Soncu vendar za njim, pa je v zgornji konjunkciji. Poravnave nikoli niso popolne, zato šteje poravnava v rektascenziji ali v ekliptični dolžini.

ploskvice, to pa se je odražalo v času trajanja prehoda. Ker je Venera med prehodom precej bližje Zemlji od Sonca, je bila razlika še nekoliko večja. Prehodi Venere preko Sončeve ploskvice se zaradi neporavnanosti ravnine Zemljinega in Venerinega tira ne ponavljajo na 586 dni, ampak v parih po 8 let narazen, med vsakima takima paroma pa po več kot stoletje Venera zdrsne mimo Sonca nad ali pod njegovo ploskvico. Prehodi so tako nastopili v letih 1761 in 1769, nato 1874 in 1882, nedavno pa junija 2004 in junija 2012. Naslednji prehod Venere preko Sončeve ploskvice bo šele decembra 2117.

Na predlog znanega astronoma Edmunda Haleya so v 18. stoletju organizirali odprave, ki so opazovale prehod Venere z različnih koncev Zemlje[35]. Tako so izračunali, da je Sonce oddaljeno 151,7 milijonov kilometrov. Rezultat se od prave vrednosti razlikuje le za 2 milijona kilometrov. V 19. stoletju so si pomagali tudi z aberacijo svetlobe, to je z navideznim premikom smeri proti zvezdi, ki je sorazmeren z razmerjem med hitrostjo Zemlje okoli Sonca in hitrostjo svetlobe, pri čemer šteje le komponenta Zemljine hitrosti, ki je pravokotna glede na smer proti zvezdi.

V preteklem stoletju je pasivna opazovanja zamenjalo aktivno merjenje razdalj do drugih teles, ki se gibljejo okoli Sonca. Ker so hitrost svetlobe v vakuumu

$$c \equiv 299.792.458\,\mathrm{m/s} \tag{4.8}$$

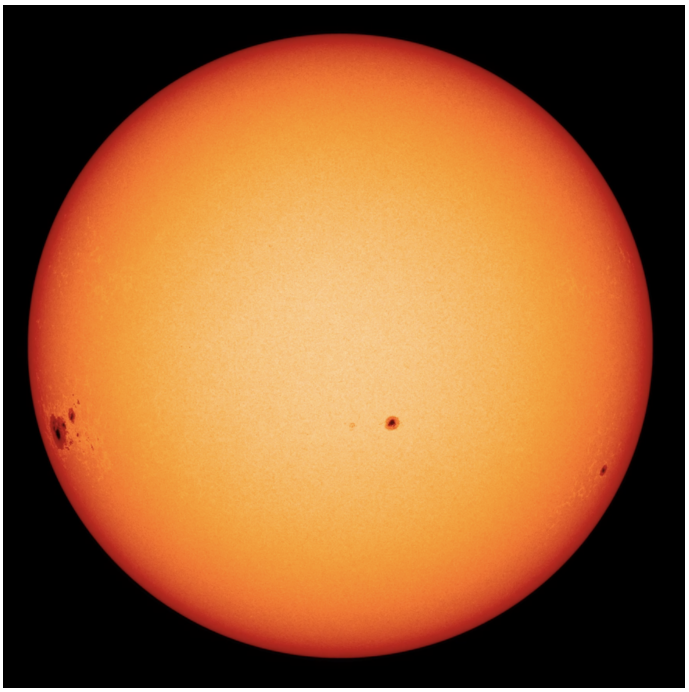
leta 1975 izmerili na 1 m/s natančno, in smo tedaj samo dolžino metra definirali tako, da svetloba v vakuumu v sekundi prepotuje to razdaljo, je treba za meritve razdalj v Osončju le meriti čas, ki mine od izseva do sprejema odbitega elektromagnetnega valovanja z opazovanega telesa.

Svetiti proti Soncu nima smisla, saj je presvetlo, predaleč in tudi preslabo odbojno. Med naravnimi tarčami so za določitev astronomske enote zanimivi asteroidi, kakršen je na primer Eros, ki se občasno znajdejo relativno blizu Zemlje. Običajno jih osvetlijo s snopom radijskih valov, ki jih izsevajo z velikim radijskim krožnikom, ki ga nato preklopijo na sprejem, da zabeležijo odmev. V preteklih desetletjih je bil najpogosteje uporabljan radijski teleskop v Arecibu v Puerto Ricu, saj je imel (žal se je teleskop leta 2020 zrušil) premer 300 metrov. Velika površina je tu pomembna: signal se namreč med potjo proti asteroidu redči sorazmerno s kvadratom razdalje, po odboju pa zopet s kvadratom razdalje. Odmev z dvakrat bolj oddaljenega asteroida je torej kar 16-krat šibkejši. Koristno je torej imeti močan oddajnik, občutljiv sprejemnik in telo, ki je blizu. Opazovali bi lahko tudi odboj od sicer bolj oddaljene vendar precej večje Venere, vendar tu nastane vprašanje, s katerega dela telesa se je signal odbil. Odboj z razsežnega telesa je časovno razmazan, podobno kot ostremu udarcu strele sledi razpotegnjeno grmenje. To omogoča meritev razsežnosti opazovanega telesa, Dopplerjev premik odbitega signala pa tudi njegovo hitrost v radialni smeri in hitrost vrtenja.

Podobno merijo tudi položaj in gibanje vesoljskih sond v Osončju. Točna meritev časa potovanja signala do sonde in nazaj ter Dopplerjevega premika frekvence omogoča določitev razdalje bolje kot na meter natančno in hitrosti v radialni smeri na košček milimetra na sekundo. Meritve prečnega položaja ali gibanja so mnogo manj natančne. Torej tirnice sond določamo s časovno integracijo sprememb razdalje in radialne hitrosti.

Kljub manjši točnosti pa bi oddaljenost Sonca lahko določili s sočasnim merjenjem položaja bližnjega asteroida ali planeta (Venere ali Marsa) iz dveh precej razmaknjenih opazovališč na Zemlji. Tak študentski projekt bi za opazovanja Venere moral opazovati iz lokacij, ki so nekaj tisoč kilometrov premaknjene v smeri poldnevnika (recimo iz Slovenije in južne Afrike), saj je tako Venera lahko hkrati vidna kot Večernica oziroma Danica na precej temnem nebu. Pri Marsu takih omejitev ni, saj ga je pametno opazovati blizu opozicije, to je, ko je planet približno v nasprotni smeri kot Sonce. Tedaj je na nebu vso noč, obenem pa je Zemlji najbližje. V obeh primerih smer proti planetu lahko določimo iz položaja zvezd na istem posnetku. Problem zna biti velika svetlost planeta, ki jo lahko zaobidemo s snemanjem zaporedja kratkih (za planet) in daljših (za zvezde) posnetkov. Opazovanje asteroida Eros je privlačno tudi v tem primeru, saj pride bližje in glede na zvezde ni presvetel. Nekaj tehničnih komplikacij v interpretaciji pa prinese sploščenost njegovega tira. Asteroid Eros[36] se bo 30. novembra 2025 Zemlji približal na 60, 6. aprila 2042 pa na 67 milijonov kilometrov. Premik položaja na nebu pri razdalji 100 milijonov kilometrov in prečnemu zamiku opazovalcev za 10.000 km je enak $(10^4/10^8)(3600 \cdot 180/\pi)" = 20"$. Premik 20 ločnih sekund na ozadju oddaljenih zvezd je z lahkoto merljiv. Torej je tak študentski projekt izvedljiv tudi z opazovanji bolj oddaljenih asteroidov in tako pred naslednjo opozicijo Erosa. Koristna je

[35] https://en.wikipedia.org/wiki/Transit_of_Venus
[36] https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb_lookup.html#/?sstr=Eros&view=VOP



Slika 4.1: Sonce v vidni svetlobi 19. oktobra 2014. Vidna je robna zatemnitev Sončeve ploskvice, na njej pa več skupin Sončevih peg. Skupina na levi z oznako AR 12192 je bila v naslednjih dneh izvor več sončevih bliščev. Film zaporedja posnetkov je dostopen na https://svs.gsfc.nasa.gov/12613. Posneto z observatorija SDO (Solar Dynamics Observatory, https://www.nasa.gov/mission_pages/sdo/main/index.html), ©NASA.

le sočasnost opazovanj z obeh opazovališč, ki pa je ob današnjih možnostih komunikacije ni težko zagotoviti.

Sodobno vrednost oddaljenosti Zemlje od Sonca, to je velikost velike polosi Zemljinega tira okoli Sonca, imenujemo tudi astronomska enota (a.e., v angleščini astronomical unit, oziroma a.u.)[37]:

$$a_z \equiv 1\text{a.e.} \equiv 1\text{au} \equiv 149.597.870.700\,\text{m} \tag{4.9}$$

Sedaj uporabimo tretji Keplerjev zakon, da izračunamo maso Sonca $M_\odot$:

$$\frac{a_z^3}{P_z^2} = \frac{G(M_\odot + M_z)}{4\pi^2}. \tag{4.10}$$

Rezultat je enak

$$GM_\odot = 1{,}327124 \cdot 10^{20}\,\text{m}^3\text{s}^{-2}, \tag{4.11}$$

oziroma

$$M_\odot = (1{,}98847 \pm 0{,}00007) \cdot 10^{30}\,\text{kg} \tag{4.12}$$

Kot smo videli že pri računu mase Zemlje, je tudi pri Soncu zmnožek mase in gravitacijske konstante znan izjemno natančno, zaradi skromne točnosti vrednosti slednje pa je sama masa manj točna. Ker v vseh enačbah gibanja nastopa le zmnožek $GM_\odot$, so gibanja teles v Osončju določena izjemno natančno.

4.3 Velikost Sonca in njegova povprečna gostota

Premer Sončeve ploskvice vidimo na nebu pod kotom približno 32 ločnih minut. Torej lahko ocenimo njegov polmer na $(32/60)(\pi/180)$ a.e. $= 696.000$ km. Točnejša vrednost (Haberreiter et al., 2008) je enaka

$$R_\odot = 695.660 \pm 140\,\text{km} \tag{4.13}$$

Torej je Sonce po polmeru nekaj nad stokrat večje od Zemlje, po prostornini pa več kot milijonkrat. Je tudi precej masivnejše, torej se je zanimivo vprašati, kakšna je povprečna gostota obeh teles.

[37] Merska napaka te vrednosti je približno 3 metre. Leta 2012 je Mednarodna astronomska zveza ugotovila, da je upoštevanje vseh relativističnih efektov preveč krajevno in časovno spremenljivo, zato se je velikost astronomske enote odločila enolično povezati z velikostjo metra. Torej je v enačbi citirana vrednost brez merske netočnosti.

Zemljina povprečna gostota je enaka

$$\overline{\rho_z} = \frac{M_z}{4\pi R_z^3/3} = 5{,}51 \cdot 10^3\,\mathrm{kg\,m^{-3}} \tag{4.14}$$

medtem ko je Sončeva vrednost enaka

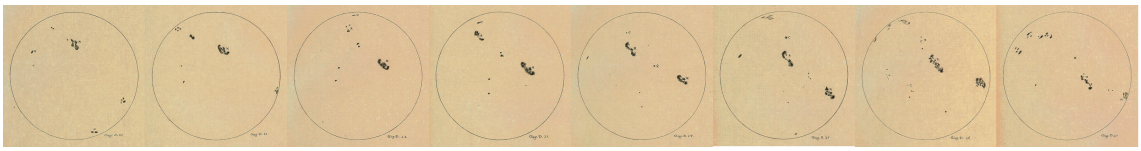
$$\overline{\rho_\odot} = \frac{M_\odot}{4\pi R_\odot^3/3} = 1{,}41 \cdot 10^3\,\mathrm{kg\,m^{-3}} \tag{4.15}$$

Vrednosti sta primerljivi: Zemlja je 5,5-krat gostejše od vode, Sonce pa ima vodi podobno gostoto. Kot prvo, ta rezultata predstavljata olajšanje. Po izjemno velikih vrednostih velikosti in mas je gostota blizu vrednostim, na katere smo navajeni. Da je Zemlja precej gostejša od vode je razumljivo: kamni ne plavajo na vodi, v notranjosti Zemlje pa je snov zaradi velikih tlakov še gostejša kot na površju. Sončeva povprečna gostota napeljuje na sklep, da bi tudi Sonce utegnilo biti iz nam običajne snovi, recimo iz nekoliko bolj goste tekočine. Ugotovili bomo, da to ne drži, ampak je Sonce plinasto.

Preden se potopimo v Sonce izračunajmo še težnostni pospešek na njegovem površju. Za Zemljo vemo, da je ta enak $g_z = 9{,}81\,\mathrm{m\,s^{-2}}$ (enačba 4.3), za Sonce pa dobimo

$$g_\odot = GM_\odot/R_\odot^2 = 274\ \mathrm{m\,s^{-2}}. \tag{4.16}$$

To je precej, zato lahko sklepamo, da je Sonce močno gravitacijsko vezano. To kaže tudi slika 4.1, saj je rob Sončevega diska videti oster.



Slika 4.2: Skice Sončevega diska, kot jih je med 20. in 27. junijem 1613 zabeležil Galileo Galilei. Jasno je videti premikanje Sončevih peg preko diska. Torej je Sonce krogla, ki se vrti okoli svoje osi. Vir: The Galileo Project, http://galileo.rice.edu/sci/observations/sunspot_drawings.html, kjer so daljši niz Galilejevih opazovanj sestavili tudi v animirani prikaz.

Podobno kot Zemlja se tudi Sonce vrti okoli svoje osi. Z opazovanjem prehoda peg preko Sončeve ploskvice (Slika 4.2) ugotovimo, da se Sonce, gledano z Zemlje zavrti okoli svoje osi v ~ 26 dneh. Ko upoštevamo, da v tem času tudi Zemlja naredi del obhoda okoli Sonca, ugotovimo, da je kotna hitrost vrtenja Sonca $\omega_\odot$ enaka (Snodgrass & Ulrich, 1990)

$$\omega_\odot \equiv 2\pi/P_\odot = A + B\sin^2\varphi + C\sin^4\varphi, \tag{4.17}$$

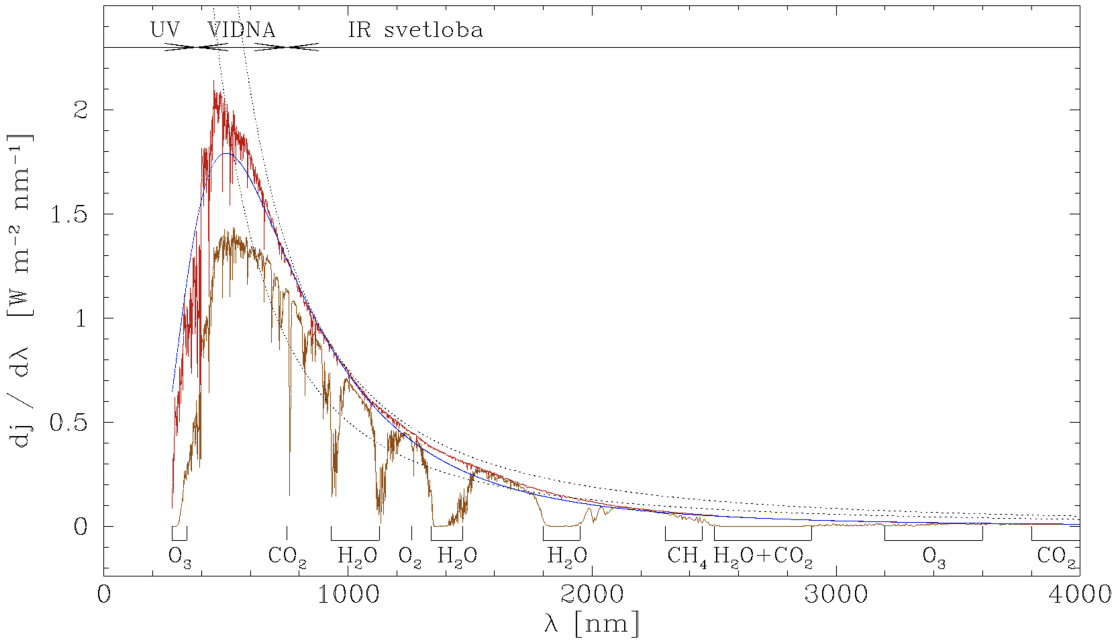
kjer je $A = 14{,}713 \pm 0{,}0491\,^\circ$/dan, $B = -2{,}396 \pm 0{,}188\,^\circ$/dan, $C = -1{,}787 \pm 0{,}253\,^\circ$/dan. Tu je φ kotna razdalja od Sončevega ekvatorja, to je ravnine, ki je pravokotna na vrtilno os in gre skozi središče Sonca. Sonce se ne vrti kot togo telo: najkrajši vrtilni čas je na ekvatorju, $P_\odot = 25{,}05$ dneva, na širini 30° se ta poveča na 26,3 dni, na polih pa doseže 34,4 dni. Ekvatorialni deli Sonca torej krožijo s hitrostjo

$$2\pi R_\odot/P_\odot(\varphi = 0) = 2\,\mathrm{km/s}. \tag{4.18}$$

Centrifugalni pospešek je največji na ekvatorju, kjer doseže $\omega_\odot^2\, R_\odot = 6{,}1\ \mathrm{mm/s^2}$, kar pa je v primerjavi s težnostnim pospeškom (enačba 4.16) zanemarljivo malo. Torej bomo Sonce obravnavali kot nevrtečo se kroglo, kjer se vrednosti količin spreminjajo le z razdaljo r od njenega središča. Enačba 4.17 nam pove, da se Sonce ne vrti kot togo telo, ampak kotna hitrost vrtenja pada z razdaljo od ekvatorja. V notranjosti Sonca, to je na $r < 0.7R_\odot$, se diferencialna rotacija umiri, tako da se notranji deli Sonca vrtijo kot togo telo z $\omega_\odot(r < 0.7R_\odot) = (4{,}31 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-7}$ Hz (Howe, 2003).

4.4 Sončev izsev

Glavna lastnost Sonca, ki nas zanima kot zemljane, je, da je svetlo. Skozi okvir, postavljen pravokotno na Sončeve žarke in eno astronomsko enoto (enačba 4.9) oddaljen od Sonca, teče



Slika 4.3: Sončev spekter, to je porazdelitev Sončeve svetlobe po valovnih dolžinah. Območja valovnih dolžin, ki pripadajo ultravijolični, vidni in infrardeči svetlobi, so označena na vrhu grafa. Rdeča črta je porazdelitev svetlobe pred vstopom v Zemljino atmosfero. Rjava črta je svetloba, ki ob lepem vremenu prodre do morske gladine. Narisana je svetloba, ki prihaja iz smeri znotraj stožca s polmerom 2,5 stopinje okrog smeri proti Soncu. Označene so tudi molekule v Zemljini atmosferi, ki absorbirajo posamezne pasove valovnih dolžin (za neoznačene absorpcije na prehodu med vidno in infrardečo svetlobo je odgovorna vodna para). Modra črta je porazdelitev svetlobe za črno telo s temperaturo 5776 K. Integral pod rdečim spektrom je enak 1366,1 W/m^2, pod rjavim pa 900 W/m^2. Navpična os na grafu podaja porazdelitev po valovnih dolžinah ($dj/d\lambda$), črtkane črte pa povezujejo gostote svetlobnega toka z enako vrednostjo na energijski interval: $dj/dE \propto |dj/d\nu| = (dj/d\lambda)|d\lambda/d\nu| = (dj/d\lambda)|d\nu)/d\lambda|^{-1} = (dj/d\lambda)|d(c/\lambda)/d\lambda|^{-1} = (dj/d\lambda)(c/\lambda^2)^{-1} = (dj/d\lambda)(\lambda^2/c)$. Narisana sta spektra AM0 in AM1.5 Direct (ASTMG173), https://www.pveducation.org/pvcdrom/appendices/standard-solar-spectra. Spekter Sonca v višji ločljivosti so objavili Reiners et al. (2016).

svetlobni tok, ki je med 1361 in 1362 W/m^2. Prva vrednost velja za minimum, druga za maksimum Sončeve aktivnosti. Količini pravimo tudi solarna konstanta (j_z). Sevanje Sonca Zemljani lahko merimo le vzdolž ravnine Zemljinega tira. Vendar je zaradi okrogle oblike Sonca in nepomembnosti njegovega vrtenja, o kateri smo govorili v prejšnjem poglavju, smiselno predpostaviti, da Sonce v vseh smereh seva enako. Torej se enak svetlobni tok na razdalji a_z enakomerno razporedi po vsej krogli s površino $4\pi a_z^2$. Če ob tem še smiselno predpostavimo, da je Osončje prozorno in se torej na poti od Sonca svetloba ne izgublja, lahko izračunamo moč, s katero seva Sonce. Tej količini, ki bi jo v fiziki po angleški besedi *power* označili s P, v astronomiji pravimo izsev in jo po angleški besedi luminosity označimo z L

$$L_\odot = 4\pi a_z^2 \; j_z = 3{,}828 \cdot 10^{26}\,\mathrm{W} \tag{4.19}$$

Rezultat je nepredstavljivo velik. Veliko pa je tudi Sonce. Morda bo si bo lažje predstavljati gostoto svetlobnega toka na Sončevi površini

$$j_\odot = L_\odot/(4\pi R_\odot^2) = 6{,}311 \cdot 10^7\,\mathrm{W/m^2}. \tag{4.20}$$

Nimamo sreče. Kvadratni meter Sonca seva kar 63 megawattov. Termoelektrarna TEŠ 6 s kurjenjem 3 milijonov ton premoga letno proizvede 3 milijone ton ogljikovega dioksida, ob tem pa manj elektrike, kot je energije, ki jo letno izseva 10 m^2 Sonca.

Sončeva površina mora biti izjemno svetla. Morda je to posledica tega, da je zelo vroča. Podobno kot plošča na električnem štedilniku (če smo nanjo pozabili postaviti lonec) med gretjem najprej seva v infrardečem, nato pa tudi v rdečih in končno oranžnih tonih, bi morda sevanje Sonca lahko primerjali s sevanjem zelo segrete površine. Obenem je Sonce videti neprozorno (slika 4.1), torej predpostavimo, da se svetloba v Soncu pogosto sipa in se pri tem navzame temperature ustrezne plasti. Razmere so podobne sevanju v zaprti škatli, v kateri se sevanje odbija od sten na stalni temperaturi. Če bi v škatlo pokukali skozi majhno luknjico, bi bila ta luknjica videti črna, saj bi se svetloba, ki prihaja od zunaj, v škatli izgubila, sevanje iz notranjosti pa bi zaradi zmerne temperature ne doseglo vidne svetlobe, ampak le infrardečo območje (kar za primer Sonca seveda ni res). Opisane pogoje opišemo kot *sevanje črnega telesa*. Njegovo moč na enoto površine in prostorskega kota ter na frekvenčni interval $d\nu$ je Planck (1901) zapisal kot

$$I(\nu, T) = \frac{2\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}, \tag{4.21}$$

njegovi izpeljavi pa bomo sledili tudi v nadaljevanju. Tu je $h = 6{,}62607015 \cdot 10^{-34}\,\mathrm{J\,s}$ Planckova konstanta, c svetlobna hitrost in k_B Boltzmannova konstanta. Prvi ulomek govori o številu nihajnih načinov za elektromagnetno valovanje med frekvencama ν in $\nu + d\nu$. Faktor 2 je posledica dejstva, da ima vsak val lahko dve med seboj neodvisni ravnini nihanja oziroma polarizacije. Drugi ulomek je posledica kvantizacije elektromagnetnega valovanja, ki ne more imeti poljubne energije, ampak le mnogokratnik energije posameznega fotona $h\nu$. Povprečno energijo zapišemo z uteževanjem po verjetnosti posameznih nihajnih načinov z energijami $E_n = nh\nu$, ki jo opišemo z Boltzmanovim faktorjem

$$\bar{E} = \sum_{n=0}^{\infty} nh\nu\, p(n) = h\nu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n\, e^{-nh\nu/k_B T}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\nu/k_B T}} = h\nu\, \frac{x + 2x^2 + 3x^3 + ...}{1 + x + x^2 + ...} \tag{4.22}$$

kjer smo uvedli oznako $x = e^{-h\nu/k_B T}$. Vsota v števcu zadnjega ulomka je enaka $\frac{x}{(1-x)^2}$, medtem ko je vsota v imenovalcu enaka $\frac{1}{1-x}$. Torej je povprečna energija enaka

$$\bar{E} = h\nu \frac{x}{1-x} = \frac{h\nu}{x^{-1} - 1} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \tag{4.23}$$

kot smo zapisali v enačbi 4.21 za moč na enoto površine in prostorskega kota. Slednjo lahko spremenimo v gostoto svetlobnega toka, ki gre denimo skozi ploskev na steni škatle, tako da seštejemo po polovici prostorskega kota (to je v smeri navzven) in s kosinusnim faktorjem upoštevamo, da je ploščina na steni večja od preseka snopa valovanja v določeni smeri:

$$\begin{aligned} dj/d\nu &= \int I \cos\theta \, d\Omega = I \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta \, d\theta = I\, 2\pi\, \frac{1}{2} = \pi\, I \\ &= \frac{2\pi h\nu^3}{c^2\,(e^{h\nu/k_B T} - 1)} \end{aligned} \tag{4.24}$$

Uvedli smo kot θ med pravokotnico na steno in smerjo valovanja, φ pa je azimutni kot. Porazdelitev gostote svetlobnega toka po energiji je sorazmerna s porazdelitvijo po frekvenci ($dj/d\nu$), saj je energija fotona kar njegova frekvenca pomnožena s Planckovo konstanto. Izračun porazdelitve gostote svetlobnega toka po valovni dolžini ($dj/d\lambda$) pa zahteva nekaj več pazljivosti

$$\begin{aligned} dj/d\lambda &= (dj/d\nu)\,|d\nu/d\lambda| = (dj/d\nu)\,|d(c/\lambda)/d\lambda| = (dj/d\nu)(c/\lambda^2) \\ &= \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5\,(e^{hc/\lambda k_B T}-1)}. \end{aligned} \tag{4.25}$$

Tu smo frekvenco izrazili z valovno dolžino in hitrostjo valovanja ($\nu = c/\lambda$), posredno odvajanje pa je prineslo dodatni faktor c/λ^2, ki presega le zamenjavo spremenljivke. Pri odvajanju smo uporabili absolutno vrednost, saj majhen porast frekvence ($d\nu > 0$) ustreza padcu valovne dolžine, porazdelitev po valovni dolžini pa računamo za majhne priraste valovne dolžine ($d\lambda > 0$).

Odločitev, ali bomo narisali porazdelitev po frekvencah ($dj/d\nu$) oziroma energijah ali pa po valovnih dolžinah ($dj/d\lambda$) je odvisna od okoliščin. Za prikaz območja vidne svetlobe ter ultravijolične in infrardeče svetlobe bomo navadno uporabili valovne dolžine, saj te z detektorji tudi merimo. V radijskem območju in mikrovalovih merimo in zato tudi prikazujemo frekvenco, v visokoenergijskih rentgenskih in gama žarkih pa uporabimo energijo. Energija oziroma frekvenca sta uporabni tudi za primerjavo sevanja različnih območij, saj je tako takoj jasno, v katerem delu spektra naš izvor seva največ energije. Pogosto namesto linearnega prikaza, kakršen je na sliki 4.3, uporabimo logaritemsko skalo na eni ali obeh oseh ter tako pokrijemo večji razpon. Posebno zanimiva je logaritemska skala na osi valovnih dolžin, saj v takem merilu premiki ustrezajo premikom radialnih hitrosti ($RV = c\,d\lambda/\lambda = c\,d\ln(\lambda) = c\,\ln 10\,\log(\lambda)$).

Porazdelitev gostote svetlobnega toka je odvisna le od enega zunanjega parametra, to je temperatura T, ne pa od drugih lastnosti snovi, na primer kemične sestave. Višje temperature prinesejo manjšo vrednost v imenovalcu, torej višjo vrednost $dj/d\lambda$ pri dani valovni dolžini. Pravimo, da se spektri črnega telesa ne sekajo: višja temperatura prinese večjo vrednost $dj/d\lambda$ pri vseh valovnih dolžinah. Vrednost $dj/d\lambda$ je za vse valovne dolžine λ pozitivna. V primeru majhnih valovnih dolžin ($\lambda \to 0$) pada eksponentno ($dj/d\lambda \propto e^{-hc/\lambda k_B T}$), saj eksponentni faktor prevlada nad potenčnim faktorjem (λ^5 v imenovalcu). Za velike valovne dolžine ($\frac{hc}{\lambda k_B T} \to 0$) smo v tako imenovanem Jeansovem približku, ko je vrednost oklepaja v omenovalcu približno enaka $\frac{hc}{\lambda k_B T}$, in gostota svetlobnega toka potenčno pada z naraščanjem valovne dolžine ($dj/d\lambda \to \frac{2\pi c k_B T}{\lambda^4}$).

Vrednost funkcije $dj/d\lambda$ gre proti majhnim vrednostim tako za majhne kot za velike valovne dolžine in je povsod pozitivna. Ker je funkcija zvezna in zvezno odvedljiva, mora pri neki valovni dolžini doseči maksimalno vrednost. V maksimumu je odvod funkcije enak nič, torej lahko to valovno dolžino (λ_{vrh}) izračunamo s pogojem $dj/d\lambda = 0$. Če uvedemo oznako $x = \frac{hc}{\lambda\, k_B T}$, po nekaj računstva pogoj prevedemo na $\frac{x\,e^x}{e^x-1} = 5$, ki ima rešitev $x = 4{,}965114....$ Dobili smo Wienov zakon

$$\lambda_{vrh} = \frac{hc}{x k_B T} = \frac{2{,}8978}{T}\,\mathrm{mm\,K} \tag{4.26}$$

Bolj segreta telesa torej dosegajo vrh pri krajših valovnih dolžinah, kar smo zgoraj ilustrirali z gretjem plošče na štedilniku. Omenimo, da porazdelitev gostote svetlobnega toka po frekvenci ne doseže vrha pri frekvenci, ki bi ustrezala vrhu porazdelitve po valovnih dolžinah. Zaradi faktorja c/λ^2 pri posrednem odvajanju v enačbi 4.25 ima frekvenčna oziroma energetska porazdelitev vrh pri frekvenci

$$\nu_{vrh} = 5{,}8789258 \cdot 10^{10}\,T\,\mathrm{s^{-1}\,K^{-1}} \tag{4.27}$$

Za temperaturo 300 K ima $dj/d\lambda$ vrh pri $\lambda_{vrh} = 9{,}659\,\mu$m, kar ustreza frekvenci $c/\lambda_{vrh} = 3{,}104 \cdot 10^{13}$ Hz, medtem ko ima porazdelitev po frekvenci oziroma energiji vrh pri $\nu_{vrh} = 1{,}764 \cdot 10^{13}$ Hz, kar ustreza valovni dolžini 17 μm. Razliko v položaju vrha ilustrirajo črtkane črte na sliki 4.3.

Zanima nas tudi, kolikšna je celotna gostota svetlobnega toka, sešteta po vseh valovnih dolžinah oziroma po vseh frekvencah

$$\begin{aligned} j &= \int_0^\infty \frac{dj}{d\nu}d\nu = \int_0^\infty \frac{2\pi h\nu^3}{c^2\,(e^{h\nu/k_B T}-1)}d\nu = \frac{2\pi h}{c^2}\left(\frac{k_B\,T}{h}\right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x-1}dx \\ &= \frac{2\pi k_B^4}{c^2h^3}\frac{\pi^4}{15}\,T^4 = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2h^3}\,T^4 = \sigma_{SB}\,T^4 \end{aligned} \tag{4.28}$$

Uvedli smo spremenljivko $x = \frac{h\nu}{k_B T}$ in upoštevali, da je vrednost integrala na koncu prve vrstice enaka $\pi^4/15$. Dobili smo Stefanov zakon, ki pravi, da je gostota svetlobnega toka sešteta po vseh valovnih dolžinah sorazmerna s četrto potenco temperature. Sorazmernostni faktor je zapleten ulomek, v katerem nastopajo Boltzmannova konstanta, svetlobna hitrost in Planckova konstanta. Njegovo vrednost imenujemo tudi Stefan-Boltzmannova konstanta: $\sigma_{SB} = 5{,}670374419 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-4}}$.

Svetlobo s Sonca si lahko predstavljamo kot tok velikega števila delcev, ki potujejo navzven. Rečemo jim fotoni. Če ti delci zadanejo ob oviro, jo odrinejo navzven. Govorimo o svetlobnem tlaku. Pri izpeljavi izraza zanj si predstavljajmo od znotraj posrebreno kroglo s polmerom R, ki odbija svetlobo brez izgub in v kateri ni absorpcije svetlobe.

Če ima foton gibalno količino G in se od površine odbije pod kotom γ glede na lokalno pravokotnico, je sprememba njegove gibalne količine pri odboju enaka:

$$|\Delta\vec{G}| = 2G\cos\gamma \tag{4.29}$$

saj se spremeni le komponenta gibalne količine pravokotna na steno, dvojka pa je zaradi odboja (prožnega odriva od stene). V krogli med dvema trkoma ob steno mine čas Δt, ki je enak preleteni poti v krogli $2R\cos\gamma$, deljeni s hitrostjo c:

$$\Delta t = 2R\cos\gamma/c \tag{4.30}$$

Sila na steno v radialni smeri je enaka spremembi gibalne količine na en trk krat število trkov na sekundo:

$$F_r = \Delta G/\Delta t = 2G\cos\gamma\frac{c}{2R\cos\gamma} = \frac{G\,c}{R} \tag{4.31}$$

Za foton velja, da je njegova energija E v preprosti zvezi z gibalno količino G: $E = Gc$. Če gostoto energije zapišemo z $w = E/V$, dobimo

$$\overline{F_r} = \sum E/R = \frac{1}{R}w\frac{4\pi R^3}{3} = 4\pi R^2\frac{w}{3} \tag{4.32}$$

Končno je tlak fotonov P sila deljena s ploskvijo krogle, torej:

$$P = \frac{F}{S} = \frac{F}{4\pi R^2} = \frac{w}{3} \tag{4.33}$$

Gostoto energije w lahko povežemo z močjo $I(\nu, T)$ na frekvenčni interval, na enoto površine in na enotski prostorski kot, pri čemer upoštevamo, da je gostota energije energetski tok deljen s hitrostjo c:

$$w = \frac{1}{c}\int_0^\infty I(\nu,T)d\nu\int d\Omega = \frac{1}{c}\int_0^\infty I(\nu,T)d\nu\int_0^{2\pi}d\phi\int_0^\pi \sin\theta d\theta \tag{4.34}$$

Podobno zapišemo še svetlobni tok j skozi okvir (enačba 4.24):

$$j = \int_0^\infty I(\nu,T)d\nu\int_0^{2\pi}d\phi\int_0^{\pi/2}\cos\theta\sin\theta d\theta \tag{4.35}$$

Vrednosti integralov po θ se razlikujeta za faktor 4, torej je

$$w = \frac{4j}{c} = \frac{4\,\sigma T^4}{c} \tag{4.36}$$

in končno sevalni tlak:

$$P = \frac{w}{3} = \frac{4\,\sigma T^4}{3\,c} \tag{4.37}$$

Za temperaturo 300 K je svetlobni tlak na površini črnega telesa enak $2 \cdot 10^{-6}$ Pa, pri 6000 K pa 0,33 Pa.

Čas je, da se vrnemo k Soncu. Iz gostote svetlobnega toka na njegovi površini (enačba 4.20) $j_\odot = \sigma_{SB}\,T_\odot^4$ dobimo $T_\odot$, ki ji pravimo tudi efektivna temperatura Sončeve površine

$$T_\odot = (j_\odot/\sigma_{SB})^{1/4} = 5776\ \mathrm{K}, \tag{4.38}$$

Predstavlja temperaturo črnega telesa, ki bi sevalo enak svetlobni tok kot Sonce. Tu ne trdimo, da je temperatura na Soncu natanko 5776 K ali približno 5500 °C, ampak je to v osnovi le gostota svetlobnega toka na njegovi površini ($j_\odot$) izražena v temperaturnih enotah. Po drugi strani pa primerjava rdeče in modre krivulje na sliki 4.3 kaže, da sevanje Sonca ni preveč daleč od porazdelitve svetlobnega toka, ki bi jo sevalo črno telo segreto na temperaturo 5776 K. Ujemanje sicer ni popolno. Torej zopet ne trdimo, da Sonce seva kot črno telo, očitno pa primerjava ni slaba. Astrofiziki bi rekli, da je dobro, da se krivulji ne ujemata, saj nam ravno razlike med krivuljama omogočajo ugotoviti, iz česa so zvezde. A o tem kasneje.

Gostoto svetlobnega toka, seštetega po vseh valovnih dolžinah oziroma frekvencah, nazorno podamo z efektivno temperaturo črnega telesa, ki bi nam dalo isti seštevek gostote toka. Pri tem ni pomembno, ali izvor zares seva kot črno telo, saj je efektivna temperatura le način za izražanje njegovega seštevka preko celotnega spektra. Bolj podrobno lahko sevanje opišemo s pojmom sevalne temperature (angl. brightness temperature). Ta predstavlja temperaturo črnega telesa, ki bi nam pri dani valovni dolžini dalo enako vrednost $dj/d\lambda$. Sevalna temperatura je tako odvisna od valovne dolžine: minimumi v svetlobnem toku Sonca na sliki 4.3 imajo nižjo sevalno temperaturo kot okolne valovne dolžine z večjimi vrednostmi $dj/d\lambda$. V fotografiji se srečamo tudi s pojmom barvne temperature. Pri tej s črnim telesom dane temperature ne skušamo ponazoriti vrednosti $dj/d\lambda$, ampak iščemo temperaturo, pri kateri bi imela Planckova funkcija enak naklon kot ga ima opazovano svetilo. Torej skušamo poiskati temperaturo črnega telesa, ki ima pri valovni dolžini λ enako vrednost $\lim_{d\lambda\to 0} \frac{dj/d\lambda(\lambda+d\lambda)-dj/d\lambda(\lambda)}{dj/d\lambda(\lambda)}$. Barvna temperatura je uporabna le, če je sevanje svetila podobno sevanju črnega telesa. O barvni temperaturi pa nima smisla govoriti denimo pri laserskih svetilih, ki sevajo le pri nekaterih valovnih dolžinah.

4.5 Dinamični čas

Sonce je krogla, ki je močno gravitacijsko vezana. Pokazali smo (enačba 4.16), da je težnostni pospešek $g_\odot$ na površini enak 274 $\mathrm{m\,s^{-2}}$. Če tako velikega pospeška ne bi uravnotežala kakšna nasprotna sila, bi se Sonce začelo hitro krčiti. Newtonov zakon popiše spreminjanje velikosti Sonca $R(t)$ kot

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -GM_\odot/R^2. \tag{4.39}$$

Če enačbo množimo z dR/dt, lahko levo stran preuredimo v $(d^2R/dt^2)(dR/dt) = (1/2)d/dt[(dR/dt)^2]$, desno pa v $d/dt(GM_\odot/R)$. Tako spoznamo, da je časovni odvod količine $E = (1/2)(dR/dt)^2 - GM_\odot/R$ enak nič. Polna energija E se torej s časom ne spreminja in ima vseskozi vrednost $E = -GM_\odot/R_\odot$, ki jo je imela pred krčenjem. Namesto enačbe 4.39, ki je drugega reda, moramo torej rešiti preprostejšo enačbo prvega reda

$$\frac{dR}{dt} = \pm\sqrt{\frac{2GM_\odot}{R} + 2E} = \pm\sqrt{2GM_\odot\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_\odot}\right)} \tag{4.40}$$

Z uvedbo nove spremenljivke $x = R/R_\odot$ dobimo

$$dt = -\left(\frac{2GM_\odot}{R_\odot^3}\right)^{-1/2} \frac{dx}{(1/x-1)^{1/2}} = -\left(\frac{2GM_\odot}{R_\odot^3}\right)^{-1/2} \left(\frac{x}{1-x}\right)^{1/2} dx, \tag{4.41}$$

kjer smo izbrali krčenje in zato negativni predznak iz enačbe 4.40. Integral rešimo z zamenjavo $x = \sin^2\phi$: $\int(\frac{x}{1-x})^{1/2}dx = 2\int \sin^2\phi\, d\phi = \int[1-\cos(2\phi)]\, d\phi = \phi - \sin\phi\cos\phi$. Če nas zanima čas $t_{D\odot}$, v katerem bi Sonce zaradi lastne teže padlo skupaj, integriramo od časa 0 do $t_{D\odot}$ in od $x = 1$ do $x = 0$, kar ustreza integralu od $\phi = \pi/2$ do $\phi = 0$. Rezultat je enak

$$t_{D\odot} = \frac{\pi}{2}\left(\frac{R_\odot^3}{2GM_\odot}\right)^{1/2} = \left(\frac{3\pi}{32\,G\rho_\odot}\right)^{1/2} = 1770\,\mathrm{s} \tag{4.42}$$

Čas kolapsa zvezde zaradi lastne teže je torej obratno sorazmeren s korenom povprečne gostote zvezde. Splošnejše bo vsako neravnovesje sil povzročilo spremembe na zvezdi približno v tukaj izračunanem času, ki mu zato pravimo tudi dinamični relaksacijski čas.

4.6 Enačba hidrostatičnega ravnovesja

Vrednost dinamičnega časa za Sonce, ki je malenkost krajša od pol ure, seveda ne pomeni, da bo Sonce v tako kratkem času padlo skupaj. Torej mora gravitacijski pospešek v enačbi 4.39 zelo natančno uravnotežati nek enako velik pospešek v nasprotni smeri, tako da je skupni pospešek enak nič. Pri razmisleku lahko primerjamo atmosferi Zemlje in Sonca. Obe sta gravitacijsko vezani in zato nanju deluje gravitacijski pospešek. Obe pa sta tudi na miru in to iz istega razloga, ki je spreminjanje tlaka P z višino oziroma z razdaljo r od središča telesa. Na majhen valj s ploščino osnovne ploskve S, ki ima spodnjo ploskev na višini r in zgornjo na razdalji $r+dr$ od središča zvezde, delujeta sili $S\,P(r)$ od spodaj in $S\,P(r+dr)$ od zgoraj. Njuna razlika: $S\,(P(r+dr)-P(r))$ mora (ker je valj na miru) natančno uravnotežati silo teže plasti, ki je usmerjena navzdol: $mg = \rho\,S dr\,\frac{-GM_r}{r^2}$. Tu smo z ρ označili gostoto snovi, $S\,dr$ je prostornina valja, M_r pa je masa znotraj radija r, ki prispeva k gravitacijskemu pospešku na valj. Zapis preoblikujemo v

$$\frac{P(r+dr)-P(r)}{dr} \equiv \frac{dP}{dr} = -\rho(r)\,\frac{GM_r}{r^2} \tag{4.43}$$

Tlak v zvezdi pada z oddaljevanjem od središča. Torej na vsak valj od spodaj pritiska bolj kot od zgoraj in tako uravnoteža navzdol usmerjeno silo teže. Zvezo 4.43 imenujemo tudi enačba hidrostatičnega ravnovesja. Dodamo ji lahko še zvezo, ki popisuje spreminjanje mase znotraj določenega radija in jo imenujejo tudi kontinuitetna enačba:

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r), \tag{4.44}$$

ki upošteva, da je prostornina krogelne lupine s polmerom r in debelino dr enaka $4\pi r^2\,dr$, masa pa je enaka zmnožku gostote in prostornine.

Če bi vedeli, kako se gostota spreminja z radijem, bi z enačbo 4.44 ugotovili rast mase z radijem in bi, ko bi to vstavili v enačbo 4.43, lahko izračunali tudi rast tlaka z globino. Žal poteka gostote ne poznamo. Kot naivno možnost lahko predpostavimo, da je gostota konstantna in povsod enaka $\rho_\odot$. Tako dobimo $M_r = \rho_\odot\,4\pi r^3/3 = M_\odot (r/R_\odot)^3$ in

$$P(r) = \int_0^{P(r)} dP = -\frac{\rho_\odot\,GM_\odot}{R_\odot^3}\int_{R_\odot}^{r} r dr = \frac{\rho_\odot\,GM_\odot}{2R_\odot^3}(R_\odot^2 - r^2) = \frac{2\pi}{3}G\rho_\odot^2 R_\odot^2[1-(r/R_\odot)^2], \tag{4.45}$$

kjer smo privzeli, da je tlak na površini Sonca enak nič. Za tlak v središču Sonca ($r = 0$) dobimo oceno $P_c = 1{,}35 \cdot 10^{14}$ Pa. To je nepredstavljivo velika številka. Na Zemlji bi ob zemeljskem težnem pospešku (enačba 4.3) tak tlak dosegli z maso 137 ton, ki bi stala na ploskvi s ploščino enako 0,1 mm $\cdot$ 0,1 mm, kar približno ustreza površini konice tehničnega svinčnika. Kot vemo, v Zemlji tlak raste z globino, v vodi na vsakih 10 metrov za 10^5 Pa. Če bi za Zemljo predpostavili, da je njena gostota konstantna, bi iz enačbe 4.45 ob njenem 109-krat manjšem polmeru in 3,9-kratni gostoti Sonca dobili $(109/3{,}9)^2 = 780$-krat manjši središčni tlak kot v Soncu.

Smiselno se je vprašati, kako se v Sončevi notranjosti vzpostavi tako velik tlak, ki preprečuje njegov gravitacijski kolaps. Tu bomo privzeli, da je Sonce (1) iz idealnega plina, (2) ki je pretežno vodik, (3) ki je zaradi visoke temperature ioniziran, visok tlak pa je ob konstantni gostoti (4) posledica visoke temperature plina. Predpostavka (1) se ne zdi realna, saj povprečna gostota Sonca presega gostoto vode, jezera in oceani pa seveda niso plinasti. Kljub temu bomo pokazali, da je Sonce in skoraj vse zvezde res iz idealnega plina. Drži tudi predpostavka (2), čeprav bomo videli, da imamo ob vodiku tudi nekaj helija in težjih elementov. Ker potrebujemo visok tlak, je predpostavka (3), da je plin v stanju ionizirane plazme, kjer elektroni niso vezani na atomska jedra, smiselna. Končno se bo izkazalo, da je v notranjosti Sonca res vroče, kot pravi predpostavka (4), čeprav se bo privzetek o konstantni gostoti izkazal za napačnega.

Z opisanimi privzetki zapišemo enačbo idealnega plina, ki povezuje njegov tlak P, številsko gostoto n (ki jo merimo v številu delcev plina na enoto prostornine) in temperaturo T

$$P = n\,k_B\,T = \frac{\rho}{\bar{m}}\,k_B\,T \tag{4.46}$$

Simbol $k_B = 1{,}380649 \cdot 10^{-23}$ J/K je Boltzmannova konstanta. Uvedli smo povprečno maso delca v plinu $\bar{m}$, ki je za ionizirani vodikov plin iz enakega števila protonov z maso m_p in elektronov z

maso m_e enaka $\bar{m} = \frac{m_p+m_e}{2} \simeq m_p/2$. Zadnji približek upošteva, da je masa elektrona 2000-krat manjša od mase atomskega jedra vodika oziroma protona. Ob predpostavki o konstantni gostoti dobimo za središčno temperaturo Sonca $T_c = \frac{GM_\odot m_p}{4R_\odot k_B} = 5{,}8 \cdot 10^6$ K.

Vrednosti središčnega tlaka in temperature, ki smo jih dobili ob predpostavki konstantne gostote, sta veliki vendar manjši od dejanskih vrednosti. Torej se temperatura od površinskih tisočev stopinj v notranjosti zelo hitro dvigne proti stotisočem in končno milijonom stopinj. Ob takih temperaturah je snov gotovo ionizirana, kar opravičuje predpostavko (3). Obenem pa je to tudi razlog za upravičenost predpostavke (1), da je stanje snovi idealni plin. V ioniziranem vodikovem plinu je namreč velikost delcev enaka velikosti posameznega protona ali elektrona. Prvi meri $0{,}84 \cdot 10^{-15}$ m, klasični radij drugega pa je $2{,}82 \cdot 10^{-15}$ m. To je mnogo manj od velikosti neioniziranega atoma, kjer ima elektronski oblak velikost $\sim 10^{-10}$ m. Številska gostota $n = N/V$ pomeni, da je v prostornini V skupaj N delcev. Posameznemu delcu torej pripada prostornina $V/N = 1/n$. To prostornino pa lahko zapišemo tudi kot a^3, kjer je a povprečna razdalja med delci. Ta je v ionizani vodikovi plazmi z gostoto enako povprečni gostoti Sonca enaka $a = (1/n)^{1/3} = (\bar{m}/\rho)^{1/3} \simeq (\frac{m_p}{2\rho_\odot})^{1/3} = 0.84 \cdot 10^{-10}$ m. Pri takšni medsebojni razdalji bi se nevtralni atomi med seboj tiščali (to se pri vodi v tekočem stanju zares dogaja), delci v ioniziranem plinu pa so do 100,000-krat manjši od njihove medsebojne razdalje. Kot primerjavo si zamisllimo, da so povprečne razdalje med delci enake 0,84 km. V tem merilu so elektroni frnikole s polmerom 0,84 cm, protoni pa teniške žogice s polmerom 2,8 cm. Te frnikole in žogice zaradi visoke temperature sicer divje letijo okoli, vendar zaradi njihovih velikih medsebojnih razdalj skoraj nikoli ne trčijo, zelo redka so tudi tesna srečanja, ob katerih bi prišlo do medsebojne interakcije. Torej so izpolnjene predpostavke, ki veljajo za idealni plin. Celo če bi bila gostota snovi 1000-krat večja, bi bile razdalje med delci le 10-krat manjše, torej bi bila predpostavka o idealnem plinu še vedno upravičena.

4.7 Gostota, tlak, temperatura in izsev v notranjosti Sonca

Predpostavka, da je Sonce po vsej prostornini enako gosto, ni smiselna. Zelena krivulja na sliki 4.4 kaže spreminjanje gostote od središča Sonca na levi do njegove površine na desni. Očitno je gostota blizu središča mnogo večja, zunaj pa mnogo manjša od povprečne. Močan porast gostote blizu središča je značilen za vse zvezde. Posledično masa znotraj določenega polmera ne raste sorazmerno s prostornino, torej z r^3, kot bi to bilo pri enakomerno gosti krogli. Črna krivulja na sliki 4.4 pove, da je znotraj polovičnega polmera Sonca kar $\sim 90\%$ njegove mase, pri konstantni gostoti pa bi bila znotraj tega radija le osmina vse mase. Večina mase Sonca je zbrana zelo blizu središča, polovica je je znotraj četrtine njegovega polmera. Tudi središčna gostota je več kot stokrat tolikšna od povprečne, ki smo jo izračunali v enačbi 4.15 in doseže vrednost

$$\rho_{c\odot} = 1{,}508 \cdot 10^5 \,\mathrm{kg\,m^{-3}} \tag{4.47}$$

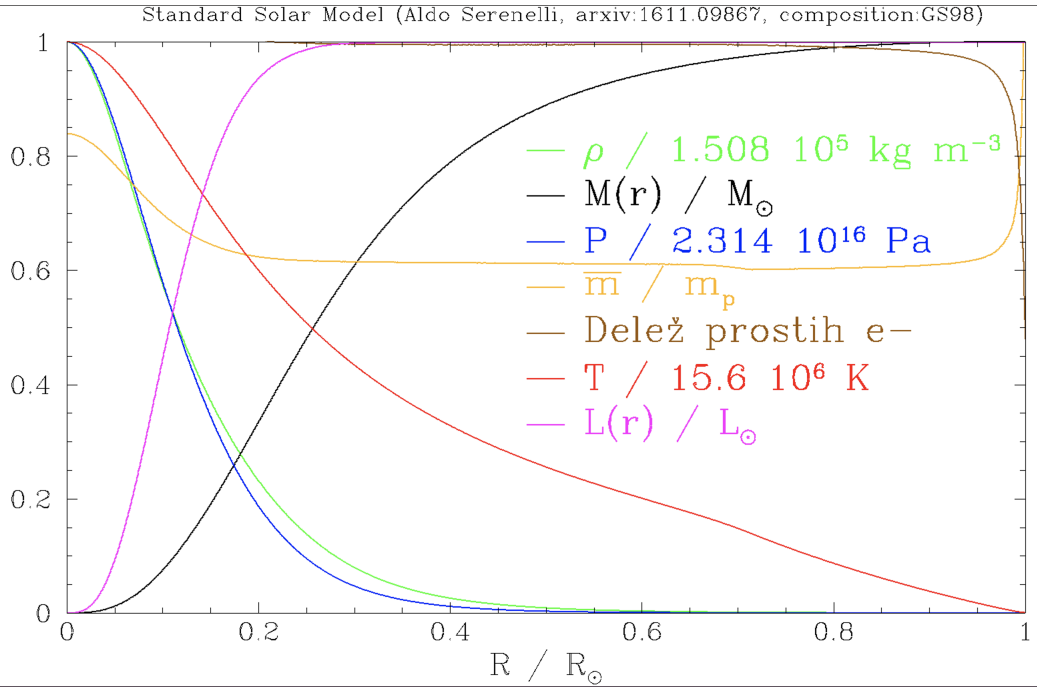
Kot smo utemeljili v prejšnjem poglavju, pa je kljub povečanju gostote privzetek, da je Sonce v stanju idealnega plina, še vedno smiseln.

Velike vrednosti gostote in mase blizu središča Sonca pomenijo, da tam tlak po enačbi 4.43 z globino raste mnogo hitreje, kot bi v primeru konstantne gostote. Ker je njegov odvod zmnožek ρM_r utežen z $1/r^2$, je ta pri majhnih r zelo strm. Zato tudi sodeže mnogo večje središčne vrednosti, kot bi jih v primeru konstantne gostote. Vrednost središčnega tlaka v Soncu je enaka kar

$$P_{c\odot} = 2{,}314 \cdot 10^{16} \,\mathrm{N\,m^{-2}} \tag{4.48}$$

Poteki gostote, mase znotraj radija in tlaka se za realistični model Sonca močno razlikujejo od rezultatov, ki smo jih dobili s privzetkom konstantne gostote. Tlak ne pada parabolično z radijem, kot bi bilo to v enakomerno gostem Soncu, ampak mnogo hitreje. Njegova vrednost na polovici Sončevega radija je tako enaka $\frac{1}{318}$ in ne $\frac{3}{4}$ središčnega tlaka, kot bi dobili za konstantno gostoto.

Zgoraj smo privzeli, da je Sonce iz ioniziranega vodika, torej je bila povprečna masa delca polovica mase protona. Sonce je res iz pretežno iz vodika, vendar je vodikovih atomov (po številu in na polovici polmera Sonca) le približno 91,36%, helijevih atomov je 8,51%, medtem ko je 0,13% atomov težjih od helija. Po masi je delež vodikovih atomov $X = 71{,}67\%$, delež helijevih $Y = 26{,}49\%$, medtem ko težji elementi prispevajo $Z = 1{,}83\%$ mase. Ti deleži se nekoliko spreminjajo



Slika 4.4: Standardni model Sonca (Vinyoles et al., 2017). Narisan je potek gostote (ρ), mase znotraj določenega polmera ($M(r)$), tlaka (P), povprečne mase delca v plinu ($\bar{m}$), deleža prostih (to je nevezanih) elektronov, temperature (T) in izseva (L) z razdaljo od središča Sonca (R). Tabela poteka zgornjih količin, z izjemo $\bar{m}$ in deleža prostih elektronov, ki smo ju izračunali posebej, je dostopna na https://www.ice.csic.es/personal/aldos/Solar_Data.html.

z razdaljo od središča Sonca. Če privzamemo, da je plin popolnoma ioniziran, vodik k masi prispeva en proton (elektron ima zanemarljivo majhno maso) in 2 delca (proton v jedru in en prosti elektron), helij ima v jedru 4 nukleone ter skupaj 3 delce (jedro in 2 elektrona), medtem ko imajo težji elementi maso Am_p in približno $A/2$ elektronov. Tako lahko izračunamo povprečno maso delca. v ioniziranem plinu:

$$\bar{m} = \frac{m_p}{2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z}, \tag{4.49}$$

ki nam ob zgornjih vrednostih da za polovico Sončevega polmera: $\bar{m} = 0.61 m_p$. To je tudi vrednost oranžne krivulje na sliki 4.4. Vrednost povprečne mase delca tik pod površjem naglo naraste. Tam je prehladno, da bi bila snov v celoti ionizirana, kar jasno kaže padec deleža prostih elektronov (rjava krivulja na sliki 4.4). Zaradi manjšega števila prostih elektronov je v plinu manj delcev, zato se bolj pozna prispevek mnogo težjih atomskih jeder in povprečna masa delca naraste proti masi protona, ki bi jo imela v neioniziranem vodikovem plinu. Povprečna masa delca se nekoliko dvigne tudi blizu središča Sonca. To je posledica drugačne kemične sestave blizu središča. O tem bomo govorili kasneje.

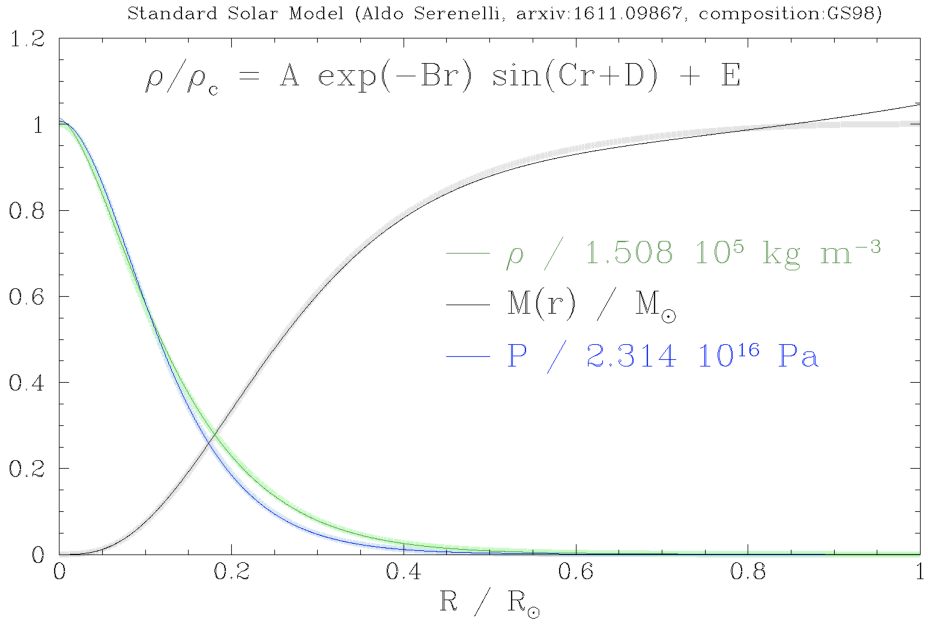
Temperaturo v zvezdi lahko izračunamo iz enačbe idealnega plina (4.46), tako da tlak množimo z maso delca in delimo z gostoto. Rezultat kaže rdeča krivulja na sliki 4.4. Temperatura skoraj enakomerno raste z globino in v središču doseže vrednost

$$T_{c\odot} = 15{,}6 \cdot 10^6\,\mathrm{K} \tag{4.50}$$

To je zelo visoka temperatura, ki kar za 2700-krat presega efektivno temperaturo na površini Sonca. Na začetku tega poglavja smo omenili, da Sonce nima enakomerne gostote, zato sta poteka gostote in tlaka močno drugačna, kot bi smo ju izpeljali v poglavju 4.6. Pri temperaturi nam je šlo bolje, saj je rezultat v istem velikostnem redu, kot bi ga dobili za enakomerno gosto kroglo. Včasih imamo pač srečo: deljenje močno podcenjenih vrednosti za tlak in gostoto nam je dalo približno pravo vrednost temperature.

Izjemno visoko temperaturo v notranjosti Sonca vzdržuje močno sproščanje energije v njegovi notranjosti. Zaenkrat še ne vemo, kateri proces to energijo sprošča. Rožnata krivulja na sliki 4.4

pa nam pove, da ima ves izsev Sonca svoj izvor v notranjih 30% Sončevega polmera.



Slika 4.5: Ponazoritev numeričnih rezultatov standardnega modela Sonca z analitičnimi funkcijami. Kolegica Neža Vipavc je predlagala navedeno analitično funkcijo za radialno spreminjanje gostote, ki odlično popiše numerični rezultat. Posledično je tudi potek tako izračunane mase znotraj polmera in tlaka zelo blizu numeričnim rezultatom. Debelejše in svetlejše črte prikazujejo numerične rezultate iz slike 4.4, temnejše in tanjše črte pa ustrezne analitične funkcije. Koeficienti imajo vrednosti: $A = 57{,}6459$, $B = 13{,}82$, $C = 0{,}2257$, $D = 0{,}01759$, $E = 1{,}069 \cdot 10^{-3}$.

Krivulje na sliki 4.4 so rezultat numeričnih računov. Včasih pa je numerični rezultat dobro ponazoriti tudi z analitično funkcijo. Če bi potek gostote znali opisati s tako funkcijo, ki bi bila tudi analitično integrabilna, bi nam kontinuitetna enačba (4.44) dala potek $M_r(r)$, enačba hidrostatičnega ravnovesja (4.43) pa tudi $P(r)$. V letih 2020/21 in 2021/22 sem študente pri predmetu Astronomija 1 vzpodbudil, da poiščejo takšno funkcijo. Interesa in dobrih predlogov je bilo kar nekaj, za kar se vsem zahvaljujem, najtočnejši rezultat pa je dobila kolegica Neža Vipavc. Potek gostote jo je spominjal na krivuljo dušenega nihanja pri kritičnem dušenju, torej je uporabila nastavek $\rho/\rho_c = A \exp^{-Bx} \sin(Cx + D) + E$ in nastavila vrednosti konstant, kot so navedene v podpisu k sliki 4.5. Slika kaže, da se potek gostote in rasti mase ter tlaka izjemno dobro ujemajo z numeričnimi rezultati. Standardna deviacija v vrednostih ρ/ρ_c med numerično in analitično rešitvijo je enaka le $2{,}6 \cdot 10^{-3}$. Manjše odstopanje je le pri skupni masi zvezde, a tudi to ne preseže nekaj odstotkov.

4.8 Prozornost snovi v Soncu

Rjava krivulja na sliki 4.4 pove, da je z izjemo povsem površinskih plasti snov v Soncu povsem ionizirana. Govorimo torej o plazmi, v kateri se atomska jedra in elektroni prosto gibljejo. Seveda nas zanima, kakšna je prozornost take snovi za svetlobo. Če bi bilo Sonce prozorno, bi lahko videli fotone, ki prihajajo iz središčnih predelov Sonca in s seboj nosijo informacije o tamkajšnjih razmerah. V primeru neprozornega Sonca pa smo omejeni na opazovanje svetlobe, ki izvira iz površinskih plasti in torej le zelo posredno govori o razmerah v notranjosti, kjer po poteku rožnate krivulje na sliki 4.4 sodeč nastaja večina Sončevega izseva. Da je ta druga možnost smiselna, vidimo že po jasno določenem in prav nič razmazanem robu Sončevega diska na sliki 4.1. Vendar do občutka, kako daleč lahko "letijo" fotoni v Soncu, pridemo le z računom.

Svetloba oziroma fotoni se v plazmi lahko absorbirajo na elektronih ali na atomskih jedrih. Absorpcija pomeni, da tak foton prekine svojo pot. Zaradi ohranjanja njegove energije bo navadno

takoj zatem[38] nastal nov foton, ki bo imel enako energijo kot absorbirani. Vendar ne bo potoval v isti smeri. V Soncu velja, da je smer izsevanega fotona neodvisna od smeri absorbiranega. Le redko se torej zgodi, da izsevani foton nadaljuje pot v smeri, ki jo je imel absorbirani foton. Navadno odleti nekam vstran, včasih celo v smeri nazaj. Zaradi absorpcije torej svetloba ne potuje premočrtno, ampak fotoni potujejo po zelo zveriženih poteh, vse dokler ne dosežejo površine Sonca, kjer se snov razredči, postane prozorna in zato lahko taka svetloba neovirano doseže Zemljo ali pa odleti v globine vesolja.

Razmislek o potovanju fotonov začnimo s poenostavljenim zgledom. Prestavljajmo si, da fotoni potujejo vzdolž premice, na kateri so enakomerno na medsebojnih razdaljah ℓ nanizani absorberji. Po vsaki absorpciji naj bo enaka verjetnost, da foton nadaljuje svojo pot naprej ali nazaj. Nastanek svetlobe ponazorimo z začetnim položajem fotona v izhodišču koordinate x, ki teče vzdolž premice, površino enodimenzionalnega Sonca pa predstavljata koordinati $-R_\odot$ in $+R_\odot$ levo in desno od izhodišča. Tak enodimenzionalni primer navadno imenujem problem pijanca: v izhodišču je gostilna, iz katere ga vržejo, zato vandra vzdolž ceste, upajoč da gre proti domu. Ob cesti so enakomerno nanizane še druge gostilne, ki jih pijanec seveda na hitro obišče (se "sipa"), nato pa nadaljuje svojo pot. Vendar na vratih ne ve, kam bi se obrnil in z enako verjetnostjo pot nadaljuje v levo ali v desno. Sčasoma bo seveda prišel do cilja: na levem koncu poltraka ga čaka žena, na desnem pa ljubica, seveda z enako usodo, ki jo ponazorimo z valjarjem.

Matematično bo njegova koordinata x po $N+1$ sipanjih z enako (to je s polovično) verjetnostjo za ℓ večja ali manjša od koordinate po N korakih. Povprečna vrednost koordinate po $N+1$ korakih bo torej

$$\overline{x_{N+1}} = \frac{1}{2}\overline{(x_N + \ell)} + \frac{1}{2}\overline{(x_N - \ell)} = \overline{x_N} \tag{4.51}$$

V zadnjem koraku smo upoštevali, da je povprečje vsote enako vsoti povprečij. Povprečna koordinata se torej ne spreminja, vseeno pa to ne pomeni, da se pijanec ne bliža valjarju oziroma foton površju Sonca. Izhoda sta namreč dva, na levi in na desni. Pomembna je torej dovolj velika razdalja od izhodišča, ne pa predznak koordinate. Razdaljo po N korakih d_N bomo ovrednotili kot kvadratni koren povprečja kvadrata koordinate

$$\overline{x_{N+1}^2} = \frac{1}{2}\overline{(x_N + \ell)^2} + \frac{1}{2}\overline{(x_N - \ell)^2} = \overline{x_N^2} + \ell^2, \tag{4.52}$$

kjer smo v zadnjem koraku zbrali skupaj člene, ki smo jih dobili po eksplicitnem zapisu obeh kvadratov. Povprečje kvadrata koordinate torej z vsakim sipanjem naraste za ℓ^2 in je po N sipanjih enako

$$\overline{x_N^2} = N\,\ell^2 \tag{4.53}$$

Torej je razdalja od izhodišča po N korakih enaka

$$d_N = \sqrt{\overline{x_N^2}} = \sqrt{N\,\ell^2} = \ell\sqrt{N} \tag{4.54}$$

Razdalja ne raste sorazmerno s številom korakov, kot bi bilo to pri odsotnosti sipanja, ampak narašča le z njihovim kvadratnim korenom. Za razdaljo $10\,\ell$ torej v povprečju potrebujemo 100 korakov oziroma sipanj.

Doslej smo obravnavali enodimenzionalni primer, kjer je pot omejena vzdolž koordinate x. Sonce je seveda trodimenzionalno. Zato kvadrat koordinate x v vsakem koraku ne naraste za ℓ^2, ampak si po tretjino povečanja delijo prirastki vseh treh kvadratov koordinat, torej $\overline{x^2}$, $\overline{y^2}$ in $\overline{z^2}$. Po drugi strani pa je tudi izhodni pogoj, ko foton doseže površje Sonca, bolj sproščen. Namesto da bi moral $R_\odot^2$ doseči kvadrat koordinate x, mora biti toliko vsota kvadratov vseh treh koordinat. Torej je rezultat za trodimenzionalno Sonce enak kot za enodimenzionalno premico: $d_N = \ell\sqrt{N}$. Število korakov za pot od središča do površja Sonca je torej enako

$$N = (R_\odot/\ell)^2 \tag{4.55}$$

Rezultat je seveda močno odvisen od dolžine poti ℓ, ki jo opravi foton med dvema sipanjema. Tej razdalji pravimo tudi prosta pot. Ker je snov v Soncu ionizirana, se foton lahko siplje na atomskih jedrih ali na prostih elektronih. Izkaže se, da je slednji proces precej pomembnejši. Pomembnost

[38] Tipični časovni zamik med absorpcijo in izsevom novega fotona je enak 10^{-15} sekunde.

posameznega sipalnega procesa izrazimo s količino, ki ji pravimo sipalni presek. Sipanju na prostih elektronih pravimo tudi Thomsonovo sipanje, zato bomo ta presek, ki ima enoto ploščine, označili s σ_T. Če bi bil elektron kroglica in bi foton zašel znotraj njenega preseka σ_T, bi torej prišlo do sipanja, če pa bi kroglico zgrešil, bi neovirano letel mimo. Seveda mikroskopsko dogajanje ni natanko takšno. Sipanje opišemo z verjetnostmi, ki so večje, če foton zaide bližje. Vseeno pa je opis s sipalnim presekom v redu, če ga razumemo kot neke vrste efektivni presek za tak dogodek.

Po sipanju odleti foton dalje, dokler po razdalji ℓ ne zaide znotraj preseka naslednjega elektrona. V valju z osnovnico σ_T in višino ℓ se torej nahaja natanko en elektron. Ali z drugimi besedami, prostornina valja $\sigma_T\,\ell$ je kar celotna prostornina snovi deljena s številom elektronov v njej. Kar pa je enako tudi obratni vrednosti številske gostote elektronov n_e:

$$\sigma_T\,\ell = 1/n_e = 1/n_p = m_p/\rho \tag{4.56}$$

Tu smo upoštevali, da je snov v Soncu električno nevtralna in sta zato številski gostoti elektronov in protonov enaki. V vodikovem plinu k masni gostoti ρ prispevajo le vodikova jedra, ki so kar protoni z maso m_p. Končni izraz za tipično pot med dvema sipanjema fotona v Soncu je torej enak

$$\ell = \frac{m_p}{\rho\,\sigma_T} \tag{4.57}$$

Sipalni presek za Thomsonovo sipanje je enak $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$. Količina r_e je tako imenovani klasični radij elektrona

$$r_e = \frac{e_o^2}{4\pi\epsilon_o m_e c^2} = 2{,}82\cdot 10^{-15}\,\mathrm{m}, \tag{4.58}$$

kjer je e_o osnovni naboj in ϵ_o influenčna konstanta. Thomsonov sipalni presek za sipanje na elektronih je torej enak $\sigma_T = 6{,}65\cdot 10^{-29}$ m^2. Izraz za sipanje na protonih bi bil sicer po obliki enak, vendar bi namesto mase elektrona nastopala masa protona. Ta je mnogo večja, za bi bil ustrezni presek za sipanje na prostih protonih zanemarljivo majhen.

Za prosto pot med sipanji na prostih elektronih v ioniziranem vodikovem plinu dobimo

$$\ell = 0{,}018\,\mathrm{m}\,(\rho_\odot/\rho), \tag{4.59}$$

kjer smo z $\rho_\odot$ označili povprečno gostoto Sonca (enačba 4.15). Sipanje na elektronu se torej fotonu zgodi na vsaka dva centimetra, oziroma še mnogo pogosteje, če je gostota večja, ali če k sipanjem prispevajo še drugi sipalni preseki (na primer na nekaterih ionih v površinskih plasteh Sonca, ob katerih je zaradi tamkajšnje nepopolne ionizacije nekaj vezanih elektronov). Foton za let s svetlobno hitrostjo c med dvema sipanjema potrebuje čas $\ell/c = 6\cdot 10^{-11}$ s. To ni veliko, še vedno pa mnogo več od časa med absorpcijo in reemisijo pri interakciji s prostim elektronom. Slednjo zakasnitev, ki znaša $\sim 10^{-15}$ s, smo torej lahko zanemarili. V literaturi namesto pojma prosta pot (ℓ) pogosto uporabljajo pojem masni absorpcijski koeficient $\kappa = \frac{1}{\rho\,\ell}$, ki ima enote m^2/kg. Taka definicija že vključuje odvisnost proste poti od gostote in se zato bolj osredotoča na samo naravo sipalnega procesa. Imata pa količini obratni pomen: bolj prozorna snov ima večjo prosto pot fotonov in manjši masni absorpcijski koeficient.

Očitno bo foton na poti od središča do površine Sonca doživel veliko sipanj in bo njegova pot zelo zverižena. Ob predpostavki enakomerne gostote lahko z vstavljanjem enačbe 4.59 v enačbo 4.55 število sipanj ocenimo na $N = 1{,}5\cdot 10^{21}$. Za tako dolgo pot foton (ki potuje s svetlobno hitrostjo c) od središča do površja potrebuje čas

$$t = \frac{N\ell}{c} = \frac{R_\odot^2}{\ell\,c} = \frac{R_\odot}{\ell}\frac{R_\odot}{c} = 9\cdot 10^{10}\,\mathrm{s} = 3\cdot 10^3\,\mathrm{let} \tag{4.60}$$

Zadnja ulomka pred številskim izračunom ilustrirata, da je ta čas za faktor $\frac{R_\odot}{\ell} = 3{,}8\cdot 10^{10}$-krat daljši, kot če bi od središča do površja letel naravnost. V zadnjem koraku smo upoštevali, da je v enem letu približno 30 milijonov sekund.

Namesto dobrih dveh sekund, ki bi jih do površine potreboval brez sipanj, foton v neprozornem Soncu do površine potrebuje kar 3000 let. Svetloba s Sončeve površine torej nosi le posredno informacijo o tem, kaj se dogaja bližje središča Sonca. Ob tem je treba upoštevati, da energije enega fotona v središčnih delih Sonca do površine ne prenese en sam foton. Fotoni neprestano, kot smo videli na vsaka 2 centimetra poti, interagirajo s snovjo. To pomeni, da se njihova enegija

stalno prilagaja termični energiji v snovi. V središčnih predelih Sonca, kjer je temperatura okrog 10 milijonov stopinj, so to rentgenski fotoni. Blizu površine pa so pri temperaturah 10 tisoč stopinj to fotoni vidne svetlobe. Energija slednjih je tisočkrat nižja od rentgenskih. Tako energijo vsakega rentgenskega fotona iz središča Sonca na površino prenese tisoč vidnih fotonov, ki zlagoma nastajajo vzdolž poti. Ti novonastali fotoni seveda ne vedo, kam morajo iti in kje je površje Sonca. Tudi oni zato potujejo po zveriženih poteh in pot do površja jim vzame podobno časa, kot fotonu, ki smo ga spremljali iz središča do površja (morda iz izjemo tistih, ki nastanejo šele tik pod površino Sonca). Čas za prenos energije je torej mnogo daljši od časa potovanja enega fotona, ocenimo ga lahko na tisočkrat po 3000 let, torej nekaj milijonov let.

Če bi se torej energija v globinah Sonca nenadoma nehala proizvajati, Sonce ne bi takoj ugasnilo, ampak bi zmanjšanje izseva zaznali šele po milijonih let. Očitno je svetloba s površja le zelo posreden vir informacij o dogajanju v Sončevi notranjosti. Seveda pa nas zanima, kako Sonce proizvaja svoj ogromni izsev in koliko časa je že tako.

4.9 Starost Zemlje in Sonca

Sonce s svojim izsevom vzdržuje Zemljo na mnogo višji temperaturi, ko bi jo imela sicer. Namesto, da bi imela temperaturo le nekaj stopinj nad absolutno ničlo, kot jo imajo objekti, ki se nahajajo daleč od zvezd, je njena povprečna temperatura blizu ledišča vode, torej je višja za več kot dvesto stopinj.

Zemlja, zlasti z belino vrhov njenih oblakov, v povprečju odbija 30,6% vpadne energije. Pravimo da je njena odbojnost ali albedo enaka $a_B = 0{,}306$, kjer smo indeks B zapisali v čast ameriškega astronoma Georga Phillipsa Bonda (1825–1865), ki je prvi predlagal uvedbo te količine. Če privzamemo, da iz Zemljine notranjosti ne prihaja nič energijskega toka[39], lahko v ravnovesnem stanju enačimo absorbirani energijski tok s Sonca, ki ga Zemlja prestreza s ploščino πR_z^2, in oddani energijski tok za kroglo s ploščino $4\pi R_z^2$, ki je na povprečni temperaturi T_z:

$$\frac{L_\odot}{4\pi a_z^2}\,(1-a_B)\,\pi R_z^2 = (4\pi R_z^2)\,\sigma_{SB} T_z^4. \tag{4.61}$$

Z a_z smo označili razdaljo Zemlje od Sonca (enačba 4.9), σ_{SB} pa je Stefan–Boltzmannova konstanta (enačba 4.28). Pri izračunu povprečne temperature vidimo, da velikost telesa ni pomembna: Zemlja, Luna ali astronavt na vesoljskem sprehodu imajo (če je njihova odbojnost enaka) enako temperaturo. Efektivna temperatura Zemlje je odvisna le od izseva Sonca, razdalje do Zemlje in njene odbojnosti

$$T_z = \left(\frac{L_\odot\,(1-a_B)}{16\pi\,\sigma_{SB}}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{a_z}} = 254\,\mathrm{K} = -19\,^\circ\mathrm{C} \tag{4.62}$$

Temperatura, ki smo jo dobili, se zdi nekoliko prenizka. Ustreza povprečni temperaturi na dobrih 5000 m višine[40]. Na morski gladini je temperatura, povprečena čez vse letne čase in geografske širine, enaka +15 °C. Razlika 34 stopinj je posledica naravne tople grede, ki nastane, ker je naše ozračje dokaj neprozorno za infrardeče sevanje, ki ga seva telo pri temperaturi blizu ledišča.[41] Vseeno pa je očitno, da je temperatura na Zemlji tesno povezana s Sončevim izsevom in z Zemljino razdaljo od Sonca. Numerični izračuni (Brown & Rein, 2020) gibanja Zemlje zaradi motenj ostalih planetov kažejo na kaotično naravo Osončja, kljub temu pa so velike spremembe tirov v njegovi zgodovini sicer malo verjetne, čeprav vseeno možne (Laskar & Gastineau, 2009). Geološka dokazi pričajo, da temperatura na Zemlji v preteklosti od sedanje ni odstopala za več kot $\sim 10\%$ ali

[39] To je kar res, saj iz Zemljine notranjosti prihaja le tok 0,0864 W m^{-2} ($= 44{,}2 \cdot 10^{12}$ W/$(4\pi R_z^2)$, https://en.wikipedia.org/wiki/Geothermal_energy#Resources).

[40] Za potek povprečnih vrednosti količin v Zemljinem ozračju z višino lahko vzamemo tim. ameriško standardno atmosfero: https://www.engineeringtoolbox.com/standard-atmosphere-d_604.html.

[41] Zanikovalci ali ignoranti podnebne krize nočejo razumeti preprostega dejstva, da je 34 stopinjska razlika zaradi naravnega vpliva tople grede dobrodošla, medtem ko bi recimo 39 stopinj pomenilo katastrofo. Razlika je torej le 15%, kar lahko povzroči že zmerna količina dodatnih toplogrednih plinov zaradi kurjenja fosilnih goriv. Kaj pomeni 5 stopinj bolj vroče podnebje, je težko ilustrirati z zgledom. Vemo pa, da je pri 5 stopinjah nižji temperaturi vladala ledena doba, ko je bila celotna kotlina Bohinja zapolnjena z ledenikom. Pet-stopinjska razlika je torej od tu do ledene dobe na eni strani, in od tu do pekla na drugi. Skrajni čas je, da se zresnimo. Sicer bosta planet in tudi življenje na njem sicer preživela, ljudje pa žal ne. Naša civilizacija je zelo nepripravljena na težave, primanjkuje nam tudi solidarnosti, ob tem pa imamo več kot dovolj orožja za samouničenje.

$\sim \pm 30\,^{\circ}$C, saj planet ni nikoli povsem zamrznil, oceani pa se tudi nikoli niso segreli do temperatur koagulacije beljakovin. Ker ni razloga, da bi bilo spreminjanje razdalje Zemlje od Sonca usklajeno s spremembami njegovega izseva, nam enačba 4.62 pove, da je bil Sončev izsev tudi v preteklosti v območju med polovičnim in dvojnim današnjim izsevom.

Sonce je v preteklosti svetilo podobno svetlo kot danes, vprašanje pa je, kako dolgo se to že dogaja. Tesna povezava med izsevom Sonca in temperaturo na Zemlji pomeni, da Sonce ne more biti mlajše od Zemlje. Starost Sonca je težko direktno izmeriti, z Zemljo ali našo Luno je to lažje. Vprašanje prevedemo na ugotavljanje, kako stare so kamnine, ki jih najdemo na enem ali drugem telesu. Vsaj pri Zemlji moramo upoštevati, da se njeno površje zaradi tektonike plošč in vulkanizma stalno preoblikuje, enako velja tudi za kamnine. Torej iščemo starost najstarejših kamnin na Zemlji. Na Luni je lažje, saj je njeno površje že dolgo neaktivno. Tako so nam v oporo kar kamni, ki so jih astronavti programa Apollo prinesli z Lune.

Kako določiti starost kamnine? Ne pomaga, da odpremo geološki učbenik, saj so morali tudi geologi starost kamnin in trajanje obdobij zemeljske zgodovine nekako določiti. V pomoč nam je naravna lastnost nekaterih atomov, da se z razpadom njihovih atomskih jeder preoblikujejo v drugačne kemične elemente. Proces, ki ga je odkril novozelandski fizik Ernest Rutherford, vključuje tudi radioaktivnost, to je sevanje, ki nastane pri tem in katerega osrednja utemeljiteljica je poljsko-francoska fizičarka Marie Curie. Osnove jedrskega razpada so izjemno preproste. Število razpadlih atomov dN, ki razpadejo v času dt, je gotovo sorazmerno s številom atomov (N), ki razpadajo

$$dN = -N dt/\tau \tag{4.63}$$

Drugače skoraj ne more biti: če je atomov več, jih bo več tudi razpadlo. Sorazmernostna konstanta, ki smo jo zapisali, je negativna, saj je atomov N, ki razpadajo, vedno manj ($dN < 0$). Vrednost konstante smo označili z $-1/\tau$, kjer mora imeti τ, tako kot dt, enote časa. Čas τ imenujemo tudi razpadni čas. Njegova vrednost opisuje, kako hitro poteka razpad: večji ko je, manjše je število razpadlih atomov $-dN$ in počasneje poteka razpad. Enačbo 4.63 integriramo od začetnega števila atomov $N(t=0) = N_o$ do končnega števila $N(t)$

$$\begin{aligned} \int_{N_o}^{N(t)} dN/N &= -\int_0^t dt/\tau \\ \ln \frac{N(t)}{N_o} &= -\frac{t}{\tau} \\ N(t) &= N_o\, \mathrm{e}^{-t/\tau} = N_o\, 2^{-t/t_{1/2}}. \end{aligned} \tag{4.64}$$

V zadnjem koraku smo uvedli razpolovni čas $t_{1/2}$, v katerem se število atomov N prepolovi. Z razpadnim časom τ je v preprosti zvezi: $t_{1/2} = \tau \ln 2 \simeq 0{,}693\,\tau$.

Proces jedrskih razpadov je preprost, njegovo hitrost uravnava ena sama konstanta. Za določanje starosti Zemlje mora biti ta dovolj velika, da bo kljub veliki starosti vzorca še ostalo kaj prvotnega elementa. Najti moramo torej element, ki sicer razpada, a ne prehitro.

Kemične elemente poimenujemo in razvrščamo v periodni preglednici po številu protonov v njihovih jedrih. Tako ima vsak ogljik v jedru 6 protonov. Običajno je ob njih še 6 nevtronov in imamo torej v jedru 12 delcev[42], govorimo o ogljiku 12 (^{12}C). Obstaja pa tudi ogljik, ki ima ob 6 protonih v jedru 8 nevtronov in ga imenujemo ogljik 14 (^{14}C). Slednji ni stabilen, ampak s spremembo enega nevtrona v proton postane dušik 14 (^{14}N), pri tem pa nastaneta še dva delca: elektron (e^-) in elektronski antinevtrino ($\overline{\nu}_e$):

$$^{14}\mathrm{C} \rightarrow\ ^{14}\mathrm{N} + \mathrm{e}^- + \overline{\nu}_e \tag{4.65}$$

Razpolovni čas za ta proces je 5730 let. Atomska jedra, ki imajo isto število protonov in zato predstavljajo isti kemični element, imajo pa različno število nevtronov v jedru, imenujemo izotopi. Kemično se obnašajo povsem enako, vendar so nekateri izotopi stabilni, drugi pa razpadajo, vsak z zanj značilnim razpolovnim časom.

Razpolovni čas moramo izmeriti. Če njegova vrednost dosega tisoče let ali več, ne moremo preprosto opazovati, kako delež prvotnega kemičnega elementa v vzorcu pada. K sreči si lahko pomagamo z enačbo 4.63: na desni strani ni težko (recimo preko njihove mase) pošteti števila

[42] Delcem v jedru pravimo tudi nukleoni.

atomov N v vzorcu, poznamo tudi čas meritve dt. Za določitev razpolovnega oziroma razpadnega časa moramo ugotoviti še število med opazovanjem razpadlih atomov dN. Ker je atomov N, ki jih opazujemo, zelo veliko – navadno blizu Avogadrovemu številu – bo tudi število dN večje od nič. Izmerimo ga z zaznavanjem stranskih produktov razpada, v primeru razpadanja ^{14}C (enačba 4.65) so to nastali elektroni. Vzorec narežemo v tanek film, tako da nastali elektroni izstopijo iz vzorca in jih lahko poštejemo, recimo v ionizacijski komori, v katero damo vzorec.

Ogljik ^{14}C nastaja iz dušika v zgornjih plasteh Zemljine atmosfere na višini približno 10 km in predvsem v bližini Zemljinih magnetnih polov. Pri tem dušik zajame nevtron n, katerega izvor so kozmični delci, ki v atmosfero priletijo večinoma s Sonca. Sprosti se proton p, iz dušika pa nastane ^{14}C:

$$^{14}\mathrm{N} + n \rightarrow {}^{14}\mathrm{C} + p \tag{4.66}$$

Naša atmosfera je večinoma iz dušika, Sončev tok kozmičnih delcev pa tudi precej stalen[43], torej imamo v ravnovesnem stanju v atmosferi približno en atom ^{14}C na bilijon (to je milijon milijonov) atomov običajnega ogljika, ki se preko presnove vgrajuje v žive organizme. V vas ali meni je torej nekaj atomov ^{14}C, ko bom umrl, pa novih ne bom več zaužil. Zaradi njihovega razpadanja v dušik bo v meni teh atomov vedno manj. Na ta način lahko arheologi določijo starost bioloških materialov, recimo lesa v stebrih koliščarskih naselij. Razpolovna doba 5730 let in pogostost ogljika v živih organizmih omogočata določanje starosti na ta način za vzorce stare od približno sto let (ko ga ni še skoraj nič razpadlo) do kakih 40 tisoč let (ko ga je ostalo le še $2^{-40000/5730} = 0{,}8\%$).

Radioaktivni ogljik za določanje starosti Zemlje ni primeren, saj razpada prehitro. Element, ki razpada počasneje, je uran (U). Ta nastopa v dveh izotopih z 238 oziroma z 235 nukleoni v jedru. ^{238}U z razpolovnim časom 4,47 milijard let razpada v ^{206}Pb, medtem ko ^{235}U z razpolovnim časom 0,71 milijarde let razpada v ^{207}Pb[44]. Ta razpolovna časa sta primerljiva s starostjo najstarejših kamnin, torej z razpadanjem urana (in še nekaterih drugih elementov) lahko določimo starost Zemlje. Ker uran nastopa v dveh radioaktivnih izotopih, ki tudi razpadeta v različna izotopa svinca, nam primerjava razmerja teh izotopov svinca in urana da dve oceni za starost vzorca. Če se starosti ujemata, je vzorec nekontaminiran. Poseben in v praksi pomemben primer so kristali cirkona[45], $\mathrm{Zr\,Si\,O_4}$. Kot v vsakem kristalu tudi v kristalni strukturi cirkonov najdemo napake. Namesto atoma Zr^{4+}, ki ima ionski polmer 0,87 Å, se lahko vrine U^{4+} (s polmerom 1.05 Å) ali Th^{4+} (s polmerom 1,10 Å). Nasprotno pa je ion svinca Pb^{2+} s polmerom 1,32 Å prevelik in ga zato ob nastanku v kristalih cirkona ni. Tako vemo, da so vsi svinčevi atomi, ki jih najdemo v kristalu cirkona, posledica razpada urana ali torija (slednji razpada v ^{208}Pb). Nastali atomi svinca so sicer preveliki in hočejo kristal razgnati (kar jim včasih tudi uspe), vseeno pa so nedotaknjeni, čeprav nekoliko napihnjeni cirkončki čudoviti merilci starosti vzorca. Nastajajo ob kristalizaciji magme. Ker so trdi, obstojni in kemično inertni, jih najdemo kot pogosto primes pesku. Cirkoni najdeni v Jack Hills v zahodni Avstraliji imajo starost 4,404 milijarde let (Hoskin, 2005), kar razlagamo kot obdobje njihove kristalizacije in so doslej najstarejši minerali, najdeni na Zemlji. Prisotnost cirkonov v geoloških plasteh nam omogoča datirati starost teh plasti. Leta 2015 so v plasti s 4,1 milijarde let starimi cirkoni na istem nahajališču Jack Hills odkrili sledi biotičnega življenja (Bell et al., 2015). Če bo potrjeno, je to odkritje zelo pomembno, saj kaže, da se je življenje na Zemlji razvilo že v zelo neugodnih razmerah velikega bombardiranja, ki je trajalo od nastanka Zemlje do obdobja pred 3,8 milijardami let. Očiten je sklep, da preprosto življenje za nastanek ne potrebuje idealnih razmer in je torej mogoče, da je nastalo še marsikje drugod v vesolju, kljub relativno neugodnim razmeram.

Določanje starosti najstarejših kamnin, ki smo jih našli na Zemlji, kaže na dobro določeno starost Zemlje $4{,}54 \pm 0.05$ milijarde let. Za Luno verjamemo, da je nastala pred 4,51 milijarde leti po velikem trku prvotne Zemlje s telesom podobnim Marsu. Starost kamnov z Lune je od 4,34 milijarde let za vzorce misij Apollo (Thiessen et al., 2019) do 1,96 milijarde let za mlajše

[43] S primerjavo različnih načinov določanja starosti, med katerimi je tudi primerjava debeline letnic na starih drevesnih deblih (glej "dendrokronologija"), smo se naučili, da je pri nastajanju ^{14}C treba upoštevati določene popravke. Leta 774 ali 775 je na Soncu nastal močan izbruh, ki je povečal delež ^{14}C v Zemljini atmosferi. Pred tem je nenavadno veliko ^{14}C nastalo tudi leta 5480 pr.n.št., čeprav ta dogodek najbrž ni povezan s Soncem. Bolj nedavno so delež ^{14}C dramatično povečale neodgovorne eksplozije atomskih bomb v Zemljini atmosferi, zlasti med leti 1955 in 1980. Leta 1965 so v Avstriji izmerili skoraj dvojno vrednost radioaktivnega ogljika glede na dolgoletno povprečje. Sedaj so vrednosti v atmosferi povečane še manj kot za 10%, seveda pa je ta z jedrskimi poskusi nastali radioaktivni ogljik vgrajen v nas in v živa bitja kjerkoli na planetu (Wang et al., 2019).

[44] Google: Uranium-lead dating.

[45] Google: Zircon.

bazaltne kamne, ki jih je nedavno na Zemljo prinesla kitajska misija Chang'e 5 (Che et al., 2021). Najstarejši meteoriti, ki smo jih našli na Zemlji, so nastali pred 4,567 milijarde leti (Patterson, 1956; Bouvier & Wadhwa, 2010). Starost Osončja in s tem Sonca tako ocenjujemo na $t_\odot = 4{,}6$ milijarde let.

Zmnožek izseva Sonca in njegove starosti nam da skupno, doslej izsevano energijo

$$E_\odot = L_\odot\, t_\odot = 5{,}6 \cdot 10^{43}\,\mathrm{J} \tag{4.67}$$

V naslednjem poglavju se bomo vprašali, od kod ta ogromna energija izvira.

4.10 Termični čas

Sonce je gravitacijsko vezana krogla. Če bi se skrčila, bi postala še bolj vezana, njena gravitacijska potencialna energija bi bila še bolj negativna. Kot prvi poskus razlage izvora izjemno velike energije, sproščene s Sonca, bomo razmislili, ali morda izvira iz preteklega krčenja Sonca.

Gravitacijsko energijo Sonca zapišemo kot

$$\begin{aligned} W_g &= -\int \frac{G\,M\,dM}{r} = -\int_0^{R_\odot} \frac{GM(r)\,\rho(r)\,4\pi r^2 dr}{r} = \\ &= \int_0^{R_\odot} \frac{dp(r)}{dr}\,4\pi r^3 dr = \int_{p(r=0)}^{p(r=R_\odot)} 4\pi r^3\,dp(r) = \\ &= 4\pi r^3 p(r)\Big|_{r=0}^{r=R_\odot} - 12\pi \int_0^{R_\odot} p(r) r^2 dr = -12\pi \int_0^{R_\odot} p(r) r^2 dr \end{aligned} \tag{4.68}$$

Pri prehodu v drugo vrstico smo uporabili enačbo hidrostatičnega ravnovesja (4.43), pri prehodu v tretjo smo integrirali per partes, na koncu pa smo upoštevali, da sta v sredini zvezde radij, na površju pa tlak enaka nič in zato ostane le končno zapisani integral tlaka po prostornini zvezde.

Zapišemo lahko tudi termično energijo Sonca, pri čemer upoštevamo, da je ta energija za posamezen delec enaka $\frac{3}{2}k_B T$, delcev pa je skupaj N in imajo številsko gostoto n:

$$\begin{aligned} W_T &= \int \frac{3}{2}k_B\,T\,dN = \int \frac{3}{2}k_B\,T\,n dV = \int_0^{R_\odot} \frac{3}{2}k_B\,T\,n\,4\pi r^2 dr \\ &= \int_0^{R_\odot} \frac{3}{2}p(r)\,4\pi r^2 dr = 6\pi \int_0^{R_\odot} p(r)\,r^2 dr \end{aligned} \tag{4.69}$$

Pri prehodu v drugo vrstico smo upoštevali, da velja enačba idealnega plina (4.46). Zopet smo dobili enak integral, različna je le številska konstanta. Torej velja $W_T = -\frac{1}{2}W_g$, oziroma, če upoštevamo, da so energije vedno določene na konstanto natančno

$$\Delta W_T = -\frac{1}{2}\Delta W_g, \quad \Delta W_g = -2\Delta W_T, \tag{4.70}$$

kjer smo zapisali zvezi med spremembama gravitacijske in termične energije v zvezdi. Ti dve energiji se seštejeta v polno energijo zvezde E, torej je sprememba polne energije zvezde enaka

$$\Delta E = \Delta W_g + \Delta W_T = \frac{1}{2}\Delta W_g = -\Delta W_T. \tag{4.71}$$

Zvezi 4.70 in 4.71 imenujemo virialni teorem. Prva zveza opisuje spremembe gravitacijske in termične energije zvezde, druga pa spremembo njene polne energije. Velja za vsak gravitacijsko vezan sistem v hidrostatičnem ravnovesju, ki ga lahko opišemo kot idealni plin. Povsem analogno bi ga lahko vpeljali tudi za sistem, katerega delci ne bi interagirali z gravitacijo ampak s Coulombovo silo med električnimi naboji.

Če se Sonce krči, je sprememba njegove gravitacijske energije negativna. Po enačbi 4.71 je pol te spremembe gravitacijske energije sprememba polne energije, katere manjšanje vidimo kot izsev Sonca $L_\odot$, ki traja čas t_T. Če naj bo ta čas kar najdaljši, mora biti sprememba gravitacijske energije zaradi krčenja Sonca največja mogoča. Končna vrednost je današnja gravitacijska energija Sonca, ki je enaka $-\int GMdM/r \simeq -1{,}63\,GM_\odot^2/R_\odot$. Največjo spremembo gravitacijske energije

bomo torej dosegli, če začnemo z zelo velikim Soncem, katerega gravitacijska energija je blizu ničle. Ko sklepe zberemo skupaj, dobimo:

$$\begin{aligned} -L_\odot\, t_T &= \Delta E = \frac{1}{2}\Delta W_g = \frac{1}{2}\left[W_g(r=R_\odot) - W_g(r \gg R_\odot)\right] = \\ &= \frac{1}{2}W_g(r=R_\odot) = \frac{1}{2}\,\frac{-1{,}63\,GM_\odot^2}{R_\odot} = \frac{-0{,}82\,GM_\odot^2}{R_\odot} \end{aligned} \tag{4.72}$$

Druga polovica sproščene gravitacijske energije pri krčenju gre po enačbi 4.70 v višanje termične energije, torej v gretje plinske krogle. Zato čas t_T imenujemo termični čas, v literaturi ga imenujejo tudi Kelvin-Helmholtzov čas. Za Sonce je enak

$$t_T = 0{,}82\,\frac{GM_\odot^2}{R_\odot L_\odot} = 8{,}1\cdot 10^{14}\,\mathrm{s} = 2{,}6\cdot 10^7\,\mathrm{let}. \tag{4.73}$$

Toliko časa bi torej plinska krogla, ki bi se od zelo velike skrčila v današnje Sonce, lahko sevala Sončev izsev. Čas 26 milijonov let je seveda kar dolg in tudi ta izračun bomo kasneje lahko še smiselno uporabili, kljub temu pa ni dovolj za naš cilj. Zgoraj smo ugotovili, da Sonce podobno kot sedaj sveti že 4,6 miliarde let, to je $4{,}6\cdot 10^9/2{,}6\cdot 10^7 \simeq 180$-krat dlje, kot bi bilo to mogoče zaradi krčenja Sonca. Potrebujemo torej drug, znatno izdatnejši vir energije.

4.11 Nuklearni čas

Krčenje Sonca ne more sprostiti toliko energije, da bi z njo lahko razložili njegov izsev skozi pretekle milijarde let. Iščemo lahko seveda tudi drugje, a so rezultati še slabši. Če bi bilo na primer vse Sonce iz vodika in kisika, bi z njunim spajanjem v vodo dobili $\frac{2}{2+16}\,M_\odot\,140\mathrm{MJ/kg} = 3\cdot 10^{37}$ J. Ulomek na začetku podaja utežni razmerji vodika in kisika v vodi. Rezultat je približno 2-milijonkrat manjši od željenega (enačba 4.67), torej še slabše od krčenja. Kemično spajanje vodika in kisika bi Soncu zadostovalo le za 2400 let, vsa druga kemična goriva, kot je nafta ali premog, pa še manj. Kemija torej nima odgovora. Poskusimo z jedrsko fiziko. Razpadanje težjih jeder v lažja, kot je jedrska cepitev urana, je dovolj izdatna reakcija za naše jedrske elektrarne, ne pa za Sonce. Ker si želimo čimveč sproščene energije, poglejmo kar najbolj energijsko izdatno jedrsko reakcijo v naravi, to je spajanje vodika v helij.

V središčnih predelih Sonca temperatura dosega 15 milijonov stopinj (slika 4.4). Pri takih temperaturah potekajo reakcije tipa p-p, katerih ime simbolizira začetno interakcijo dveh protonov. Delci v plinu se pri visokih temperaturah gibljejo z velikimi hitrostmi, še vedno pa so le redki protoni dovolj hitri, da se ob čelnem trku zaletijo z drugim protonom. Protona oziroma vodikovi jedri sta pozitivno nabita in se zato odbijata. Le velika hitrost delcev, ki je posledica visoke temperature, lahko povzroči, da se trku že na daleč ne izogneta. Nastali diproton ni stabilen in navadno zopet razpade na dva protona, ki gresta vsaksebi. V majhnem deležu dogodkov pa se zgodi, da se ob trku eden od delcev iz protona spremeni v nevtron[46]. Dobimo devterij (^{2}H), to je težji izotop vodika

$$^1\mathrm{H} + {}^1\mathrm{H} \rightarrow {}^2\mathrm{H} + e^+ + \nu_e \tag{4.74}$$

Nastali elektronski nevtrino neovirano odleti iz Sonca v vesolje, medtem ko se pozitron (e^+) takoj izniči z enim od prostih elektronov. Pri tej reakciji nastane skupaj 1,442 MeV energije[47], od katere pa nevtrino odnese le majhen del. Ta reakcija je malo verjetna (pravimo tudi, da teče zelo počasi), saj vključuje tako imenovano šibko interakcijo, pri kateri se proton spremeni v nevtron (in odleti še pozitron) ali pa obratno (in odleti elektron). Povprečni proton v središčnih delih Sonca bo kljub visoki temperaturi in gostoti zreagiral v devterij šele v 10 milijardah let. Kadar pri reakciji odleti pozitron, govorimo o β^+ razpadu, če odleti elektron pa o β^- razpadu, saj v fiziki delcev ta delca imenujemo tudi beta delca. V obeh primerih je nastanek teh delcev podpis šibke interakcije, ki spremeni delež protonov in nevtronov.

[46] Ime kemičnega elementa in s tem število protonov v jedru označujemo s kratico elementa. Tako črka H pomeni vodik z enim protonom, He helij z dvema, itd. Številka v nadtisku pred simbolom pove skupno število nukleonov, torej vsoto protonov in nevtronov v jedru. Jedrom istega elementa z različnim številom nukleonov pravimo izotopi. Tako je devterij težji izotop vodika. Če bi se devterij vezal v molekulo vode, bi dobili tako imenovano težko vodo.

[47] V fiziki delcev energije ni praktično izražati v Joulih. Torej uporabljamo elektron volte ($1\ \mathrm{eV} = 1{,}6\cdot 10^{-19}$ J), ki jih dajemo običajne predpone. Tako je $1\ \mathrm{MeV} = 10^6\ \mathrm{eV} = 1{,}6\cdot 10^{-13}$ J.

V naslednjem koraku se devterij združi s še enim protonom in nastane helij-3, to je lahek izotop helija

$$^2\mathrm{H} + {}^1\mathrm{H} \rightarrow {}^3\mathrm{He} + \gamma \tag{4.75}$$

Nastali foton svetlobe (γ) odnese 5,493 MeV energije. Ta reakcija poteče mnogo hitreje, saj ne vključuje sprememb med protoni in nevtroni. Torej je v igri močna in ne šibka jedrska sila. Ob pogojih v središču Sonca atom devterija postane atom helija-3 v vsega 4 sekundah.

Od tu imamo več poti za nastanek običajnega helija z dvema protonoma in dvema nevtronoma (^{4}He). V Soncu prevladuje reakcija p-p I. Tu se dve jedri helija-3 združita v helij-4, ven pa odletita še dva protona:

$$^3\mathrm{He} + {}^3\mathrm{He} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2\,{}^1\mathrm{H} \tag{4.76}$$

Ob reakciji se sprosti 12,86 MeV energije. Skupno za nastanek enega helijevega jedra potrebujemo 4 vodikova jedra. Pri tem se sprosti

$$2(1{,}442 + 5{,}493) + 12{,}86\,\mathrm{MeV} = 26{,}73\,\mathrm{MeV} = 0{,}0071(4m_pc^2) \tag{4.77}$$

Le 2% te energije odneseta nevtrina, tako da je večina ostane v Soncu v obliki svetlobe. V zadnjem koraku smo sproščeno energijo izrazili kot delež mirovne mase udeleženih 4 vodikovih jeder. Na ta način v Soncu nastane 83,6% sproščene energije, preostanek pripada reakciji p-p II, ki vključuje berilij in litij:

$$\begin{aligned} {}^3\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} &\rightarrow {}^7\mathrm{Be} + \gamma \\ {}^7\mathrm{Be} + e^- &\rightarrow {}^7\mathrm{Li} + \nu_e \\ {}^7\mathrm{Li} + {}^1\mathrm{H} &\rightarrow 2\,{}^4\mathrm{He} \end{aligned} \tag{4.78}$$

Obstaja tudi reakcija p-p III, ki je za Sonce energetsko sicer nepomembna (prispeva le 0,015% skupne sproščene energije), vendar se v njej sproščajo nevtrini visokih energij, ki jih znamo detektirati. Na nivoju 1% k sproščanju energije prispeva še veriga reakcij CNO, ki pa jo navedimo, saj tako nastaja večina helija v zvezdah z maso vsaj za 30% večjo od Sončeve. Zopet je variant več, navedimo le verigo CNO-I, ki prevladuje v zvezdah zmerno velikih mas:

$$\begin{aligned} {}^{12}\mathrm{C} + {}^1\mathrm{H} &\rightarrow {}^{13}\mathrm{N} + \gamma \\ {}^{13}\mathrm{N} &\rightarrow {}^{13}\mathrm{C} + e^+ + \nu_e \\ {}^{13}\mathrm{C} + {}^1\mathrm{H} &\rightarrow {}^{14}\mathrm{N} + \gamma \\ {}^{14}\mathrm{N} + {}^1\mathrm{H} &\rightarrow {}^{15}\mathrm{O} + \gamma \\ {}^{15}\mathrm{O} &\rightarrow {}^{15}\mathrm{N} + e^+ + \nu_e \\ {}^{15}\mathrm{N} + {}^1\mathrm{H} &\rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + {}^4\mathrm{He} \end{aligned} \tag{4.79}$$

Reakcija je dobila ime po ogljiku, dušiku in kisiku, ki v njej nastopajo kot katalizatorji, torej med njo niti ne nastajajo niti se ne porabljajo. Zopet se na nastalo helijevo jedro sprosti 26,73 MeV energije.

Sproščena energija na enoto mase je ogromna. Njena vrednost $0{,}007\,m_H\,c^2$, kjer je m_H masa spojenega vodika, pomeni, da nam en kilogram vodika da $6{,}3 \cdot 10^{14}$ J. Če se iz vodika v helij spoji za desetino mase Sonca, sproščena energija zadošča za Sončev izsev v obdobju

$$t_N = \frac{0{,}007 \cdot 0{,}1\,M_\odot c^2}{L_\odot} = 3{,}2 \cdot 10^{17}\,\mathrm{s} = 10^{10}\,\mathrm{let} \tag{4.80}$$

Tej količini pravimo Sončev nuklearni čas. Ker je daljši od starosti Sonca, predstavlja spajanje vodika v helij v Sončevi sredici zadosten energijski vir, s katerim lahko pojasnimo dosedanji izsev Sonca.

Ogromna energija, ki jo sprosti spajanje kilograma vodika v helij, daje vtis, da imamo opravka z divjimi eksplozivnimi procesi. Ali je to res, lahko ocenimo z energijskim tokom iz vodika z maso m_H v Sončevi sredici, ki se bo v izračunanem nuklearnem času spremenil v helij: $0{,}007\,m_Hc^2/t_N = 0{,}002\,m_H\,\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{kg}}$. Rezultat je presenetljiv: sam trenutno sproščam približno 100 W toplote, torej nekaj stokrat več kot enaka masa vodika v središču Sonca. Spajanje vodika v helij torej v sredici Sonca teče zelo počasi. To je tudi razumljivo, sicer ne bi trajalo kar 10 milijard let.

Vseeno pa pri spajanju vodika v helij pomislimo na eno najstrašnejših domislic človeštva, na vodikovo bombo. Pri njej spajanje vodika v helij očitno povzroči aplokaliptično eksplozijo. Zakaj pa v Soncu to ni tako, zakaj spajanje sicer poteka, vendar se pri njem sproščajo le miliwatti na kilogram? Kot smo že omenili, je hitrost spajanja vodika v helij izjemno temperaturno odvisna. Višje temperature pomenijo večje hitrosti jeder, zato tudi bistveno hitrejše spajanje. Sproščena energija nato snov še segreje, reakcija se zopet pospeši in sledi eksplozija. V Soncu se ta začarani krog prekine. Če se temperatura nakljućno malenkost poviša, se bo, ker je Sonce iz idealnega plina (enačba 4.46), povečal tudi tlak in se bo plin razpel. Razpenjanje Sonca pomeni, da njegova gravitacijska energija postane manj negativna, torej njena vrednost naraste. Pozitivna sprememba gravitacijske energije pa po virialnem teoremu (enačba 4.70) pomeni nižanje termične energije, torej ohlajanje. Tako Sonce samo regulira svojo temperaturo in ne eksplodira kot vodikova bomba. Temperatura se sama vzdržuje ravno na takem nivoju, da energijske izgube z izsevom nadomešča energija, ki se sprosti pri jedrskem spajanju. Imamo torej stacionarno stanje. Za tako samoregulacijo je odločilna odvisnost tlaka od temperature in veljavnost virialnega teorema. Prvo je značilno za idealni plin, drugo pa za gravitacijsko vezan sistem. Za Sonce velja oboje, vodikova bomba pa ni iz idealnega plina in ni niti približno dovolj masivna, da bi bila gravitacijsko vezana (sama nase).

Rezultat 4.80 je realističen. Za spajanje vodika v helij potrebujemo temperature, ki so zelo blizu tistim v sredici Sonca. Pri nižjih temperaturah je namreč električni odboj pozitivno nabitih jeder premočan in zgoraj naštete reakcije se povsem ustavijo. Kot bomo utemeljili kasneje, se snov v Soncu ne meša po vsej prostornini. Na sliki 4.4 vidimo, da izsev Sonca (rožna krivulja) nastaja v notranji četrtini polmera Sonca. Čeprav je v tem območju polovica Sončeve mase, pa se spajanje vodika v helij v sredici iztroši že, ko se v vodik spremeni desetina Sončeve mase. Če bi bilo središče Sonca brez vodika, bi se povprečna masa delca (enačba 4.49 z $Y = 1 - Z$) z običajnih $0{,}61\,m_p$ povečala na $1{,}33\,m_p$. Rumena krivulja na sliki 4.4 res kaže rast povprečne mase delca v središčnih predelih, vendar le do $\overline{m} = 0{,}83\,m_p$. To ustreza masnemu deležu vodika $X = 0{,}35$ ali slabi polovici prvotnega. Sonce je staro 4,6 milijarde let, torej bo vodika v središčnih predelih čez malo več kot 5 milijard let res zmanjkalo. Sklep lahko tudi obrnemo: Sonce ima s spajanjem vodika v helij v svoji sredici na voljo stabilen energijski vir, ki bo trajal še dobrih 5 milijard let. Očitno težav za Zemljo ne sedaj in ne v dogledni prihodnosti ne predstavlja Sonce, ampak smo zanje krivi kar Zemljani sami.

4.12 Jedrsko zlivanje v sredicah zvezd

Spajanje oziroma fuzija vodika v helij predstavlja pomemben energijski vir zvezd. Je mogoče spajati tudi druge elemente, recimo dve helijevi jedri v kaj težjega? V Soncu ne, zato ta razdelek pravzaprav ne sodi v poglavje o osnovnih lastnostih Sonca. Vseeno pa je smiselno o jedrskem spajanju govoriti skupaj, pa tudi če za spodaj navedene reakcije v Soncu trenutno ni ustreznih pogojev. Tudi zato, ker so vsi kemični elementi težji od helija, ki jih najdemo v Soncu in na Zemlji, nastali v prejšnjih generacijah zvezd, ki so imele za to potrebne pogoje.

Začnimo s helijem, ki bo prevladoval v sredici Sonca, ko bo zaradi spajanja v helij zmanjkalo vodika. Helij se v sredici Sonca ne spaja, saj ima helijevo jedro dvakrat večji pozitivni naboj od vodikovega jedra. Zato se helijevi jedri v primerjavi z vodikovima jedroma 4-krat močneje Coulonsko odbijata. Obenem pa se gibljeta počasneje, saj je kinetična energija delca sorazmerna s temperaturo in se 4-krat masivnejša helijeva jedra zato gibljejo s polovično hitrostjo vodikovih jeder. Oboje pomeni, da do reakcij med helijevimi jedri v sredici Sonca ne prihaja. Tamkajšnji helij se obnaša kot inerten "pepel", ki pri jedrskih reakcijah ne sodeluje. To bi se spremenilo, če bi se sredica Sonca močno skrčila, kar bi po virialnem teoremu (enačba 4.70) pomenilo, da bi se tudi močno segrela in bi bili zato delci v njej hitrejši, kar bi kljub večjemu naboju omogočalo njihovo interakcijo. Pri temperaturi $\sim 10^8$ K bi se dve helijevi jedri lahko združili v berilijevo jedro

$$^4\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \rightarrow {}^8\mathrm{Be}. \tag{4.81}$$

Žal se ta reakcija energijsko ne izplača. Da bi potekla, bi morali vložiti 0,0918 MeV. V naravi si v ravnovesnih razmerah energije ni mogoče izposoditi, torej ta reakcija ne poteče, oziroma berilij razpade nazaj v lažji jedri v vsega $8 \cdot 10^{-17}$ s. Kljub hitremu razpadu berilija v helij je o nastanku berilija še vedno smiselno govoriti, saj je njegov razpadni čas vseeno daljši od časa trka helijevih jeder, to je od njunega premera deljenega z njuno hitrostjo. Berilij torej razpade, razen če v berilij

v skoraj istem trenutku trči še eno helijevo jedro, tako da se veriga nadaljuje z

$$^{8}\mathrm{Be} + {}^{4}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C}, \tag{4.82}$$

kar se energijsko splača in sprosti 7,367 MeV. Na istem mestu se morajo torej takorekoč hkrati znajti tri helijeva jedra, ki jih v žargonu jedrske fizike imenujemo tudi alfa delci. Zato govorimo o trojnem alfa procesu, ki iz helija ustvarja ogljik.

Reakcija je nenavadna, saj je običajno težko doseči, da se trije delci srečajo v tako kratkem času. Vendar v zadnji reakciji nastane posebno vzbujeno, po astronomu Hoylu imenovano stanje ogljika. To vzbujeno jedro navadno razpade nazaj na tri helijeva jedra, v enem od 2000 dogodkov pa preide vzbujeni ogljik v osnovno, stabilno stanje. Tako nastanek berilija iz dveh helijevih jeder, kot nastanek vzbujenega stanja ogljika iz berilija in helija sta reakciji, ki zelo radi potečeta, saj sta v igri zelo majhni razliki energij reaktantov in produktov. Nekaj nad 7 MeV se sprosti šele kasneje, pri prehodu vzbujenega v osnovno stanje ogljika. Brez energijskega ujemanja bi bila verjetnost za nastanek ogljika zanemarljivo majhna. Ker v zgodnjem vesolju ni bilo ustreznih razmer za nastanek ogljika in težjih elementov, je astronom Fred Hoyle ugotovil, da zgornja reakcija mora poteči, sicer ne bi znali razložiti, kako so v vesolju nastali kemični elementi težji od helija. Tako je napovedal, da mora jedro ogljika imeti vzbujeno stanje z ustrezno energijo (Hoyle, 1954). Kasneje so njegovo napoved preverili v laboratoriju in dejansko odkrili tako vzbujeno stanje v ogljikovem atomu (Cook et al., 1957). Drznost Hoylove napovedi in njena potrditev dajeta kredibilnost ideji o nastajanju težjih elementov v zvezdah.

Ko imamo ogljik, lahko nadaljnje elemente s sodim številom protonov naredimo z zaporednimi zajetji helijevega jedra, od tod tudi poimenovanje, da govorimo o alfa procesu oziroma tudi o alfa elementih:

$$\begin{aligned}
^{12}\mathrm{C} + {}^{4}\mathrm{He} &\rightarrow {}^{16}\mathrm{O} + \gamma, \\
^{16}\mathrm{O} + {}^{4}\mathrm{He} &\rightarrow {}^{20}\mathrm{Ne} + \gamma, \\
^{20}\mathrm{Ne} + {}^{4}\mathrm{He} &\rightarrow {}^{24}\mathrm{Mg} + \gamma, \\
^{24}\mathrm{Mg} + {}^{4}\mathrm{He} &\rightarrow {}^{28}\mathrm{Si} + \gamma.
\end{aligned} \tag{4.83}$$

(4.84)

Foton (γ) v teh reakcijah odnese med 4,73 MeV (nastajanje neona) in 9,98 MeV (nastajanje silicija). Reakcije so sicer podobne, vendar vključujejo jedra z vedno večjim pozitivnim nabojem. Torej po vrsti zahtevajo tudi vedno višje temperature. Od silicija dalje zato proces poteka v obliki približnega ravnovesja v masivnih zvezdah, ko reakcije lahko potekajo v obe smeri in pri tem porabijo oziroma sprostijo podobno število helijevih jeder oziroma termičnih fotonov (Bodansky et al., 1968)

$$\begin{aligned}
^{28}\mathrm{Si} + {}^{4}\mathrm{He} &\longleftrightarrow {}^{32}\mathrm{S} + \gamma, \\
^{32}\mathrm{S} + {}^{4}\mathrm{He} &\longleftrightarrow {}^{36}\mathrm{Ar} + \gamma, \\
^{36}\mathrm{Ar} + {}^{4}\mathrm{He} &\longleftrightarrow {}^{40}\mathrm{Ca} + \gamma, \\
^{40}\mathrm{Ca} + {}^{4}\mathrm{He} &\longleftrightarrow {}^{44}\mathrm{Ti} + \gamma, \\
^{44}\mathrm{Ti} + {}^{4}\mathrm{He} &\longleftrightarrow {}^{48}\mathrm{Cr} + \gamma, \\
^{48}\mathrm{Cr} + {}^{4}\mathrm{He} &\longleftrightarrow {}^{52}\mathrm{Fe} + \gamma, \\
^{52}\mathrm{Fe} + {}^{4}\mathrm{He} &\longleftrightarrow {}^{56}\mathrm{Ni} + \gamma.
\end{aligned} \tag{4.85}$$

Kot bomo videli v nadaljevanju, smo se namenoma ustavili pri železu, saj bi pri nastajanju težjih jeder z alfa procesom energijo trošili, namesto da bi se sproščala.

Z alfa procesom ustvarjamo kemične elemente med ogljikom in železom, ki imajo sodo število protonov. Kako pa nastanejo elementi z lihim številom protonov? Ključ je, da jedro zajame nevtron. To ni pretežko, saj nevtron nima naboja, zaradi katerega bi se kot proton izogibal trku s pozitivno nabitimi jedri. Tako dobimo težji izotop istega elementa. Zajemanje nevtronov se lahko nadaljuje, vse dokler nastali presežek števila nevtronov nad protoni v jedru ni prevelik in je nastalo jedro nestabilno. Sledi β^- razpad, kjer se en nevtron v jedru spremeni v proton, iz jedra pa odletita elektron (e^-) in elektronski antinevtrino ($\overline{\nu_e}$). Ker se število protonov v jedru poveča, nastane naslednji element v periodni tabeli kemičnih elementov. Tako torej lahko dobimo tudi elemente z lihim številom protonov.

Zajetje nevtrona lahko poteka na dva načina, ki ju imenujemo počasni proces (slow process, zato oznaka s proces) in hitri proces (rapid process, oznaka r proces. Pri prvem je zajemanje nevtronov dovolj počasno, da imajo nastala atomska jedra dovolj časa za β^- razpad. Zato so nastala jedra stabilna. Nasprotno pri r procesu jedra nimajo dovolj časa za razpad in tako nastanejo izotopi določenega elementa z največjim številom nevtronov. Proces s poteka v masivnih zvezdah, ki imajo izjemno vroče sredice, in je odgovoren za nastanek elementov z lihim številom protonov, ki so lažji od železa. Elementi težji od železa nastajajo v skrajno nestabilnih razmerah zvezdnih eksplozij z imenom supernove in dramatičnih zlivanj nevtronskih zvezd, saj tedaj snov ni v ravnovesju in zato nismo omejeni le na reakcije, ki se energijsko splačajo. Pri nastajanju težjih elementov od železa sta v teh dramatičnih dogodkih pomembna tako proces s kot r, z vsakim od njih nastane približno pol kemičnih elementov težjih od železa.

Preden pojasnimo, zakaj kot ločnico stalno omenjamo železo, se vprašajmo, od kod vir nevtronov, z zajetjem katerih lahko v sredicah masivnih zvezd nastajajo elementi z lihim številom protonov. Take zvezde najprej vodik zlivajo v helij. Zaradi višjih temperatur pri tem prednjači veriga reakcij CNO, ki jo navajamo v zaporedju 4.79. Sčasom seveda vodika zmanjka, spajanje vodika v helij se ustavi in v zvezdni sredici imamo nastali helij in nekaj različnih izotopov ogljika, dušika in kisika, ki so doslej med spajanjem vodika nastajali in se porabljali. Ta jedra lahko interagirajo z nastalim helijem (glej stran 573 v članku Burbidge et al., 1957), v praksi pomembna vira prostih nevtronov sta

$$\begin{aligned} {}^{13}\mathrm{C} + {}^{4}\mathrm{He} &\rightarrow {}^{16}\mathrm{O} + n, \\ {}^{22}\mathrm{Ne} + {}^{4}\mathrm{He} &\rightarrow {}^{25}\mathrm{Mg} + n. \end{aligned} \tag{4.86}$$

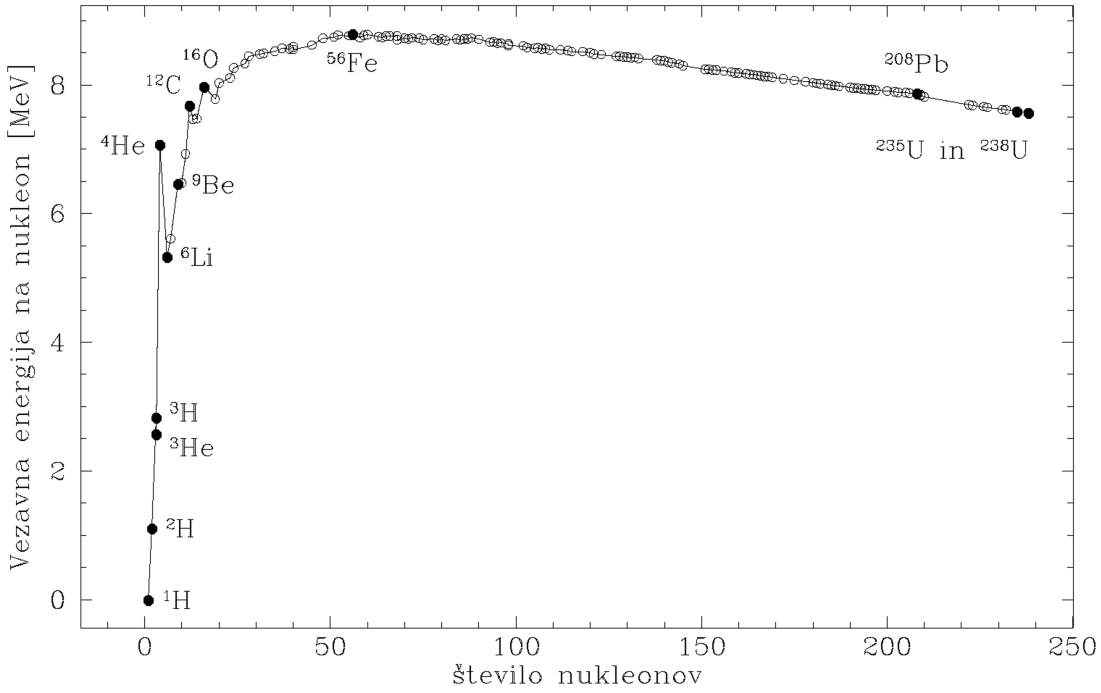
Prvi je glavni vir nevtronov za nastajanje elementov do železa, drugi pa je pomemben za težje elemente.

Energija, ki se sprosti pri jedrskem zlivanju, je enaka razliki v vezavnih energijah produktov in reaktantov. V najbolj preprostem jedru, vodiku, imamo en sam proton. V jedru helija-4 (^{4}He) so nukleoni štirje. Nukleoni se med sabo privlačijo z močno jedrsko silo. Kot pove že ime, jih ta močno veže skupaj, vendar deluje le na zelo kratkih razdaljah. Lahko si predstavljamo, da je podobna sekundnemu lepilu, ki lahko močno zlepi dve površini, ki pa se morata dotikati. Tudi nukleoni v jedru se dotikajo, podobni so togim kroglicam, ki jih veže sekundno lepilo. V ^{4}He se vsaka kroglica dotika s preostalimi tremi, vezava močne jedrske sile je torej še posebej velika. Dve od teh kroglic se sicer ne marata preveč, to sta protona, ki se odbijata zaradi njunih pozitivnih električnih nabojev. Električna odbojna sila je drugačna od jedrske, saj pada le s kvadratom razdalje, torej bi delovala tudi med protonoma, ki se ne dotikata. Skupni rezultat jedrskega privlaka štirih nukleonov in odboja dveh protonov je močno vezano jedro ^{4}He. Razlika med vezavno energijo štirih nevezanih protonov v jedrih vodika in končnim helijevim jedrom je energijski vir za naše Sonce in tudi večino drugih zvezd.

V težjih jedrih se dotika več nukleonov, zato vezavna energija zaradi jedrske sile raste. Vendar že v jedru z 12 nukleoni, to je v ogljiku, ni mogoče, da bi se dotikalo vseh ducat kroglic v jedru, medtem pa se vseh 6 protonov zaradi počasnega pojemanja električne odbojne sile z razdaljo še vedno odbija. Zato je jedro ogljika sicer bolj vezano od helija, vendar korak ni več tako velik kot od vodika do helija. Spajanje lažjih jeder v težja se izplača do železa. Za težja jedra odboj med vsemi njihovimi protoni prevlada nad večjim številom dotikajočih se nukleonov. Jedra v okolici železa so torej najbolj vezana jedra v naravi[48], pri težjih jedrih pa vezavne energija začne počasi padati. Jedra od vodika do železa se splača torej spajati, težja jedra, primer je uran, pa cepiti. Zato tudi jedra do železa lahko nastajajo v sredicah zvezd, vsaj v tistih, katerih jedra se lahko segrejejo na najvišje temperature, medtem ko jedra težja od železa ali niklja nastajajo v neravnovesnih razmerah eksplozij ali zlitij zvezd. Graf 4.6 ponazarja povedano.

Večina energije pri jedrskem zlivanju se sprosti pri procesih z močno silo, ki v masivnejših jedrih veže vedno več nukleonov, ob tem pa skupno število protonov in nevtronov ostaja nespremenjeno. Že v prvi reakciji, to je spajanju vodika v helij, pri vseh korakih deluje močna sila. Izjema je le čisto na začetku, ko se dva protona ob posredovanju šibke sile spremenita v par protona in nevtrona, ki mu pravimo devterij (enačba 4.74). Vendar je pri tem sproščena energija relativno majhna, le 1,442/2 MeV na nukleon, kar je le dobra desetina vse energije, ki se sprosti ob spajanju vodika v

[48] Najvišjo vezavno energijo na nukleon ima jedro ^{62}Ni, ki pa ga je v naravi zelo malo, zato pogosto navajajo, da je najbolj vezano jedro v naravi ^{56}Fe, ki pa ima v resnici za 0,005 MeV nižjo vezavno energijo na nukleon kot ^{62}Ni.



Slika 4.6: Vezavna energija atomskih jeder na nukleon v odvisnosti od števila nukleonov v jedru. Jedrom, ki so označena s črnimi točkami, smo dodali simbolne oznake.

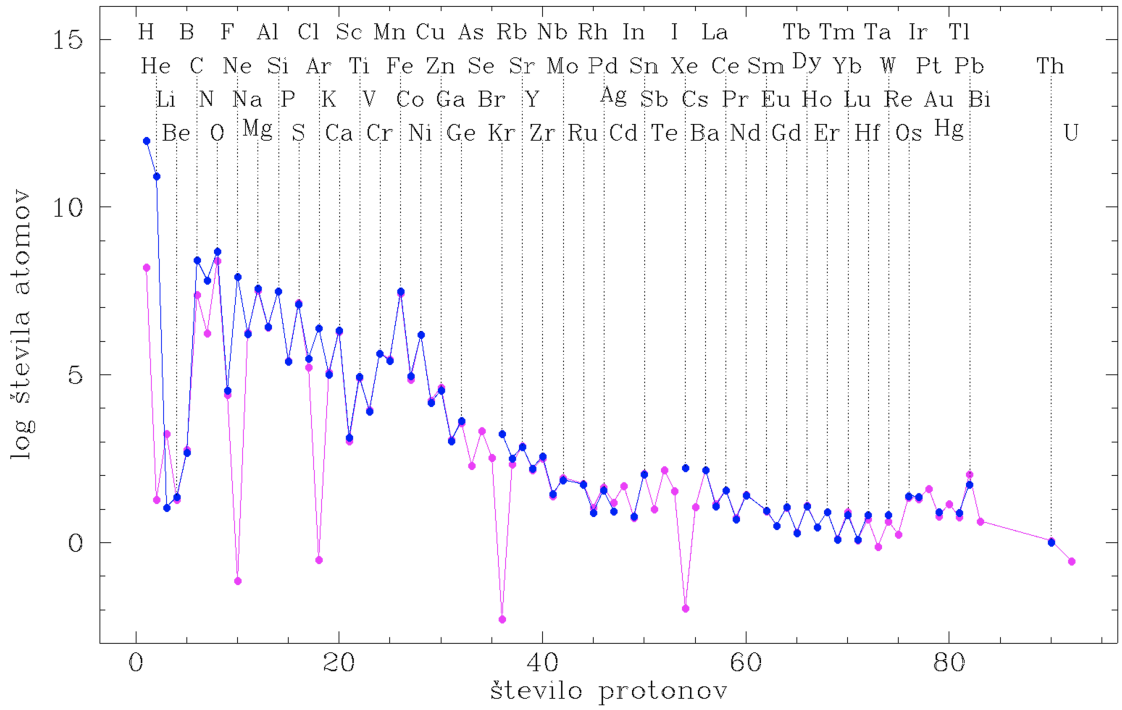
helij. Šibka sila torej energetsko ni zelo pomembna. Je pa odločilna za to, da spajanje vodika v helij ne poteče prehitro. Brez počasnega nastajanja devterija bi Sonce mnogo hitreje spajalo vodik v helij, posledično pa ne bi bilo dovolj časa, da bi se na nekem planetu v njegovi bližini evolucijsko lahko razvila bralec in pisec tega zapisa.

4.13 Kemična sestava Sonca

Slika 4.7 prikazuje kemično sestavo fotosferskih, to je površinskih plasti Sonca. Narisana je tudi kemična sestava, določena iz meteoritov. Ker so številske zastopanosti posameznih elementov zelo različne, rišemo njihov desetiški logaritem, ki je normaliziran na 10^{12} atomov vodika.

Kot prvo vidimo, da se zastopanosti izmerjene na Soncu in v meteoritih večinoma zelo dobro ujemajo. To je razumljivo, saj so Sonce in vsa telesa Osončja nastala z zgoščevanjem istega oblaka medzvezdne snovi (o tem kasneje), torej so imela tudi enako kemično sestavo. Vidimo pa nekaj izjem: konkretno je zastopanost vodika in helija v meteoritih nižja. Nevezan vodik lahko iz meteoritov pobegne, enako tudi vsi žlahtni plini od helija do ksenona, zato je njihova zastopanost v meteoritih nižja kot v Soncu. Litij je element, ki se porablja ob nastajanju zvezd, zato se kemična zastopanost v Soncu ne ujema s tisto v meteoritih. Edini drugi element, ki kaže nekoliko večjo zastopanost v meteoritih, je svinec. Zaradi njegove velike mase pričakujemo, da se v Soncu potopi pod površje in ga zato v površinskih plasteh Sonca izmerimo nekoliko manj. Podobne trende opažamo tudi na Zemlji, kjer elementov med renijem in zlatom v površinskih plasteh primanjkuje.

Nasploh vidimo, da je zastopanost težjih elementov manjša. To je razumljivo, saj je bil na začetku le vodik, vsi ostali elementi pa so morali nastati z zlivanjem lažjih. Vidimo tudi jasno mejo, da so elementi približno do železa precej pogostejši od še težjih elementov. Glede na zgornjo razpravo je tudi to razumljivo, saj elementi do železa lahko nastajajo v zvezdnih sredicah, ki imajo dovolj visoko temperaturo, medtem ko je nastanek težjih elementov omejen na eksplozije ali zlivanja zvezd. Končno je očiten žagast vzorec, tako da so elementi s sodim številom protonov bolj pogosti od tistih z lihim številom. Razlika je v alfa procesu (veriga reakcij 4.84), pri katerem nastajajo le alfa elementi, torej taki s sodim številom protonov.



Slika 4.7: Modre točke označujejo številsko zastopanost posameznih kemičnih elementov v Sončevi fotosferi. Zastopanost je podana kot desetiški logaritem, kjer privzamemo, da imamo 10^{12} vodikovih atomov. Z rožnatimi točkami so narisane zastopanosti izmerjene v meteoritih. Zastopanosti elementov s sodim številom protonov, ki so bili izmerjene v Sončevi fotosferi, so z navpičnimi črtami povezane s simboli teh elementov. Podatki so iz Asplund et al. (2009).

4.14 Prenos energije v Soncu

Slika 4.4 kaže, da se energija zaradi spajanja vodika v helij sprošča v notranji četrtini Sončevega polmera, polovico je nastane znotraj desetine polmera. Ta energija, ki jo večinoma odnesejo visokoenergetski fotoni, mora priti do površja Sonca, ki je zato svetlo. Možnosti za prenos sta dve: ali energijo prenesejo neprosredno fotoni, ki imajo zaradi stalnih in pogostih sipanj (enačba 4.59) zelo dolgo in zavito pot do površja. Tako dogajanje opišemo kot prenos energije s sevanjem. Kot druga možnost pa se energija proti površini morda lahko prenaša tudi z vertikalnim mešanjem snovi, tako da se vroče notranje plasti dvignejo proti površju in s seboj odnesejo v njih uskladiščeno toploto. Proces mešanja poganja konvekcija, torej govorimo o konvektivnem prenosu energije. Prva možnost deluje vedno, druga pa le, če so izpolnjeni pogoji za konvekcijo. Torej najprej poglejmo, v kakšnem primeru ta lahko poteka.

4.14.1 Prenos energije s konvekcijo

Konvekcijo poznamo iz Zemljine atmosfere. Če se zrak dvigne, se tudi nekoliko razredči. Odločilno je, kako gost je v primerjavi z okolico. Če je redkejši, se dviganje zaradi vzgona nadaljuje in imamo izpolnjene pogoje za vertikalno konvektivno mešanje v atmosferi, če pa je gostejši, pade nazaj in je taka atmosfera stabilna ter se ne meša. Zrak je idealni plin, kjer je tlak sorazmeren z zmnožkom gostote in temperature. Tlačno je atmosfera vedno v ravnovesju, torej je za razliko v gostoti odločilna temperaturna razlika: če je zrak po dviganju toplejši od okolice, se bo dviganje nadaljevalo. Obravnavani premiki zraka so navadno dovolj hitri, da plin nima časa izmenjati toplote z okolico. Takim procesom pravimo adiabatni. Za idealni plin s tlakom p, prostornino V in

temperaturo T za adiabatno spremembo velja zveza[49]

$$pV^{\gamma} = \text{konst}, \tag{4.87}$$

kjer je $\gamma = c_p/c_V$ razmerje specifičnih toplot pri konstantnem tlaku in prostornini, ki je za enoatomni plin enako 5/3. Ker je tudi $pV/T =$ konstanta, z odvajanjem zgornje zveze dobimo

$$dT/T = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) dp/p, \tag{4.88}$$

kar lahko prepišemo v zvezo med radialnima odvodoma temperature in tlaka

$$\frac{dT}{dr} = \frac{T}{p}\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{dp}{dr} \tag{4.89}$$

Zadnji faktor na desni je podan z enačbo hidrostatičnega ravnovesja (4.43). Z zgornjo enačbo torej ugotovimo kakšen je adiabatski temperaturni gradient v zvezdi. Če se plin dviga, tlak pada, zato je desna stran negativna. Leva stran nam pove, za koliko se bo plin ohladil pri dviganju. Če je temperaturni gradient v zvezdi strmejši od adiabatskega, bo dvigajoči se plin toplejši od okolice (njej se je temperatura bolj znižala), konvektivno dviganje se nadaljuje. Če pa je temperaturni gradient v zvezdi položnejši od adiabatskega, bo dvigajoči se plin gostejši od okolice in bo padel nazaj, konvekcije ne bo. Tako situacijo poznamo iz Zemljine atmosfere: poleti sonce močno ogreje tla, zato je temperaturni gradient strmejši od adiabatskega, nastopi konvekcija z dviganjem zraka, nastankom oblakov in popoldanskimi nevihtami. Na večer sonce zaide, gradient se položi in nevihtno dogajanje se umiri.

Mešanje plasti pomeni, da gradient temperature nikoli ne more biti dosti strmejši od adiabatskega. Dviganje in spuščanje plina dosega zmerne hitrosti, ki so mnogo manjše od zvočne hitrosti v plinu. V Soncu se konvektivni tokovi dvigajo oziroma spuščajo s hitrostjo $v_{konv} \sim 2$ km/s. Če bi potekali po celotni prostornini, bi za pot od središča do površine Sonca potrebovali čas $R_\odot/v_{konv} \simeq 350.000\,\text{s} \simeq 4\,\text{dni}$. To je mnogo hitreje, kot potujejo fotoni (enačba 4.60), sploh pa kot termični čas (enačba 4.73). Prenos energije s konvekcijo je zelo učinkovit, saj lahko v relativno kratkem času prenese veliko toplote.

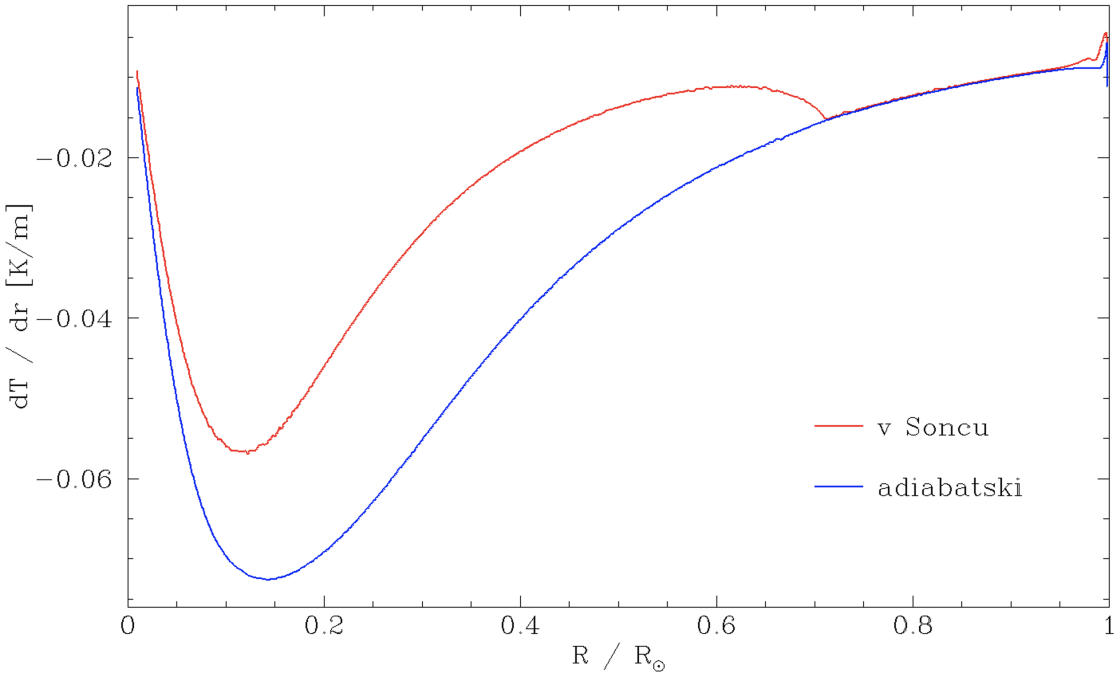
Ko smo zapisali kontinuitetno in enačbo hidrostatičnega ravnovesja (4.44 in 4.43), smo komentirali, da ju znamo rešiti, če nam nekdo pove potek gostote $\rho(r)$. Konvekcija to zmore, saj k enačbi idealnega plina (4.46) doda še izraz za konvektini temperaturni odvod (4.89). V zvezdi, v kateri je kemična sestava povsod enaka, imamo torej štiri enačbe za štiri količine, ki se spreminjajo z radijem (p, ρ, M_r, T). Sistem takih enačb znamo rešiti. Pri tem upoštevamo robne pogoje, da so odvodi tlaka, temperature in gostote v sredini zvezde enaki nič, na robu zvezde pa gredo proti nič njihove vrednosti. Rešitev[50], ki je znana kot politropni model zvezde, sicer v splošnem ni izračunljiva analitično, je pa njeno numerično reševanje povsem preprosto.

Da se temperatura v Soncu pod površjem viša, vidimo že s slike 4.1. Ob robu Sonca gledamo skoraj tangencialno na Sončevo površino. Torej naš pogled prodre do manjše globine kot na sredi diska, kjer gledamo pravokotno na površino. Ker je temperatura bližje površju nižja, so robovi ploskvice nekoliko temnejši od sredine. Temu pojavu pravimo robna zatemnitev.

Konvekcija ne poteka po celotni Sončevi prostornini. Slika 4.8 kaže, da je temperaturni gradient enak adiabatskemu le od $0{,}7\,R_\odot$ navzven, zelo pa se mu približa tudi v samem središču Sonca. Torej so zunanje plasti Sonca konvektivne, tudi v sami sredici pa prihaja do počasnega mešanja. Konvektivno prenašanje toplote je pomembno v plinih in v tekočinah. Primer slednje je vrenje juhe v loncu, kjer se juha dviga v konvektivnih stolpih, med njimi pa se zopet spušča proti dnu posode. Nekaj podobnega slika 4.9 kaže tudi na Soncu. Slika ima največjo ločljivost doslej, tako poleg približno 1500 km širokih konvekcijskih stolpov vidimo tudi podrobnosti med njimi. Zaradi konvekcije je površina Sonca zrnata, govorimo o granulaciji. Stolpi dvigajočega plina so na $\sim$ 4000 K višjih temperaturah kot meje med njimi, kjer se plin zopet spušča v notranjost (Nordlund et al., 2009). Stolpi niso stalne tvorbe, ampak se v 8-20 minutah razblinijo in nastanejo novi. Pri 1500 km premera je to komaj kaj več od časa, ki ga snov iz sredine stolpa pri hitrosti $\approx$

[49] Zveza je izpeljana v osnovnih kurzih fizike, primer je http://physics.fe.uni-lj.si/students/literatura/4_del_Mehanika_in_Termodinamika.pdf.

[50] https://sites.astro.caltech.edu/~jlc/ay101_fall2015/ay101_polytropes_fall2015.pdf.



Slika 4.8: Temperaturni gradient v Soncu. Rdeče je narisano dejansko spreminjanje temperature po standardnem modelu Sonca (Vinyoles et al., 2017), modro pa smo narisali strmino adiabatskega temperaturnega gradienta (enačba 4.89). Kjer se krivulji (skoraj) dotikata, poteka v Soncu konvekcija, drugod pa se energija prenaša le s sevanjem. Uporabili smo tabelo `https://www.ice.csic.es/personal/aldos/Solar_Data.html`.

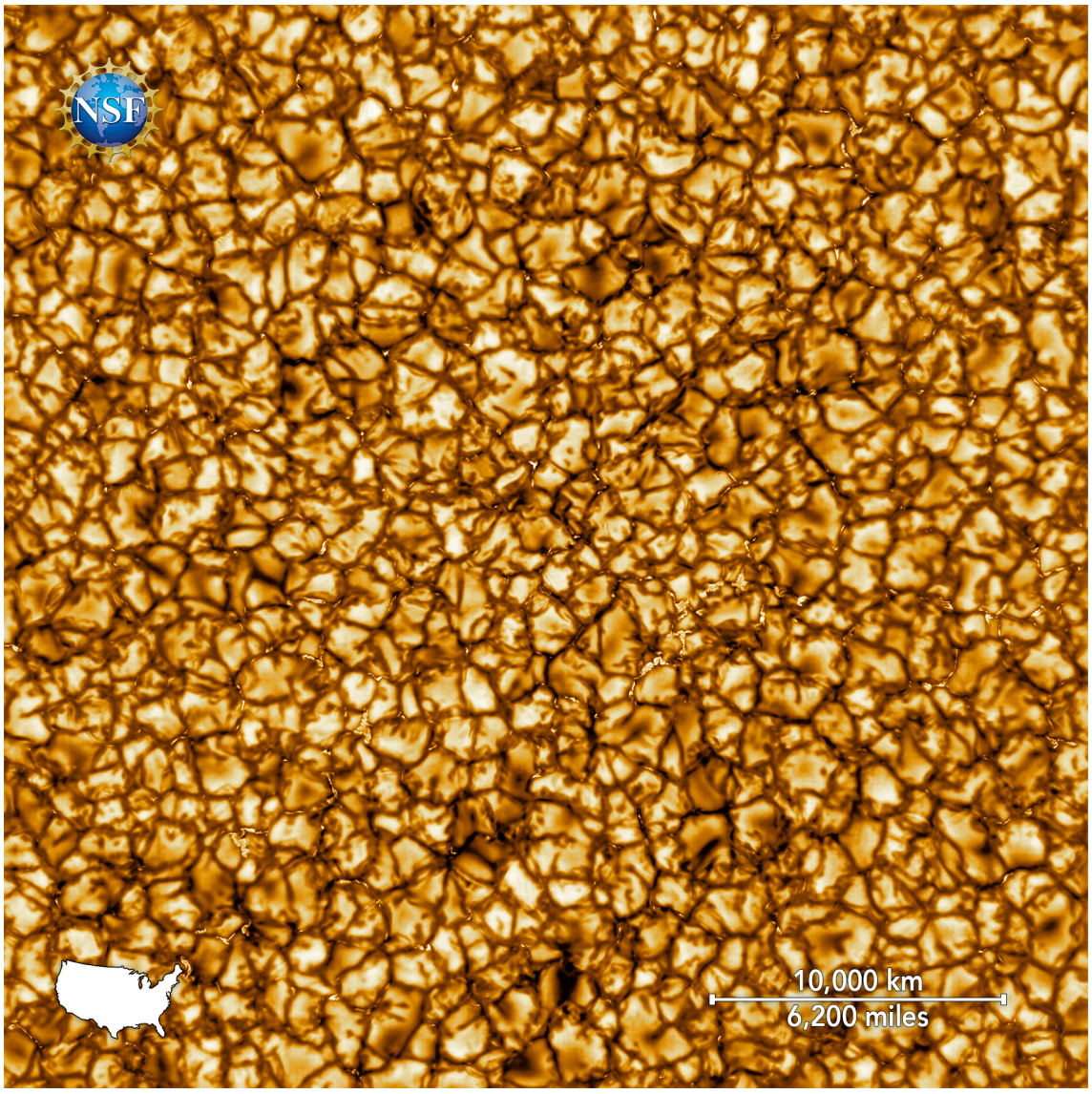
2 km/s (Quintero Noda et al., 2016) potrebuje do njegovega roba. Gre torej za dinamičen proces neravnovesja sil, saj tu govorimo o dinamičnem času (enačba 4.42).

V razdelku 4.3 smo ugotovili, da Sonce lahko obravnavamo kot nevrtečo se kroglo, kjer se vrednosti količin spreminjajo le z razdaljo r od njenega središča. Sedaj vidimo, da slednje ne drži. Zaradi konvekcije je treba površinske plasti Sonca modelirati v treh dimenzijah. Dvigajoči in spuščajoči se plin na več tisoč stopinj različnih temperaturah skupaj ne sevata enake svetlobe, kot bi jo plin, ki bi bil na temperaturi nekje vmes. Modeliranje konvekcije ni preprosto. Enačba 4.89 predstavlja mejo za obstoj vzgona, ki poganja konvekcijo. Seveda pa to ne pomeni, da se plin, ki se vzgonsko dviga ali spušča, ustavi takoj, ko ta pogoj ni izpolnjen. Pričakujemo lahko, da ga bo neslo nekoliko čez mejo v območje, kjer vzgona ni več. Ta pojav, ki bi ga po angleškem overshooting lahko poimenovali prebijanje, ni lahko modelirati. Je pa pomemben: na spodnji meji konvekcijske plasti v Soncu, torej pri 0.7 $R_\odot$, ki ji pravimo tudi tahoklina (angl. tachocline), vrtenje Sonca preide iz diferencialnega vrtenja površinskih plasti (enačba 4.17) v vrtenje togega telesa v notranjosti. Velika strižna gibanja ionizirane plazme v tej plasti so odgovorna za nastanek magnetnih polj v Soncu, ta pa v veliki meri krojijo aktivnost Sonca, o kateri bomo govorili v razdelku 4.16.

4.14.2 Prenos energije s sevanjem

V prejšnjem razdelku smo ugotovili, da so pogoji za konvekcijo izpolnjeni le v zunanjih delih Sonca. Torej se mora energija iz sredice, kjer se sprosti ob jedrskem zlivanju vodika v helij, do zunanjih delov Sonca prenesti s fotoni, torej s sevanjem. Tak prenos je zaradi majhne proste poti fotonov (enačba 4.59) manj učinkovit, vendar v teh plasteh edino možen. Počasnost te vrste prenosa energije tudi določa celotni čas, ki ga energija potrebuje iz Sončeve notranjosti do površja (podobno kot zastoj, v katerega pademo na cesti, krivimo za dolžino časa celotnega potovanja).

Fotoni delujejo na snov svetlobnim tlakom (primer je prašni rep kometa na sliki 4.10). Najprej bomo izpeljali izraz za ta tlak, nato pa razmislili, kako iz tlačnega ravnovesja v Soncu lahko



Slika 4.9: Slika površine Sonca z največjo ločljivostjo doslej. Posnel jo je 4-metrski solarni teleskop Inouye (DKIST) na Havajih. Na sliki v valovni dolžini 789 nm lahko prvič vidimo tvorbe velikosti le 30 km. Očitna je granulacija Sonca, posamezne celice so vrhovi konvektivnih stolpov vročega plina, ki se dviga iz Sončeve notranjosti. Ko se plazma ohladi, se med celicami vrača navzdol. V teh temnejših mejah ponekod prvič tako jasno vidimo tudi svetle točke, značilne za območja z močnim magnetnim poljem. Tu se snov vzdolž silnic vrtinči nad površje in tako greje prozorno in zelo razredčeno Sončevo korono, katere temperatura dosega milijone stopinj. Avtorstvo: NSO/NSF/AURA, https://nso.edu/telescopes/dkist/first-light-full-image/, tudi https://www.science.org/content/article/world-s-largest-solar-telescope-takes-its-first-shot.

Slika 4.10: Komet Hale-Bopp je imel dva repa: barviti ionski rep sledi silnicam magnetnega polja v Sončevem vetru in kaže proč od Sonca, sivi prašni rep pa potiska fotonski tlak Sončeve svetlobe. Sliko sta 8. aprila 1997 z objektivom Asahi Pentax (f = 300 mm, F=4) na film Kodak Vericolor 400 posnela A. Flajs in H. Mikuž. Stranica posnetka meri približno 10°. Vir: https://www.observatorij.org/BrightComets/hbopp.html, glej tudi https://apod.nasa.gov/apod/ap970212.html.

izpeljemo izraz za prenos energije s sevanjem.

Prosta pot v Soncu je zelo majhna, $\ell \simeq 0{,}018$ m (enačba 4.59). Pri temperaturnem gradientu $|dT/dr| < 0{,}06$ K/m (slika 4.8) se torej temperatura med dvema sipanjema fotona spremeni za manj kot $\ell\,|dT/dr| \leq 0{,}001$ K, kar je zelo malo. Svetloba torej preko sipanja pogosto interagira s snovjo, zato je tudi njena porazdelitev po valovnih dolžinah taka, kot ustreza temperaturi snovi. Z drugimi besedami, sevanje v notranjosti Sonca je sevanje črnega telesa pri lokalni temperaturi snovi. Sedaj bomo ugotovili, kakšen je tlak tega sevanja.

S sevanjem črnega telesa opišemo tudi svetlobo v notranjosti od znotraj posrebrene krogle s polmerom R, ki odbija svetlobo brez izgub in v kateri ni absorpcije svetlobe in ki je na temperaturi T. Če ima foton gibalno količino $\vec{G}$ in se od površine odbije pod kotom γ glede na lokalno pravokotnico, je sprememba njegove gibalne količine pri odboju enaka:

$$|\Delta\vec{G}| = 2G\cos\gamma, \tag{4.90}$$

saj se spremeni le komponenta gibalne količine pravokotna na steno, dvojka pa je zaradi odboja (prožnega odriva od stene).

V krogli med dvema trkoma ob steno mine čas Δt, ki je enak preleteni poti v krogli $2R\cos\gamma$, deljeni s hitrostjo c:

$$\Delta t = 2R\cos\gamma/c \tag{4.91}$$

in je tako sila na steno v radialni smeri enaka spremembi gibalne količine na en trk krat število trkov na sekundo:

$$|\vec{F}| = \Delta G/\Delta t = 2G\cos\gamma\frac{c}{2R\cos\gamma} = \frac{G\,c}{R} \tag{4.92}$$

Za foton velja, da je njegova energija E v preprosti zvezi z velikostjo gibalne količine G: $E = Gc$. Če gostoto energije zapišemo z $w = E/V$, dobimo

$$< F >= \sum E/R = \frac{1}{R}w\frac{4\pi R^3}{3} = 4\pi R^2\frac{w}{3} \tag{4.93}$$

Končno je tlak fotonov P_{sev} sila deljena s ploskvijo krogle, torej:

$$P_{sev} = \frac{F}{S} = \frac{F}{4\pi R^2} = \frac{w}{3} \tag{4.94}$$

Gostoto energije w lahko povežemo z energijskim tokom $I(\lambda, T)$ na interval valovne dolžine na enoto površine in na enotski prostorski kot. Pri tem upoštevamo, da je gostota energije energetski tok deljen s hitrostjo c:

$$w = \frac{1}{c}\int_0^\infty I(\lambda,T)\,d\lambda\int d\Omega = \frac{1}{c}\int_0^\infty I(\lambda,T)\,d\lambda\int_0^{2\pi}d\phi\int_0^\pi \sin\theta\,d\theta \tag{4.95}$$

Podobno zapišemo še svetlobni tok j skozi okvir:

$$j = \int_0^\infty I(\lambda, T)\, d\lambda \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos\theta\, \sin\theta\, d\theta = \sigma_{SB}\, T^4, \tag{4.96}$$

kjer smo na koncu zapisali Stefanov zakon. Vrednosti integralov po θ se razlikujeta za faktor 4, torej je

$$w = \frac{4j}{c} = \frac{4\,\sigma_{SB}\, T^4}{c} \tag{4.97}$$

in končno sevalni tlak

$$P_{sev} = \frac{w}{3} = \frac{4\,\sigma_{SB}\, T^4}{3\,c} \tag{4.98}$$

Vrednost sevalnega tlaka močno raste s temperaturo. V središču Sonca doseže vrednost $P_{sev\,\odot} = 2{,}23 \cdot 10^{13}$ N m^{-2}. To je veliko, vendar vseeno 1000-krat manj od tlaka idealnega plina (enačba 4.48). Sevalni tlak v zvezdah ne prevladuje. Če bi, bi bile take zvezde celo nestabilne. Vseeno pa ga bomo lahko uporabili pri izpeljavi zveze za prenos energije s sevanjem.

Predstavljamo si nizek valj med radijema r in $r + dr$ v notranjosti Sonca, ki leži v območju med $0{,}25\,R_\odot$ in $0{,}7\,R_\odot$. Torej se ves Sončev izsev sprošča bližje središču (slika 4.4), obenem pa v tem valju ni konvekcije (slika 4.8), torej se energija prenaša s sevanjem. Pri radiju r vstopa od spodaj tok z gostoto $j(r)$, zgoraj pa izstopa tok z gostoto $j(r + dr)$. Ta je enak vstopnemu toku, ki ga moramo zmanjšati za tok, ki se sipa v plasti $j dr/\ell$ in povečati za tok dj, ki se izstopnemu toku pridruži zaradi fotonov, ki pridejo s strani in se sipajo v to smer. Ker se energija v plasti ne sprošča, sta vstopni $j(r)$ in izstopni $j(r + dr)$ tok enaka. Zapišemo

$$j(r + dr) = j(r)\, \left(1 - \frac{dr}{\ell}\right) + dj = j(r) \;\; \rightarrow \;\; dj = j(r)\, \frac{dr}{\ell} \tag{4.99}$$

Tok dj, ki pripada navzven sipanim fotonom, povzroča tlak dP, ki skuša valj odriniti navzdol, saj se ti fotoni ob sipanju odrivajo od snovi v valju

$$dP = \frac{dF}{S} = \frac{dG/dt}{S} = \frac{d(E/c)}{dt\, S} = \frac{dj}{c} = \frac{j(r)}{c}\, \frac{dr}{\ell} \tag{4.100}$$

To razliko v tlaku uravnovesi padanje sevalnega tlaka z višino, saj je temperatura $T(r + dr)$ nižja od $T(r)$

$$j(r)\, \frac{dr}{\ell\, c} = -d\left(\frac{4\,\sigma_{SB}}{3\,c} T^4\right) \tag{4.101}$$

Torej je gostota svetlobnega toka, ki jo prenese prevajanje s sevanjem, enaka

$$j(r) = -\frac{4\,\sigma_{SB}\,\ell}{3}\, \frac{d(T^4)}{dr} = -\frac{16\,\sigma_{SB}\,\ell}{3}\, T^3\, \frac{dT}{dr} \tag{4.102}$$

Z dobljeno enačbo lahko izračunamo izsev Sonca. Kot primer vzemimo, da smo v plasti $0{,}3\,R_\odot$ od središča Sonca. Skoznjo mora celoten Sončev izsev, saj ga jedrske reakcije sproščajo v plasteh bližje središču Sonca, obenem pa v tej plasti niso izpolnjeni pogoji za nastanek konvekcije. Iz slik 4.4 in 4.8 razberemo temperaturo in njen odvod ter izsev izračunamo kot $L = 4\pi\, R^2\, j(R)$. Za prosto pot poskusimo z rezultatom za Thomsonovo sipanje na prostih elektronih (enačba 4.59) pri gostoti $\rho = 0{,}08\,\rho_{c\,\odot} = 1{,}2 \cdot 10^4$ kg m^{-3}, ki nam da $\ell = 2{,}1$ mm. Po vstavljanju dobimo $L_\odot = 2{,}24 \cdot 10^{27}$ W, kar je skoraj 6-krat preveč. Razlog za prevelik izsev je, da smo uporabili preveliko številko za prosto pot. Poleg sipanja svetlobe na prostih elektronih bi morali upoštevati, da atomi težjih elementov niso popolnoma ionizirani in je torej ob njihovih jedrih že nekaj vezanih elektronov. Svetloba se lahko absorbira in pri tem ionizira tak elektron (tako imenovani vezano prosti proces) ali pa se absorbira pri sipanju prostega iona (tako imanovani prosto-prosti proces). Oba procesa povečata neprozornost snovi, torej še dodatno skrajšata prosto pot fotonov. Iz slike 1 v članku Badnell et al. (2005) razberemo, da je v danih razmerah pri $0{,}3\,R_\odot$ dejanska prosta pot enaka le 0,39 mm ter je tako $\sim 5{,}4$-krat manjši tudi izračunani izsev, ki se tako od pravega ne razlikuje za več kot 10%.

Kot vidimo je bila predpostavka, da v notranjosti zvezd prevladuje Thomsonovo sipanje, le približna. Kljub vsemu jo lahko uporabimo za grob razmislek, kakšen izsev imajo druge zvezde,

ki tako kot Sonce v svojih sredicah spajajo vodik v helij. Prosta pot je v tem primeru obratno sorazmerna z gostoto (enačba 4.59). Iz enačbe 4.102 dobimo grobo oceno

$$L = 4\pi R^2\, j(R) \lesssim R^2\, \ell\, \frac{T^4}{R} \lesssim R^2\, \frac{1}{\rho}\, \frac{(p/\rho)^4}{R} = \frac{R\, p^4}{\rho^5} \lesssim \frac{R\,(\rho^2 R^2)^4}{\rho^5} = R^9 \rho^3 \propto M^3, \tag{4.103}$$

kjer smo upoštevali, da je po enačbi idealnega plina (4.46) $T \propto p/\rho$ ter da je $\rho \propto M/R^3$. Ocena je, kot rečeno, groba in ji ne gre verjeti v podrobnostih. Kljub temu pa drži temeljni rezultat, da so bolj masivne zvezde bistveno svetlejše. Kot bomo videli, je celo vrednost potence blizu pravi. Močna odvisnost izseva od mase se močno pozna tudi na času, ko zvezda lahko s spajanjem vodika v helij zagotavlja svoj izsev. Ker je nuklearni čas (enačba 4.80) sorazmeren z maso zvezde in obratno sorazmeren z njenim izsevom, bodo masivnejše zvezde precej hitreje porabile vodik v svojih sredicah. Masivne zvezde so torej izjemno svetle vendar tudi precej kratkožive. Obratno pa zvezde z majhnimi masami trošijo vodik zelo počasi, njihov nuklearni čas je zelo dolg, celo daljši od starosti vesolja. Torej vse take zvezde še kar spajajo vodik v svojih sredicah in so nekatere med njimi lahko skoraj tako stare kot vesolje samo.

4.15 Opazovanje notranjosti Sonca

Sonce je neprozorno za svetlobo, seveda pa bi bilo zanimivo kljub vsemu neposredno videti, kaj se dogaja v njegovi notranjosti. Trenutne možnosti sta dve: opazovanje nevtrinov, ki nastajajo z jedrskim zlivanjem v Sončevi sredici ter opazovanje valovanj, ki se širijo skozi Sonce. To sta tudi temi naslednjih dveh razdelkov.

4.15.1 Opazovanje nevtrinov

Izsev Sonca v ogromni večini nastaja z reakcijo p-p spajanja vodika v helij (proces 4.74). Masa vodika, ki se mora vsako sekundo spojiti v helij, je enaka

$$\frac{dM_H}{dt} = \frac{L_\odot}{0{,}0071\, c^2} = 6 \cdot 10^{11}\, \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{s}} = 3{,}6 \cdot 10^{38}\, \frac{m_p}{\mathrm{s}}, \tag{4.104}$$

kjer smo uporabili zvezo 4.77. Zlivanje teh $3{,}6 \cdot 10^{38}$ protonov vsako sekundo sprosti $1{,}8 \cdot 10^{38}$ nevtrinov, saj zlivanje dveh protonov v devterij ustvari en nevtrino. Ti nevtrini neovirano odletijo iz Sonca. Torej je gostota njihovega toka na Zemlji enaka[51]

$$\frac{dN_\nu}{dt\, dS} = \frac{1{,}8 \cdot 10^{38}\, \mathrm{s}^{-1}}{4\pi\, a_z^2} = 6{,}4 \cdot 10^{14}\, \frac{\text{nevtrinov}}{\mathrm{m}^2\, \mathrm{s}}, \tag{4.105}$$

kjer smo za a_z vstavili razdaljo Zemlje od Sonca. Kljub veliki gostoti toka jih ni lahko zaznati: če se ne absorbirajo v Soncu, se tudi v našem detektorju ne bodo. Ker nevtrini interagirajo le s šibko interakcijo in (ker imajo majhno maso) z gravitacijo, je možnost za detekcijo sprememba nevtrona v proton, ki jo lahko povzročijo v atomskem jedru.

Ker skušamo zaznati zelo redke dogodke, moramo najprej izločiti morebitne motnje. Zato nevtrine pogosto skušajo detektirati v rudnikih globoko pod Zemljo, saj tja drugi delci iz vesolja ne uspejo prodreti. Nevtrine iz Sonca so prvi zaznali v 60. letih z eksperimentom Homestake v ZDA, kjer so v globok rudnik zlata dali rezervoar s 380 kubičnimi metri perkloretilena ($\mathrm{Cl_2\,C = C\,Cl_2}$), ki se sicer uporablja v kemičnih čistilnicah. Merili so nastanek radioaktivnega argona, ki nastaja pri reakciji

$$\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \rightarrow {}^{37}\mathrm{Ar}^+ + e^- \tag{4.106}$$

Ta reakcija lahko poteče, če ima nevtrino vsaj energijo 0,814 MeV. To je več od energije nevtrinov, ki nastanejo v verigi p-p (zveza 4.74), imajo pa tako energijo nevtrini, ki nastanejo pri razpadu ^{7}Be (zveza 4.78). Ko so upoštevali pogostost teh reakcij in občutljivost detektorja, so ugotovili, da

[51] Rezultat je vsekakor impresivno velik, saj pove, da vas vsako sekundo prebode kakih sto milijonov milijonov nevtrinov. Če se niso ustavili v vsem Soncu, se seveda tudi v vas ne bodo. Torej se jih nima smisla bati, itak pa se pred njimi ni mogoče zaščititi. Je pa številka koristna, če želite komu razložiti, da vsako "sevanje" ni nujno škodljivo. Ali pa, da obstajajo stvari, ki jih ne "vidimo".

je število izmerjenih nevtrinov nižje (Davis et al., 1968) od napovedanega (Bahcall, 1964): najprej so mislili, da jih je le petino pričakovanih, do konca 70. let pa so ugotovili, da zaznajo $\sim 40\%$ pričakovanih nevtrinov. To neskladje je postalo znano pod imenom nevtrinski problem. V osnovi z neskladjem sicer ni nič narobe, saj bi Sonce lahko ne bilo v termičnem ravnovesju in bi del energije proizvajalo s krčenjem.

Neskladje je razrešil eksperiment Sudbury v Kanadi, ki je za detekcijo uporabljal rezervoar težke vode, ki vsebuje devterij, obdan s plaščem iz navadne vode. Ob elektronskih nevtrinih, ki edini nastajajo v Soncu, je ta eksperiment občutljiv tudi na mionske ali tau nevtrine. Možne nevtrinske interakcije so tri. (1) Kot prvo, lahko nevtrino nevtron v težki vodi spremeni v proton, odleti pa še en elektron. Tu sodelujejo le elektronski nevtrini, direktno pa zaznamo nastali elektron. (2) Kot drugo je mogoče, da nevtrino razbije devterij v težki vodi, tako da nastaneta nevtron in proton. Tu lahko sodelujejo nevtrini vseh vrst. Nekaj nastalih nevtronov se absorbira v devteriju težke vode in pri tem sprostijo rentgenski foton, nekaj pa jih doseže plašč navadne vode, ki obdaja rezervoar težke vode. Tudi tu nastane rentgenski foton, ki ga zaznamo, ko se komptonsko sipa na elektronih, ti hitri elektroni pa sevajo čerenkovo sevanje, saj je njihova hitrost večja od hitrosti svetlobe v vodi. (3) Kot tretje se nevtrino lahko elastično sipa na elektronu, ki je bodisi v rezervoarju težke ali v plašču navadne vode. To se lahko zgodi vsem vrstam nevtrinov, elektronskim pa bolj pogosto. Elektron tu odleti v smeri naprej in zopet seva čerenkovo sevanje. Z analizo teh interakcij je Arthur B. McDonald s sodelavci pokazal, da iz Sonca poleg elektronskih prihajajo tudi mionski in tau nevtrini (Ahmad et al., 2001). Ker ti v Soncu ne nastajajo, morajo za to biti razlog nevtrinske oscilacije, ko nevtrino med letom do Zemlje spreminja svoj tip in jih zato le del vstopi v detektor kot elektronski nevtrini. Te oscilacije so mogoče, ker je nevtrino delec z maso, o njih pa je prvi domneval ruski fizik Bruno Pontecorvo. Tako so rešili tudi nevtrinski problem: skupno število nevtrinov se je skladalo z napovedanim, težava pa je nastala, ker je bil prvotni eksperiment v rudniku Homestake občutljiv le na elektronske nevtrine.

Na podoben način deluje tudi nevtrinski observatorij Super-Kamiokande na Japonskem, ki uporablja 55.000 ton zelo čiste navadne vode. Eksperiment lahko detektira visokoenergijske nevtrine. Ti se lahko sipajo na elektronih ali pa absorbirajo v atomskem jedru, kjer podobno kot v eksperimentu Homestake nastane pozitron. Ti elektroni in pozitroni imajo veliko energijo in se gibljejo s hitrostmi, ki presegajo hitrost svetlobe v vodi. Zato nastane čerenkovo sevanje, ki ga zaznajo z občutljivimi fotopomnoževalkami. Prednost detektorja Super-Kamiokande je, da lahko ugotovi smer zaznanega nevtrina. Leta 1987 so uspeli zaznati tudi nevtrine, ki so nastali ob eksploziji supernove 1987A v Velikem Magellanovem oblaku (Burrows & Lattimer, 1987).

V Evropi imamo detektor Borexino (Alimonti et al., 2009), ki od leta 2007 deluje v bližini mesta L'Aquila pod gorskim masivom Gran Sasso v osrednji Italiji. Uporablja 300 ton tekočega scintilatorja in zaznava predvsem elastično sipanje nevtrinov, nastali prosti elektroni ali pozitroni pa vzbudijo scintilator. Za razliko od čerenkovih detektorjev, s katerimi lahko merijo le visokoenergijske nevtrine, sprožijo scintilacijo tudi nevtrini nižjih energij. Dogodke zaznajo z mrežo fotopomnoževalk, ki so nameščene okrog rezervoarja s scintilatorjem. Detektor je občutljiv na vrsto procesov spajanja vodika v helij v Soncu, ki smo jih omenili v razdelku 4.11: verigi p-p in CNO ter razpada ^{7}Be in ^{8}B. Zaznal je tudi antinevtrine, ki nastajajo ob razpadu radioaktivnih elementov v Zemlji. Z njim bi lahko zaznali tudi nevtrine, ki bi nastali ob eksploziji supernove v naši Galaksiji. S tem eksperimentom so pregledali pogostost zgoraj omenjenih procesov v Soncu. Zmožnost določanja smeri, iz katere je prišel posamezni nevtrino, pa bi s tem ali kakšnim bodočim ekperimentom lahko omogočila tudi kartiranje relativne pogostosti posameznih procesov v Soncu, ki imajo različno odvisnost od temperature, s tem pa tudi oddaljenosti od središča in končno smeri proti Zemlji.

Od leta 2010 v ledu na južnem geografskem polu deluje observatorij Icecube. Sestavlja ga mreža fotopomnoževalk vzdolž navpičnih vrtin v ledu, ki pokrivajo prostornino kubičnega kilometra. Observatorij IceCube lahko zaznava predvsem nevtrine izjemno visokih energij. Leta 2018 so objavili, da so zaznali nevtrino z energijo $2{,}9 \cdot 10^{14}$ eV, ki izhaja iz aktivnega galaktičnega jedra vrste blazar z imenom TXS 0506+056, ki je od Zemlje oddaljeno skoraj 6 milijard svetlobnih let (IceCube Collaboration, et al., 2018b). Kot kaže so iz tega objekta zaznali še več nevtrinov (IceCube Collaboration et al., 2018a), kar kaže, da je ta vrsta aktivnih galaktičnih jeder lahko vir nevtrinov izjemno visokih energij.

4.15.2 Helioseizmologija in asteroseizmologija

Zvezde so neprozorne, torej nam fotoni ne morejo neposredno razkrivati informacij o njihovi notranjosti. Več upanja je z nevtrini, vendar je te delce zelo težko zaznati in je zato opazovanje nevtrinov zaenkrat omejeno na tiste iz našega Sonca in na izjemne burne dogodke v vesolju, kot so relativno bližnje eksplozije supernov ali posebni primeri aktivnih galaktičnih jeder. Seveda evolucija kemične sestave, ki se spreminja kot posledica jedrskega zlivanja v sredicah zvezd, omogoča vpogled v tamkajšnje dogajanje. Vendar je obogatitev medzvezdne snovi s težjimi elementi le informacija o tem, kaj se je skupaj zgodilo v daljšem obdobju in tako omogoča le neke vrste bilanco, povprečeno po velikem številu sedaj večinoma že propadlih nekdanjih zvezd. Meritve kemične sestave še obstoječih zvezd pa kažejo spremembe le za nekatere kemične elemente, zopet pa je informacija povprečje njihovega nastajanja čez daljše časovno obdobje.

Zelo koristna bi bila torej tehnika, ki bi dajala vpogled v zvezdno notranjost v realnem času. Zvezde so plinaste, torej se po njih lahko širijo motnje v obliki zvočnih valov, enako kot zvok v našem ozračju. Z opazovanjem odmeva takih valov na zvezdnih površinah lahko upamo, da bomo nekaj zvedeli o njihovi notranjosti. Podobno kot potresni valovi razkrivajo notranjost Zemlje, je tudi širjenje valov v zvezdah odvisno od razmer v njihovi notranjosti. Zvezde so plinaste, torej se po njih lahko širijo le tlačni, to je zvočni valovi, kjer snov niha v smeri gibanja valov.

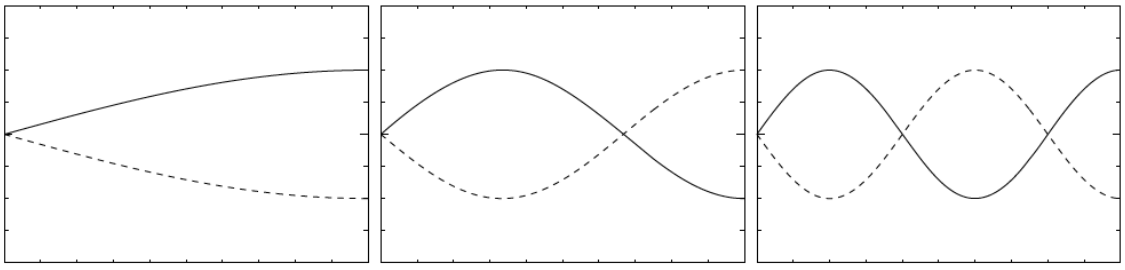
Ti valovi se širijo z zvočno hitrostjo c_s. Zamislimo si zvočni val, ki potuje s hitrostjo c_s po cevi poravnani z x osjo, ki ima presek A. V času dt prepotuje $dx = c_s dt$. V stacionarnem stanju mora biti masni tok $dm/dt = \rho c_s A$ enak na obeh koncih cevi, torej je gostota toka $j = \rho c_s$ konstantna in je $c_s d\rho + \rho dc_s = 0$. Newtonov zakon pove, da je za pospešek odgovoren tlak, ki pada v smeri toka: $dP = -\rho \frac{dc_s}{dt} dx$. Torej lahko zapišemo

$$\begin{aligned} \frac{dc_s}{dt} &= -\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dx} \\ dP &= (-\rho dc_s)\frac{dx}{dt} = (c_s d\rho)c_s \\ c_s^2 &= \frac{dP}{d\rho} \\ c_s &= \sqrt{\frac{dP}{d\rho}} = \sqrt{\frac{k_B T}{\bar{m}}} \end{aligned} \tag{4.107}$$

kjer smo v zadnjem koraku uporabili enačbo idealnega plina (4.46).

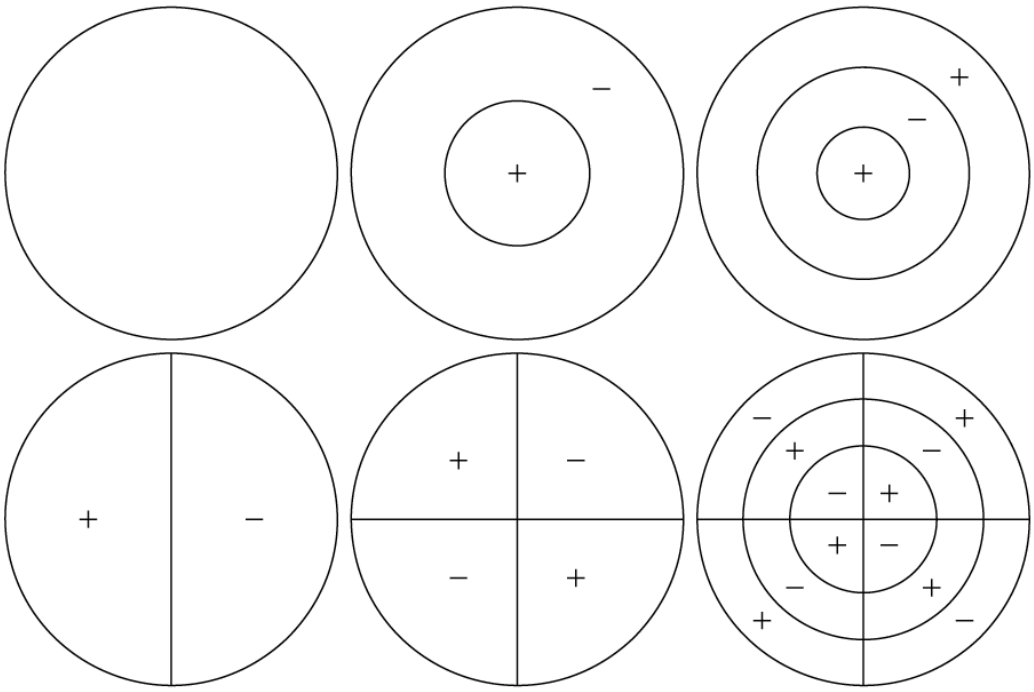
Pri zvočnih valovih je torej sila, ki izravna motnjo, tlačna razlika. Govorimo torej o tlačnih, oziroma valovih p. V zvezdah pa so mogoči tudi valovi, pri katerih izravnalna sila ni posledica tlačnih razlik ampak vzgona. Ta je povezan z gravitacijo, zato takim valovom pravimo valovi g.

Razmislek o valovih v zvezdah bomo v veliki meri povzeli po knjigi Aerts et al. (2010). Začnimo s primerjavo z orgelsko piščaljo (slika 4.11). Narisana so nihanja zraka v osnovnem načinu in pri dveh višjih tonih. Ti višji toni imajo 3-krat oziroma 5-krat višjo frekvenco od osnovnega. Ker je razmerje frekvenc v razmerju celih števil pravimo, da so toni harmonični, saj se nihanje kombinacije teh tonov v kratkem času ponovi. Taka preprosta slika nihanja zraka v piščali je posledica dejstva,



Slika 4.11: Prvi trije nihajni načini orgelske piščali, ki ima levo stran zaprto, desno pa odprto. Levo je osnovni način, v sredi prvi višji ton, ki ima en vozel, desno pa drugi ton, ki ima dva vozla. Na odprtem koncu piščali je amplituda nihanja največja, vozli pa so po piščali razporejeni enakomerno.

da je temperatura zraka in s tem zvočna hitrost vzdolž piščali stalna. Tako nihanje zraka v piščali ni dobra analogija za nihanje zraka v zvezdi. V slednji namreč nikakor ni res, da se temperatura krajevno ne spreminja.



Slika 4.12: Shematski prikaz nihanja opne bobna. Njegov rob je pritrjen, torej je tu vedno vozel. Zgornja levi primer je osnovno nihanje, zgornji srednji primer je prvi radialni višji ton, kjer je vozel koncentrični krog. Znaka + in − označujeta, da se notranji krog in zunanji prstan gibljeta v nasprotnih smereh. Desni zgornji primer je drugi nadton. Spodaj levo je narisano najpreprostejše neradialno nihanje bobna. To je dipolni način, kjer vozelna črta razpolavlja boben, deli bobna levo oziroma desno od nje pa se gibljejo v nasprotnih smereh. Spodnji srednji primer je kvadrupolni neradialni način, spodaj desno pa je prvi nadton kvadrupolnega načina. Načine nihanja lahko opišemo z dvema kvantnima številoma. Eno število opisuje število radialnih vozlov in eno število neradialnih vozlov. Tako imamo od zgoraj levo do desne spodaj načine (0.0), (1,0), (2,0), (0,1), (0,2) in (2,2). Podobno označujemo tudi načine nihanja trodimenzionalnih zvezd.

Kot primer dvodimenzionalnega nihanja vzemimo opno bobna (slika 4.12). Dvodimenzionalnost prinese vozelne črte v dveh pravokotnih smereh. Vozli v obliki koncentričnih krogov opisujejo radialne načine nihanja. Pri udarcu palice se ti sicer vzbudijo, vendar se višji radialni načini nato hitro zadušijo. Drugi način nihanja je neradialen, z vozli, ki so ravne črte skozi sredo bobna. V osnovnem neradialnem načinu je tak vozel eden, v višjih pa več. Možne so tudi kombinacije radialnih in neradialnih načinov nihanja. Pomembno opažanje pri bobnu je, da ti načini nimajo frekvenc, ki bi bile v razmerju majhnih celih števil. Torej zven bobna ni harmoničen. Za preprost enakomerno napet boben nihanje popisujejo Besslove funkcije, ilustracija so radialni načini v zgornji vrstici slike 4.12.

Zvezde so trodimenzionalne, torej so vozli v treh pravokotnih smereh. Vozli so tako lahko ploskve radialnih lupin, stožci po geografskih širinah in meridionalne ravnine po geografskih dolžinah. Geografske širine in dolžine nihanj v zvezdah so navadno poravnane z njihovo rotacijo, tako da pol zvezde sovpada z vrtilno osjo. Pri bobnu smo nihalni način opisali z dvema kvantnima številoma, pri zvezdi, ki je trodimenzionalna, pa potrebujemo tri. Kvantno število n opisuje nadton in je enako številu vozlov v radialni smeri, torej koncentričnih lupin, v katerih ima nihanje vozel. Kvantno število ℓ opisuje red nihanja in s tem število vozlov na površini. Kvantno število m pa azimutni red, to je število vozlov, ki so meridianske ravnine. Če je vseh površinskih vozlov ℓ in jih je od tega m meridianskih ravnin, imamo skupaj $\ell - |m|$ vozlov, ki so vzdolž ravnin vzporednikov, to je ravnin vzporednih z ekvatorjem. Kvantno število m ima torej obseg od $-\ell$ do $+\ell$, skupaj je

to $2\ell + 1$ vrednosti.

Najpreprosteje si je predstavljati čiste radialne načine nihanja z $\ell = 0$. V osnovnem načinu se zvezda v celoti širi oziroma krči, hladi in greje. To je podobno osnovnemu načinu nihanja piščali, kjer je največja amplituda na odprtem koncu piščali oziroma na površini zvezde. Tak način nihanja ima na primer kefeida (angl. Cepheid) in zvezda tipa RR Lire (angl. RR Lyrae). Možen je tudi prvi nadton, kjer je med središčem in površjem zvezde vozelna koncentrična lupina, ki se ne premika. Tudi tak način nihanja najdemo v nekaterih kefeidah in zvezdah tipa RR Lire. Razmerje med frekvencama teh dveh načinov je odvisno od tipa zvezde. Pri kefeidah je enako 0,71, pri zvezdah tipa δ Ščita (δ Sct) pa 0,77. Ta razmerja so posledica geometrije in poteka temperature v notranjosti zvezde in so v vsakem primeru različna od razmerja 0,33 med osnovnim načinom in prvim nadtonom, ki smo ga dobili za orgelsko piščal (slika 4.11). Za nihanje enakomerno goste krogle bi bilo razmerje enako 0,5 (Taff & van Horn, 1974). Torej vrednosti 0,77 in 0,71 nista posledica geometrije ampak različnega poteka gostote in s tem temperature v zvezdah tipa δ Ščita in kefeidah. V prvih se kot v Soncu v sredici vodik spaja v helij, druge pa so orjakinje, to je velike zvezde z gosto sredico, obdano z razsežno in močno razredčeno ovojnico.

Najpreprostejši neradialni način je dipolni način z $\ell = 1$, $m = 0$. Vozelna črta je ekvator. Ko se severna hemisfera širi in hladi, se južna krči in greje in obratno. Ta način je mogoč, ker so zvezde stisljive in tako premiki sever-jug ne prinesejo nujno tudi premika težišča zvezde, kar bi nasprotovalo Newtonovim zakonom. Mora pa biti v dipolnem načinu $n \geq 1$, saj bi sicer ta zakon kršili.

Naslednji po vrsti so kvadrupolni načini ($\ell = 2$). Za $\ell = 2$, $m = 0$ sta vozelni črti na $\pm 35^{\circ}$, saj ima tam ničlo Besslova funkcija $P_2^0 = (3\cos^2(\pi/2 - \theta) - 1)/2$. V tem načinu se oba pola raztezata, ko se ekvatorialni deli krčijo in obratno. Na sliki 4.13 je ilustracija oktopolnih načinov nihanja ($\ell = 3$), kjer zvezdo gledamo iz ravnine ekvatorja (desni stolpec) ali bolj na pol (leva stolpca). V nevrteči zvezdi sta načina z $+m$ in $-m$ degenerirana, torej nerazločljiva. Razmakne ju lahko rotacija zvezde, saj nihanja $+m$ (po dogovoru) potujejo v isti smeri kot rotacija zvezde, nihanja z $-m$ pa v retrogradni smeri. Ti potujoči valovi imajo malenkost različno frekvenco, torej jih lahko razločimo. Tako so tudi določili, kako se vrtenje Sonca spreminja z globino (poglavje 4.3).

Žal zvezd z izjemo Sonca še ne uspemo razločiti in tako neposredno opazovati teh dviganj in spuščanj zvezdne površine. Opazujemo lahko le integral radialnih hitrosti ali sija integriran po celotni površini zvezde. To pomeni, da se posamezni prispevki uničujejo, in to se bolj dogaja pri višjih nihalnih načinih.

Ko zvočni p valovi potujejo po zvezdi, naletijo na območja z različno temperaturo. Val, ki potuje v neradialni smeri, ima višjo hitrost na večjih globinah in manjšo bližje površini. Torej spodnji deli valovne fronte prehitijo zgornje, val zavije nazaj proti površini, kjer se zopet odbije. Višji nihajni načini ℓ imajo več takih odbojev, zato so ti nihajni načini omejeni na območje blizu površja. Bolj osnovni nihajni načini pa prodrejo globlje v zvezdo. Če lahko opazujemo veliko nihanj, lahko torej sliko obrnemo in sestavimo sliko poteka zvočne hitrosti z globino. S tem pa tudi potek temperature ali kemične sestave z globino.

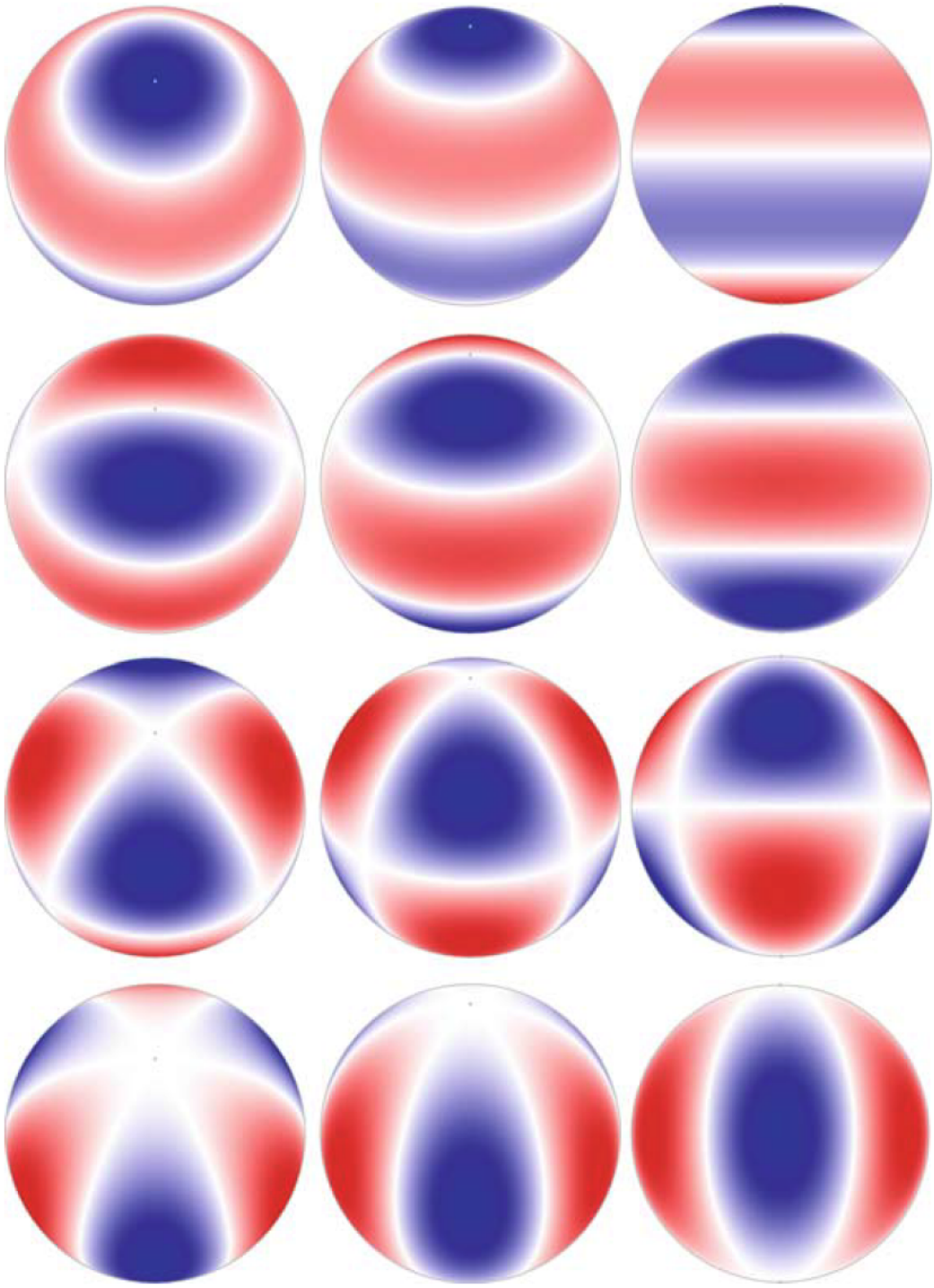
Zgoraj smo omenili, da sta tipa valov dva. Zvočni valovi p, pri katerih vzpostavlja ravnovesje tlačna razlika, so večinoma navpični, torej prodirajo v zvezdo. Nasprotno pa so valovi g, pri katerih ravnovesje vzpostavlja vzgon, pretežno horizontalni. Širjenje obeh tipov valov lahko predstavimo z žarkovno sliko (4.14). Za primer, ko je $n \gg \ell$ veljajo asimptotske zveze, ki pravijo, da so valovi p približno enakomerno razporejeni po frekvencah, valovi g pa približno enakomerno razporejeni po periodah nihanja. Za frekvence valov p velja (Tassoul, 1980, 1990)

$$\nu_{n\ell} = \Delta\nu(n + \frac{\ell}{2} + \alpha) + \epsilon_{n\ell} \tag{4.108}$$

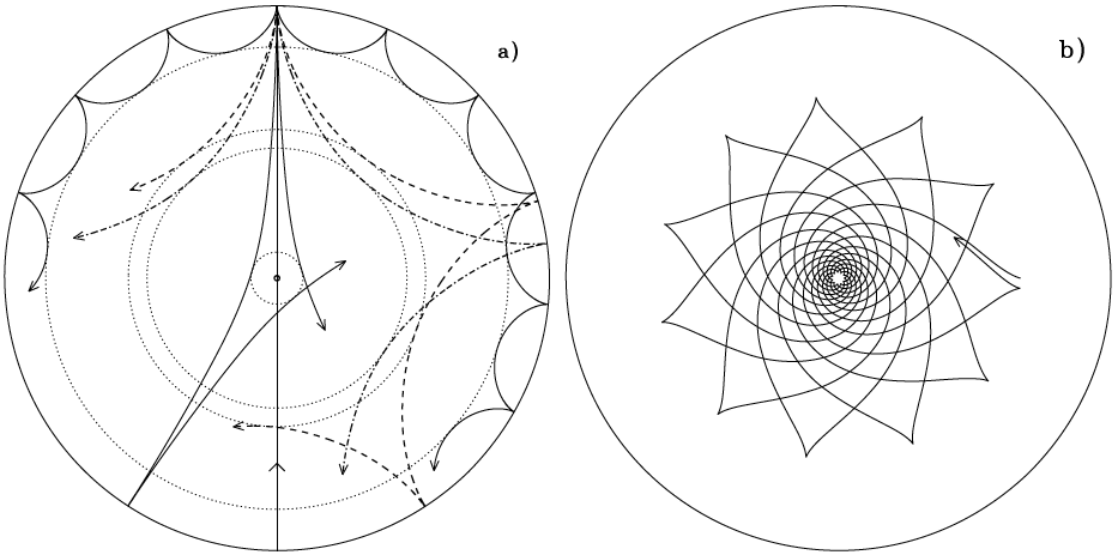
kjer sta n in ℓ število radialnih in površinskih vozlov, α je konstanta, ki je blizu enice, $\epsilon_{n\ell}$ pa je majhen popravek. Količino $\Delta\nu$ imenujemo *veliki razmik* in si jo lahko predstavljamo kot obratno vrednost časa potovanja zvoka od površja zvezde do središča in nazaj

$$\Delta\nu = \left(2\int_0^R \frac{dr}{c_s(r)}\right)^{-1} \tag{4.109}$$

Člen $\epsilon_{n\ell}$ se odraža v *malem razmiku* $\delta\nu$ in je občutljiv na zvočno hitrost v velikih globinah, torej na starost zvezde. Mali razmik za lihe ℓ (ki ga označimo kot $\delta\nu_1$) je precej večji od tistega za sode ℓ (ki ga označimo kot $\delta\nu_0$).



Slika 4.13: Radialno nihanje v oktupolnih načinih ($\ell = 3$. Desni stolpec prikazuje zvezdo, ki jo opazujemo iz ravnine ekvatorja, v levi dveh stolpcih pa smo glede na ekvator nagnjeni za 30 in 60 stopinj. Modri in rdeči toni ponazarjajo nasprotne odmike v radialni smeri. Beli pasovi so vozelne črte. Zgornja vrstica je način ($\ell = 3, m = 0$), kjer so vozli na 0^o in $\pm 51^o$ ($\frac{1}{2}(5\cos^3(\pi/2-\theta) - 3\cos(\pi/2-\theta)) = 0$). Druga vrstica predstavlja ($\ell = 3, m = \pm 1$) z dvema vozlova po ravninah vzporednikov in enim meridionalnim vozlom, ki kroglo razpolavlja na prednjo in zadnjo polovico. Tretja vrstica je ($\ell = 3, m = \pm 2$) in spodnja ($\ell = 3, m = \pm 3$). V slednjem primeru so vsi vozli v meridionalnih ravninah. Degeneracijo med načinoma $+m$ in $-m$ lahko razmakne vrtenje zvezde.



Slika 4.14: Širjenje zvočnih valov tipa p (skica a) in tipa g (skica b) v Soncu podobni zvezdi. Valovi tipa p blizu površine zavijajo, saj zvočna hitrost raste z globino in zato globlji deli vala prehitijo plitkejše. Refleksijske črte so označene s pikčastimi krogi. Na površini se valovi odbijejo, saj tam gostota naglo pade. Narisani so žarki s frekvenco 3 mHz in redom $\ell = 75$, 25, 20 in 2, ki dosegajo vedno večje globine. Vertikalna črta skozi sredino shematično ponazarja radialni nihalni način. Valovi tipa g na desni skici imajo frekvenco 0,19 mHz in $\ell = 5$ in so ujeti v zvezdni notranjosti. Če pa bi nam jih uspelo zaznati tudi na površini, bi bilo to koristno, saj ti valovi nosijo informacijo o razmerah blizu središča zvezde. Vir: Cunha et al. (2007).

V Soncu nedvoumno merijo le valove tipa p, ki jih najverjetneje poganja konvekcija v zunanjih plasteh Sonca. Slika 4.15 prikazuje nihanja v limiti $n \gg \ell$. Vrhovi predstavljajo zaporedje sodih in lihih ℓ, kot sledi iz enačbe 4.108. Enačba nam tudi pove, da je imajo v prvem približku načini (n,ℓ) in $(n-1, \ell+2)$ enako frekvenco, dejansko pa jih ločuje mali razmik $\delta\nu$.

Cilj asteroseizmologije je natančno kartiranje različnih nihajnih načinov (n,ℓ,m) in s tem poteka zvočne hitrosti z globino, kar končno omogoča izračunati potek temperature, gostote, kemične sestave in vrtenja v zvezdi. Glavno orodje je tu meritev velikih $(\Delta\nu)$ in malih $(\delta\nu)$ razmikov. Sliko 4.16 imenujejo tudi pulzacijski HR diagram. Na vodoravni osi je veliki razmik, na navpični pa mali razmik. Prvi tipa radialne razsežnosti zvezde, ki so povezane z njeno maso. Drugi pa je bolj občutljiv na razmere v globljih plasteh, ki se spreminjajo s starostjo. Tako lahko ti dve, sicer težko merljivi količini, določimo z merjenjem nihanj v zvezdi.

Poleg radialne hitrosti se nihanja izražajo tudi v majhnih a merljivih spremembah izseva zvezde. Sprememba v izsevu δL je skoraj izključno posledica sprememb v temperaturi δT, saj so spremembe radija zanemarljivo majhne. Torej lahko (tu sledimo Kjeldsen & Bedding, 1995) zapišemo

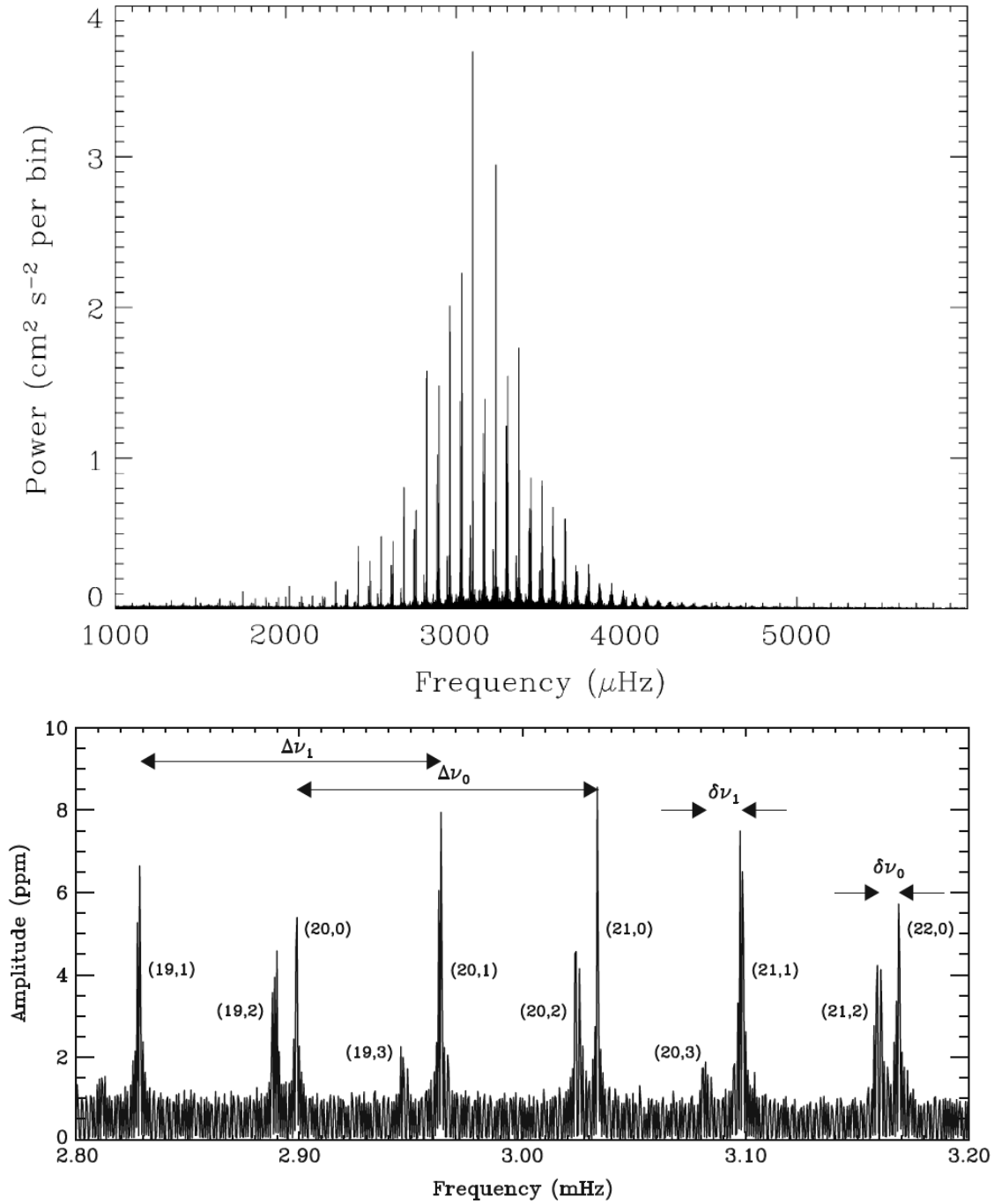
$$\frac{\delta L}{L} \propto \frac{\delta T}{T} \propto \frac{\delta \rho}{\rho}, \tag{4.110}$$

kjer smo v zadnjem koraku privzeli, da so nihanja adiabatska (so dovolj hitra, da se toplota nima časa izmenjati). Torej je delež spremembe izseva sorazmeren s spremembo gostote. Ta je za adiabatski zvočni val enaka $d\rho/\rho = v/c_s$, kjer je v hitrost gibanja plina. Slednja je sorazmerna z amplitudo hitrostnih oscilacij: $v \propto v_{amp}$. Ker je zvočna hitrost sorazmerna s korenom temperature T, dobimo

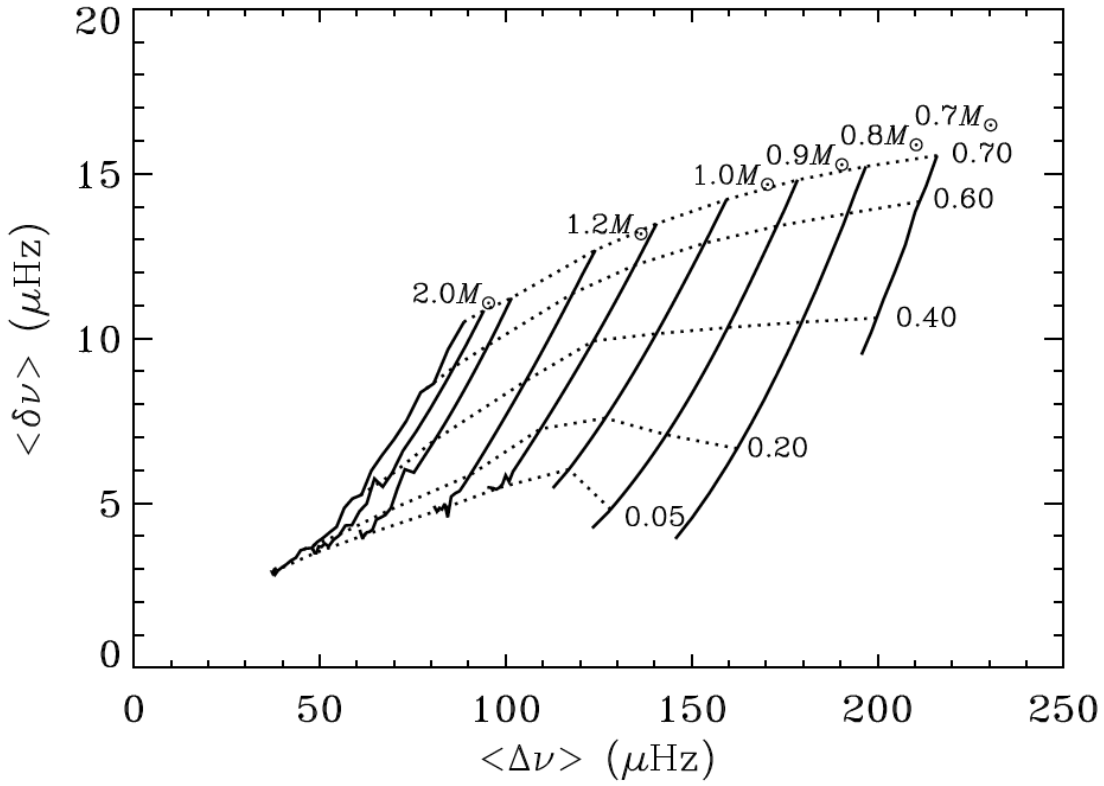
$$\frac{\delta L}{L} \propto \frac{v_{amp}}{\sqrt{T}} \tag{4.111}$$

Spremembe sija so seveda majhne. Kjeldsen & Bedding (1995) njihovo amplitudo ocenjujejo na nekaj deset mikromagnitud, oziroma na ~ 20 ppm[52]. To je bila tudi ciljna točnost fotometričnih

[52]ppm podaja relativno spremembo v delcih na milijon (parts per million).



Slika 4.15: Zgoraj: Spekter moči v spremembah radialne hitrosti Sonca, kot jih je izmerila mreža BiSON (Elsworth et al., 1994). Frekvenca 3000 μHz ustreza nihajni periodi 333 s, torej približno 5 minutam. Spodaj: Povečava spektra, ki jasno kaže pomen velikih razmikov z sode in lihe ℓ ($\Delta\nu_0$ in $\Delta\nu_1$) ter malih razmikov za sode in lihe ℓ ($\delta\nu_0$ in $\delta\nu_1$). Številke v oklepajih ob vsakem vrhu so pari (n,ℓ). Vir: kolaboracija GOLF na satelitu SOHO.



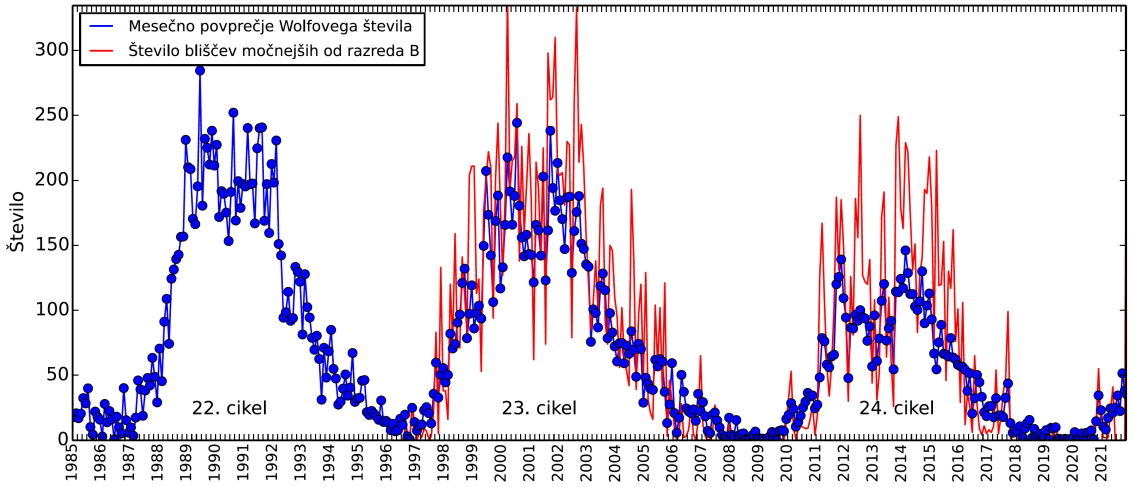
Slika 4.16: Zveza med količinami, ki jih lahko dobimo z opazovanjem nihanj zvezde ter maso in notranjo sestavo zvezde. Polne črte povezujejo zvezde z enako maso, črtkane črte pa tiste s konstantnim masnim deležem vodika v njihovih jedrih. Vir: Aerts et al. (2010).

meritev satelita Kepler, ki je izmeril pulzacije in z asteroseizmično analizo s tem tudi vrednosti osnovnih fizikalnih parametrov za veliko število opazovanih zvezd.

4.16 Aktivno Sonce

Za konec poglavja o Soncu je smiselno na kratko povedati nekaj o njegovi aktivnosti. Pri razlagah se bom oprli na pojme, ki smo jih uvedli v tem poglavju, obenem pa vpeljali pojave, ki nas bodo drugod vodili do vesoljskega vremena v našem Osončju ter do razprave o aktivnosti zvezd nasploh. Oprli se bomo na predavanja prof. Jamesa N. Imamure na oregonski univerzi[53].

Sonce ni vedno enako, ampak se njegov izgled s časom spreminja. Najlažje opazna sprememba je število temnih peg, ki jih opazimo na njegovem površju (slika 4.1). Območje pege je nekoliko hladnejše od okolice, saj je temperatura pege blizu 4500 K, medtem ko imajo ostala območja efektivno temperaturo blizu 5800 K. Razlog za razliko so močna magnetna polja, z gostoto blizu 0,35 tesla ($\mathrm{T} \equiv \mathrm{Vs\,m^{-2}}$), kar je mnogo več od siceršnje tipične gostote nekaj desettisočink tesla na Sončevi površini. Za primerjavo je gostota magnetnega polja na Zemljinem površju med 30 in 60 μT. Taka močna magnetna polja dobro kontrolirajo gibanje plazme, to je vsaj delno ionizirane snovi na Sončevi površini. Zato konvektivni tokovi, ki na površje prinašajo energijo iz notranjosti, ne morejo vstopiti v območja močnega magnetnega polja v pegah. Ker se zato toplotni tok iz notranjosti pegam izogne, so te hladnejše od okolice. Pege v resnici niso temne, vendar zaradi njihove nižje temperature sevajo manj kot preostalo Sonce. Torej se zdijo temne le zato, ker jih vidimo na svetlejšem ozadju. Osrednje temno območje pege imenujemo senca, vmesno na obrobju pa polsenca.

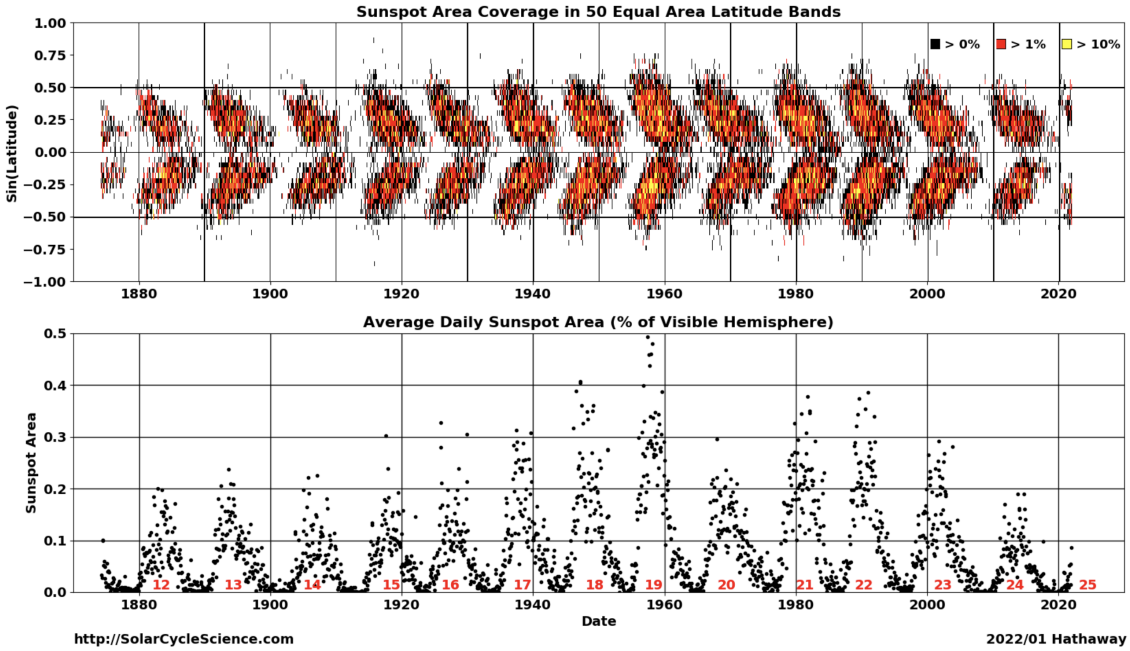


Slika 4.17: Mesečno relativno število Sončevih peg in mesečno število bliščev močnejših od razreda B za obdobje med leti 1985 in 2021. Wolfovo število je vsota števila posameznih peg in s faktorjem 10 pomnoženega števila skupin peg, pri končnem rezultatu pa upoštevamo še relativno občutljivost instrumenta. Vir: Dintinjana et al. (2021). Podatki: SILSO data, Royal Observatory of Belgium in CDAW Data Center, NASA Goddard Space Flight Center.

Pege imajo značilno velikost podobno premeru Zemlje. To so območja, kjer snopi magnetnih silnic prebadajo Sončevo površino. Zato pege nastopajo v parih, v eni pegi gredo magnetne silnice ven, v drugi pa se vrnejo pod površje. Navadno nastopajo v skupinah. Posamezna pega lahko traja le teden dni, skupine pa tudi po več mesecev.

Pege se vrtijo skupaj s površino, vendar pa se s časom njihova heliocentrična širina spreminja, tako da nove pege nastajajo vedno bližje ekvatorju. Pege na eni hemisferi imajo nasprotno polarnost od peg na drugi hemisferi. Njihovo število in položaj na Soncu se spreminjata približno periodično, tak cikel običajno traja približno 11 let (slika 4.17). Spreminjanje heliocentrične širine peg s časom ponazorimo s tako imenovanim metuljčnim diagramom (slika 4.18). Včasih je Sonce tudi dlje časa skoraj brez peg, kot se je zgodilo v drugi polovici 17. stoletja. Kotna hitrost Sonca je po enačbi 4.17

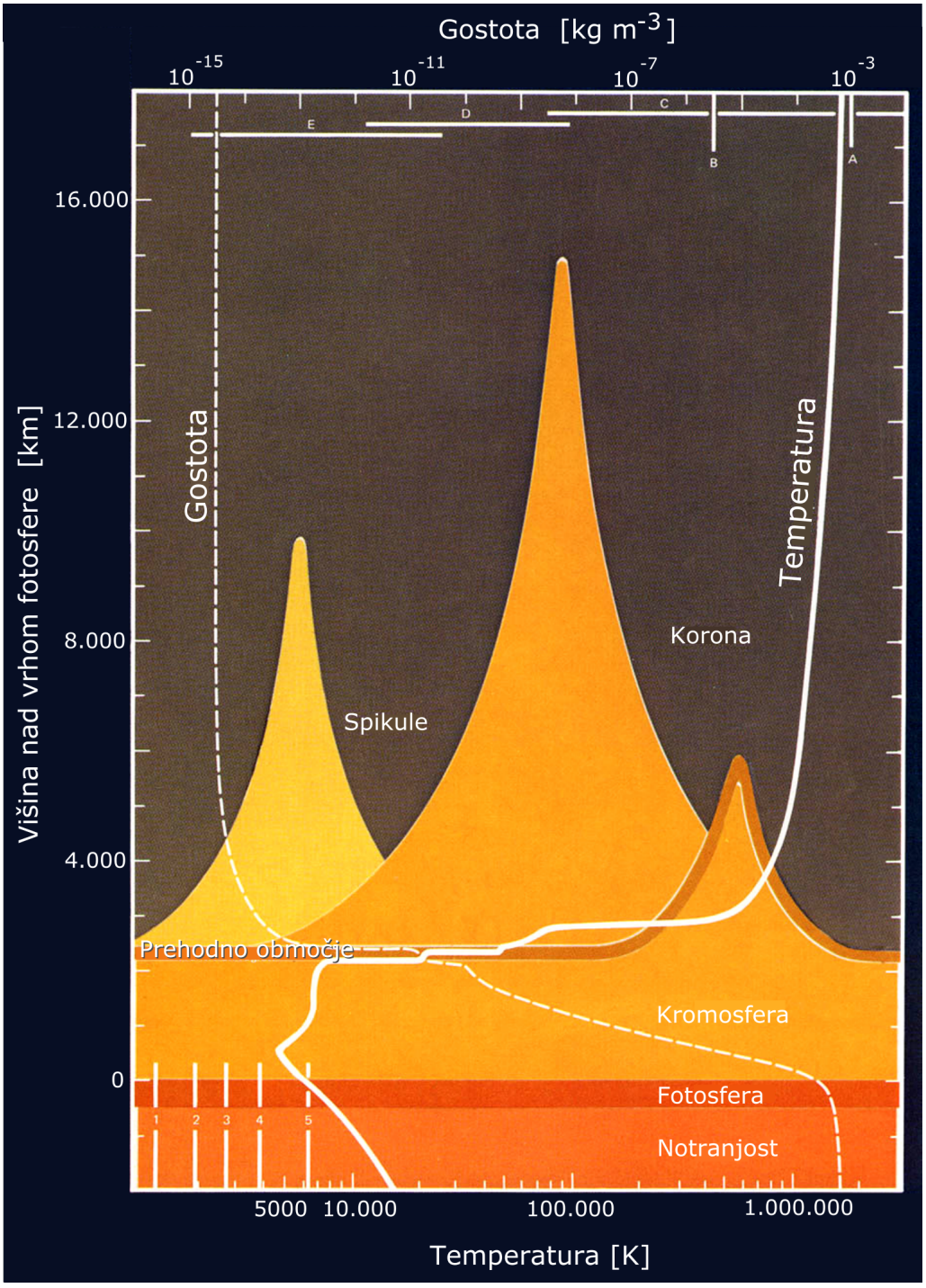
[53] https://pages.uoregon.edu/imamura/122/lecture-6/solar_activity_cycle.html



Slika 4.18: Metuljčni diagram aktivnosti Sonca. Zgornji graf kaže sinus heliocentrične širine peg, spodnji pa delež vidne površine Sonca, ki jo pokrivajo pege. Vir: https://SolarCycleScience.com

na ekvatorju 14,713°/dan, na heliocentrični širini 25° pa 14,228°/dan. Torej se v 11 letih nabere za 1950° ali 5,4 polnih obratov razlike. Silnice magnetnega polja se torej v ekvatorialnih območjih gosto navijajo. To zgoščevanje magnetnega polja poganja nastanek peg, končno prevezovanje preveč navitih silnic pa povzroči tudi konec posameznega 11-letnega cikla. V novem ciklu se prve pege pojavijo približno 25° od ekvatorja. Skupni izsev Sonca se med ciklom ne spreminja več kot za 1%. Zanimivo je, da je Sonce malenkost svetlejše ob maksimumu svoje aktivnosti, torej tedaj, ko je na njem največ nekoliko temnejših peg. Očitno k presežku prispevajo drugi pojavi, ki jih povezujemo z aktivnostjo Sonca.

Doslej smo privzeli, da gostota snovi nad površjem Sonca naglo pade na nič. To ni čisto res. Površju Sonca pravimo tudi fotosfera in jo definiramo kot mejo prozornosti. Torej je fotosfera območje zadnjega sipanja večine fotonov, ki jih zaznamo na Zemlji. Tipične gostote snovi v fotosferi so blizu $5 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$, v kromosferi nad njo padejo do $10^{-10}\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ in v koroni, ki se začne 2500 km nad fotosfero, na $3 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ (slika 4.19). Močno se spreminja tudi temperatura. Od približno 6000 K na vrhu fotosfere pada do minimuma pri 4500 K v kromosferi. Nad kromosfero se v tankem prehodnem območju snov izjemno razredči, njena temperatura pa dvigne. Slednja v koroni tako doseže temperature čez milijon stopinj. Te visoke temperature je treba razumeti kinematično: odražajo dejstvo, da se atomi v koroni gibljejo s precej večjimi hitrostmi, zato jim pripišemo tudi višjo temperaturo. Vodikovi atomi v fotosferi imajo pri temperaturi 6000 K povprečno kinetično energijo $m_p\,\overline{v^2}/2 = \frac{3}{2}\,k_B\,T$ in so zato njihove hitrosti približno enake $\overline{v} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3\,k_B\,T}{m_p}} = 12\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Pri temperaturi milijona stopinj, ta vrednost naraste na 160 km $\mathrm{s^{-1}}$. To je približno četrtina ubežne hitrosti v bližini Sončevega površja ($\sqrt{2GM_\odot/R_\odot}$). Torej nekaj delcev s posebno velikimi hitrostmi iz atmosfere lahko uide in dobimo Sončev veter. Celotna masa, ki jo Sonce zgublja, je majhna, le blizu $2 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{M_\odot/leto}$. Izjemno nizke vrednosti gostote v koroni pomenijo, da je kljub visoki temperaturi termična energija korona majhna. Če predpostavimo, da je korona iz vodika in za njen polmer vzamemo $R = 200.000$ km, za gostoto $\rho = 3 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ in za temperaturo $T = 2 \cdot 10^6$ K, je skupna termična energija enaka $\frac{4\pi}{3}(R^3 - R_\odot^3)\,\rho\,\frac{3}{2}\,k_B\,T/m_p = 1{,}2 \cdot 10^{23}$ J. Toliko energije izseva Sonce v manj kot tisočinki sekunde. Korono grejejo hitri nabiti delci iz območja aktivnih peg, ki skupaj s snopi magnetnih silnic udarjajo ob korono. Te pojave opazimo kot spikule, ki jih najverjetneje poganjajo oscilacije p valov na konvektivni površini Sonca. V primeru bolj eksplozivnih dogodkov pa govorimo o protuberancah, to je lokih snovi, ki se vzdolž lokov magnetnih silnic raztezajo v korono. Če se ti loki odprejo, lahko pride do močnih izbruhov



Slika 4.19: Potek temperature in gostote nad površjem Sonca. Na navpični osi je višina nad zgornjo plastjo fotosfere (površjem) Sonca. Rumene in oranžne špice so kromosferske spikule, ki letijo v korono. Prehodno območje med kromosfero in korono je označeno z rjavo barvo. Potek temperature polna krivulja (z legendo na dnu), potek gostote pa črtkana krivulja (z legendo na vrhu). Spodaj levo navpične črte označujejo tališče zlata (1 – 1337 K), železa (2 – 1808 K), vrelišče srebra (3 – 2485 K), temperaturo acetilenskega plamena (4) in varjenja železa (5). Na vrhu so označene gostote v Zemljini atmosferi na višini 50 km (A) in 90 km (B), ter stopnje vakuuma, ki jih lahko dosežemo z mehansko (C), difuzijsko (D) in ionsko (E) črpalko. Prirejeno po: NASA, https://history.nasa.gov/SP-402/p2.htm.

snovi v okolni prostor, ki sežejo vse do Zemlje in še dlje. Tem pojavom pravimo koronalni izbruhi mase (angl. CME, coronal mass ejection). Chitta et al. (2023) so s podrobnim opazovanjem z evropsko sondo Solar orbiter opazili številne vendar ozke, le nekaj sto km široke curke snovi, ki prihajajo iz območij magnetnega prevezovanja in ki grejejo razredčeno korono. Kot kaže snov in energija v Sončevem vetru prihaja ravno iz takih območij.

S tem kratkim pregledom aktivnosti smo zaključili poglavje o Soncu. Čas je, da pogled razširimo na druge zvezde. Pred tem pa se bomo podali še na potovanje po našem Osončju.

5 Potovanje po Osončju

Vseh raziskovanj vesolja ne moremo opraviti z Zemlje. Bodisi zato, ker zaradi naše atmosfere informacije ne pridejo do tal ali ker je na Zemlji preveč motenj, bodisi pa zato, ker si je bolje objekt preučevanja ogledati od blizu. Prvi primer so opazovanja zunaj območja vidnih ali radijskih valovnih dolžin, drugi so natančne meritve položaja zvezd ali gravitacijski valovi nizkih frekvenc, zadnji pa raziskovanje našega Osončja. Le v slednjem primeru je namreč mogoče denimo s sondo pristati na nekem planetu in ga proučiti od blizu.

Skupno omenjenemu je destvo, da moramo zapustiti Zemljo in priti do želene točke v Osončju. Najprej se bomo posvetili potovanju po Osončju, ko sonda z ugasnjenimi motorji čuti predvsem gravitacijsko silo Sonca. Enako velja tudi za Zemljine umetne satelite, kjer prevladuje Zemljin gravitacijski privlak. Govorili bomo torej o gibanju dveh teles. Ti telesi sta lahko satelit in Zemja ali sonda in Sonce. Tako pa smiselno opišemo tudi gibanje planeta okoli zvezde ali dveh zvezd okoli skupnega težišča. Seveda bi bilo bolje opisati gibanje pod vplivom množice teles, recimo Sonca in vseh planetov, vendar je to nalogo mogoče rešiti le numerično. Za problem dveh teles pa imamo analitično rešitev, ki je bila eden paradnih dosežkov klasične fizike v preteklih stoletjih. V naslednjem poglavju bomo po zgledu Goldstein et al. (2002) iz Newtonovega zakona izpeljali Keplerjeve zakone, energijski zakon in oblike tirov. Tak pristop boste srečali tudi pri klasični mehaniki, vendar bomo mi naredili še korak dlje in tirnice postavili v prostor. Tako bomo rezultate lahko navezali na orientacijo po nebu iz 3. poglavja.

5.1 Gibanje dveh teles

Imejmo dve telesi z masama m_1 in m_2. Telesi naj bosta krogelno simetrični, tako da je gravitacijski privlak med njima enak, kot če bi bili obe masi zbrani v njunih središčih. Masi naj se s časom ne spreminjata. Če položaj prvega telesa opišemo z vektorjem $\vec{r}_1$ in drugega z vektorjem $\vec{r}_2$, lahko zapišemo Newtonov zakon za prvo telo

$$m_1 \frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} = \frac{Gm_1m_2}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^2} \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|} \tag{5.1}$$

in za drugo telo

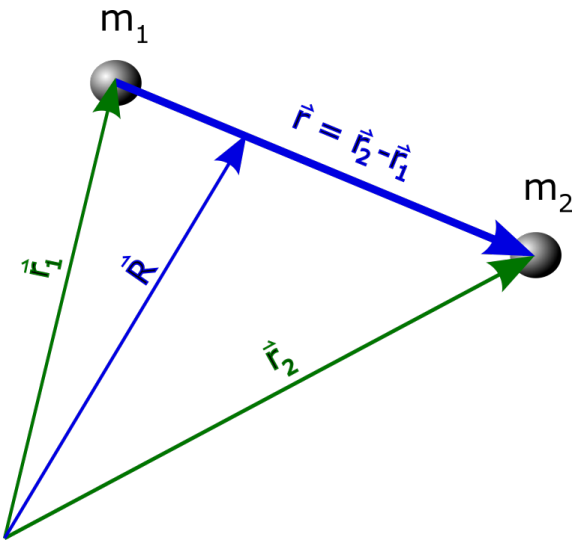
$$m_2 \frac{d^2\vec{r}_2}{dt^2} = -\frac{Gm_1m_2}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^2} \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|} \tag{5.2}$$

Tu G predstavlja gravitacijsko konstanto. Pri zapisu smo upoštevali, da je razdalja med telesoma absolutna vrednost razlike vektorjev $\vec{r}_2$ in $\vec{r}_1$. Zadnji ulomek je enotski vektor, ki pove, da prvo telo vleče proti drugemu, drugo pa proti prvemu.

Enačbi sta vektorski, nelinearni (v imenovalcu nastopajo kvadrati), drugega reda (nastopajo drugi odvodi) in sklopljeni (v obeh nastopata vektorja $\vec{r}_1$ in $\vec{r}_2$). Njun zapis v kartezičnih komponentah bi nam dal enačbe tipa

$$m_1 \frac{d^2x_1}{dt^2} = \frac{G\, m_1\, m_2\, (x_2 - x_1)}{[(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2]^{3/2}}$$

in podobno za y_1, z_1, x_2, y_2 in z_2. Skupaj torej 6 sklopljenih nelinearnih enačb drugega reda. Rešiti kaj takega ni preprosto. Namesto ugibanja, kaj bi lahko bila rešitev, je zato bolje razmisliti,



Slika 5.1: Gibanje dveh teles z masama m_1 in m_2. Vektorja $\vec{r}_1$ in $\vec{r}_2$ označujeta položaja obeh teles, vektor $\vec{R}$ je vektor do težišča, $\vec{r}$ pa kaže od prvega telesa k drugemu.

kaj nam te enačbe povedo. Konkretno, ali ima kakšna iz njih izpeljana količina časovni odvod nič in se torej s časom ne spreminja.

Vsota enačb 5.1 in 5.2 je enaka nič, saj sta sili prvega na drugo in drugega na prvo telo nasprotno enaki. Torej velja

$$0 = m_1 \frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} + m_2 \frac{d^2\vec{r}_2}{dt^2} = \frac{d^2(\frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1+m_2})}{dt^2} = \frac{d^2\vec{R}}{dt^2}. \tag{5.3}$$

Upoštevali smo, da se masi s časom ne spreminjata, in uvedli vektor

$$\vec{R} \equiv \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2}. \tag{5.4}$$

Ker je drugi časovni odvod tega vektorja enak 0, lahko zanj napišemo splošno rešitev:

$$\vec{R} = \vec{A} + \vec{B}t \tag{5.5}$$

kjer se vektorja $\vec{A}$ in $\vec{B}$ s časom ne spreminjata. Vektor $\vec{R}$ kaže do skupnega težišča obeh teles, saj lahko z vstavljanjem preverimo, da velja

$$\begin{aligned} \vec{r}_1 &= \vec{R} - \frac{m_2}{m_1+m_2}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) = \vec{R} - \frac{m_2}{m_1+m_2}\vec{r} \\ \vec{r}_2 &= \vec{R} + \frac{m_1}{m_1+m_2}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) = \vec{R} + \frac{m_1}{m_1+m_2}\vec{r} \end{aligned} \tag{5.6}$$

Tu smo uvedli vektor

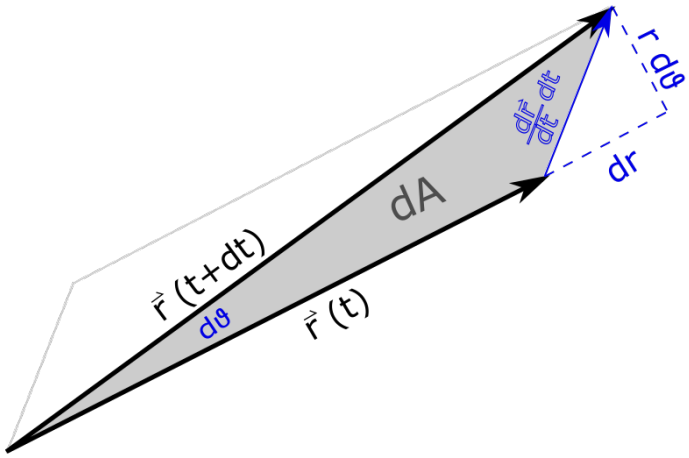
$$\vec{r} \equiv \vec{r}_2 - \vec{r}_1, \tag{5.7}$$

ki kaže od prvega do drugega telesa. Rešitev 5.5 pomeni, da težišče miruje ali se giblje enakomerno. Zvezi 5.6 pa, da sta položaja $\vec{r}_1$ in $\vec{r}_2$ obeh teles v vsakem trenutku na nasprotni strani težišča in na razdalji, ki je večja za manj masivno telo. To pomeni, da so tudi oblike tirnic podobne: če bomo na primer za vektor $\vec{r}$ ugotovili, da se giblje po elipsi z določenim obhodnim časom, bomo vedeli, da se tudi prvo in drugo telo gibljeta okoli težišča po elipsah enake oblike in z enakim obhodnim časom, le njuna velikost je sorazmerna z zgornjima masnima ulomkoma.

5.1.1 Oblika tira

Gibanje dveh teles smo razčlenili kot gibanje njunega skupnega težišča in njuno relativno gibanje. Slednjega popisuje vektor $\vec{r}$, ki kaže od prvega do drugega telesa. Za začetek želimo enačbo, ki bo vsebovala le ta vektor, ne pa tudi vektorja do težišča $\vec{R}$. Zato zvezo 5.2 delimo z m_2 in od nje odštejemo enačbo 5.1, deljeno z m_1. Dobimo

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\frac{G(m_1+m_2)\,\vec{r}}{r^3} = -\frac{Gm}{r^3}\,\vec{r} \tag{5.8}$$



Slika 5.2: Vektor $\vec{r}$ v času dt prekrije ploščino dA, ki je enaka $\frac{1}{2}\Gamma dt$ (glej tekst).

Tu smo z r označili dolžino vektorja $\vec{r}$, z m pa vsoto mas. Zveza predstavlja precejšen napredek: res da je enačba podobno zapletena kot prej, vendar imamo namesto dveh sklopljenih diferencialnih enačb (5.1 in 5.2) le eno tako enačbo. Če bi jo prepisali v skalarne zveze, bi bile te tri in ne več 6 kot prej. S preprosto zvezo za gibanje težišča smo torej zmanjšali dimenzijo problema, ki ga rešujemo.

Žal pa tudi enačbe 5.8 ne moremo rešiti na silo. Namesto direktnega reševanja lahko z njeno pomočjo ugotovimo, katere količine so konstantne in se torej ohranjajo s časom. Standardni trik za take razmisleke je, da enačbo pomnožimo s primernim vektorjem. Množenje je lahko skalarno ali vektorsko, kot vektorja, s katerima se zdi vredno poskusiti, pa se zdita zanimiva vektor $\vec{r}$ in njegov odvod po času. Taki poskusi množenja se pogosto končajo brez uspeha. V našem primeru se izkaže, da je koristno vektorsko množenje z $\vec{r}$ in skalarno množenje z $\frac{d\vec{r}}{dt}$.

Ko enačbo 5.8 z leve množimo z $\vec{r}$, upoštevamo, da tudi za vektorski produkt veljajo pravila posrednega odvajanja:

$$\vec{r} \times \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{d}{dt}\left(\vec{r} \times \frac{d\vec{r}}{dt}\right) = \vec{r} \times \left(-\frac{Gm}{r^3}\vec{r}\right) = 0$$

Pri prvem enačaju smo upoštevali, da je vektorski produkt vektorja $\frac{d\vec{r}}{dt}$ s samim seboj enak nič. Iz istega razloga velja tudi ničla na koncu, saj tu vektorsko s samim seboj množimo vektor $\vec{r}$. Vidimo, da je časovni odvod vekorja

$$\vec{\Gamma} \equiv \vec{r} \times \frac{d\vec{r}}{dt} \tag{5.9}$$

enak nič. Ta vektor je vektorski produkt ročice in hitrosti, torej gre za vrtilno količino na enoto mase. Vrtilna količina se s časom ohranja tako po smeri kot po velikosti. Vektor r opisuje relativno začetno lego obeh mas, vektor $\frac{d\vec{r}}{dt}$ pa pove, v kateri smeri se bo njuna relativna začetna lega premaknila. Vektorja na desni strani enačbe 5.14 torej določata začetno ravnino gibanja obeh mas in vektor $\vec{\Gamma}$ je po definiciji pravokoten na to ravnino. Ker pa se vektor $\vec{\Gamma}$ ohranja po smeri, bosta tudi v kateremkoli kasnejšem trenutku telesi morali ostati v isti ravnini. Gibanje dveh teles je torej ravninsko. To lahko upoštevamo s pametno izbiro koordinat. Če je ena od treh komponent vektorja $\vec{r}$ pravokotna na ravnino gibanja, bo ta komponenta vseskozi enaka nič.

S časom se ohranja tudi velikost vrtilne količine $|\vec{\Gamma}| \equiv \Gamma$. Iz definicije 5.14 razberemo, da je velikost vektorskega produkta Γdt enaka ploščini paralelograma na sliki 5.2, paralelogram pa ima dvakratno ploščino osenčenega območja dA, ki ga vektor $\vec{r}$ prekrije v času dt. Torej velja $\Gamma dt = 2\,dA$ in lahko zapišemo

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2}\Gamma = \frac{1}{2}\,r^2\frac{d\vartheta}{dt} \tag{5.10}$$

Ker se velikost vektorja Γ ohranja, je konstantna tudi ploščinska hitrost dA/dt. Povedano drugače: ugotovili smo, da zveznica med telesoma v enakih časih prekrije enake ploščine, kar poznamo kot drugi Keplerjev zakon o ploščinski hitrosti. Končni enačaj v enačbi 5.10 preverimo na sliki, saj je velikost vektorskega produkta zmnožek dolžin enega vektorja (r) in pravokotne projekcije drugega ($rd\vartheta$).

Vektorsko množenje z $\vec{r}$ je bilo uspešno, ugotovili smo, da je gibanje ravninsko in izpeljali drugi Keplerjev zakon. Kot smo napovedali zgoraj, preostane še skalarno množenje enačbe 5.8 z $\frac{d\vec{r}}{dt}$. Levo stran z uporabo pravil za posredno odvajanje prepišemo v

$$\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt}\right) \tag{5.11}$$

Skalarni produkt hitrosti nas spomni na kinetično energijo na enoto mase. Če bi torej desno stran uspeli napisati kot časovni odvod gravitacijske potencialne energije na enoto mase, bi dobili energijski zakon. Skalarno množenje desne strani poračunamo v

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \left(-\frac{Gm}{r^3}\vec{r}\right) &= -\frac{Gm}{r^3}\left(\vec{r} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt}\right) = -\frac{Gm}{r^3}\left(r\frac{dr}{dt}\right) \\ &= -\frac{Gm}{r^2}\frac{dr}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{Gm}{r}\right) \end{aligned} \tag{5.12}$$

V koraku na koncu prve vrstice smo upoštevali, da je skalarni produkt enak zmnožku enega vektorja in projekcije drugega vektorja nanj, ter si pomagali s skico 5.2. Ker sta zvezi 5.11 in 5.12 leva in desna stran iste enačbe, lahko desno stran preselimo na levo in ugotovimo, da je dobljeni izraz enak nič. Torej

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} - \frac{Gm}{r}\right) = \frac{dE}{dt} = 0 \tag{5.13}$$

Količina E je polna energija na enoto mase, v našem primeru je enaka vsoti kinetične in potencialne gravitacijske energije. Slednjo smo definirali tako, da je enaka nič, če sta telesi zelo daleč eden od drugega, torej $r \to \infty$. Enačba 5.13 pove, da se polna energija ohranja. Iz Newtonovega smo tako speljali energijski zakon.

Enačba 5.8 nam je povedala marsikaj in to se splača upoštevati pri njenem reševanju. Ker je gibanje ravninsko se splača uvesti koordinatni sistem z eno od koordinat pravokotno na ravnino gibanja. Ostali dve koordinati bosta seveda v ravnini gibanja. Kot najbolj uporaben se izkaže cilindrični koordinatni sistem s koordinatama razdalje od izhodišča r, zasuka ϑ in razdaljo od orbitalne ravnine z. Slednja je seveda vedno enaka nič. V teh koordinatah si pripravimo zgornje količine. Velikost vrtilne količine na enoto mase je enaka

$$\Gamma = \left|\vec{r} \times \frac{d\vec{r}}{dt}\right| = \begin{vmatrix} i & j & k \\ r & 0 & 0 \\ \frac{dr}{dt} & r\frac{d\vartheta}{dt} & 0 \end{vmatrix} = r^2\frac{d\vartheta}{dt}, \tag{5.14}$$

kinetična energija pa

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} &= \frac{1}{2}\begin{bmatrix}\frac{dr}{dt} & r\frac{d\vartheta}{dt} & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\frac{dr}{dt} \\ r\frac{d\vartheta}{dt} \\ 0\end{bmatrix} = \frac{1}{2}\left[(\frac{dr}{dt})^2 + r^2(\frac{d\vartheta}{dt})^2\right] \\ &= \frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{\Gamma^2}{2r^2} \end{aligned}$$

V zadnjem koraku smo uporabili ravnokar izpeljani izraz za vrtilno količino. Tako lahko zapišemo izraz za polno energijo

$$E = \frac{1}{2}\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} - \frac{G\,m}{r} = \frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{\Gamma^2}{2r^2} - \frac{G\,m}{r} \tag{5.15}$$

oziroma

$$\frac{dr}{dt} = \pm\sqrt{2E + \frac{2Gm}{r} - \frac{\Gamma^2}{r^2}} \tag{5.16}$$

Napredek je precejšen. Enačba 5.8 je nelinearna vektorska enačba drugega reda, ki smo jo prevedli v sedanjo še vedno nelinearno vendar skalarno enačbo prvega reda. V njej ob konstantah nastopa le r. Iščemo torej tako funkcijo $r(t)$, da bo njen odvod po času enak korenu na desni.

Enačba 5.16 ima eno samo nerodno lastnost: nima analitične rešitve[54]. Kaj ta močna izjava pomeni? Da ne obstaja nobena analitična funkcija, ki bi imela tak odvod, kot smo ga zapisali. Najbrž najprej pomislite, da to ne more biti res in se lotite iskanja funkcije. Želim vso srečo, ampak uspeha, če so konstante E, m in Γ različne od nič, ne bo. Zakaj, bomo razumeli kasneje. Kot drugo je naravno, da ste razočarani: toliko dela, pa vse zaman. Tako hudo ni. Enačbo 5.16 je povsem preprosto rešiti numerično. Najprej iz začetnega položaja $\vec{r}$ in hitrosti $\frac{d\vec{r}}{dt}$ izračunamo vrednosti konstant m, E in Γ. Enačba 5.16 nam da vrednost odvoda razdalje in s tem novo razdaljo med telesoma po času dt. Iz enačbe 5.14 izračunamo odvod zasuka $\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{\Gamma}{r^2}$ in s tem nov zasuk po času dt. Tako koračno integriramo korak za korakom in izračunamo r in ϑ kot funkcijo časa.

Slabost numerične rešitve je, da jo moramo izračunati za vsak primer posebej. Numerično računstvo nam reši posamezne primere, ne da pa nam splošne slike dogajanja. Kot smo rekli, funkcija $r(t)$ analitično ni izračunljiva, funkcija $r(\vartheta)$ pa ima analitično rešitev. Analitično torej ne moremo dobiti razdalje in zasuka kot funkcij časa, lahko pa dobimo razdaljo kot funkcijo zasuka. Taki zvezi pravimo enačba tira, saj nam opisuje sled, ki jo opisujeta obe telesi, čeprav v splošnem ne vemo, kje na svoji poti sta ob določenem trenutku.

V enačbi 5.16 nastopa čas le v odvodu na levi strani. Če enačbo delimo z $d\vartheta/dt$, ga lahko zamenjamo z odvodom po zasuku

$$\frac{dr}{d\vartheta} = \frac{dr}{dt}\frac{dt}{d\vartheta} = \frac{dr}{dt}\Big/\frac{d\vartheta}{dt} = \pm\sqrt{2E + \frac{2Gm}{r} - \frac{\Gamma^2}{r^2}} \;\Big/\; \frac{\Gamma}{r^2},$$

oziroma

$$\frac{1}{r^2}\,\frac{dr}{d\vartheta} = \pm\sqrt{\frac{2E}{\Gamma^2} + \frac{2Gm}{\Gamma^2\, r} - \frac{1}{r^2}} \tag{5.17}$$

Rezultat je zelo podoben zvezi 5.16, po obliki je razlika le v dodatnem členu $1/r^2$ na levi. Prav ta podrobnost pa omogoča analitično rešljivost. Seveda enačba ni ravno lepa. Za začetek nas moti, da nastopa spremenljivka r v imenovalcih. Če izberemo novo spremenljivko

$$u = \frac{1}{r}\,, \qquad du = -\frac{dr}{r^2}, \tag{5.18}$$

pri zapisu odvoda že vidimo, da bo enačba 5.17 zapisana z novo spremenljivko lepša

$$\frac{du}{d\vartheta} = \mp\sqrt{\frac{2E}{\Gamma^2} + \frac{2Gm}{\Gamma^2}\,u - u^2}$$

Minus predznak smo skrili v zamenjavo $\pm$ z $\mp$, kar seveda ne spremeni ničesar. Pri rezultatu nas moti predvsem kvadratni koren. Žal izraza pod korenom ne moremo zapisati kot popoln kvadrat, smo pa blizu. S spremenljivko

$$w = u - \frac{Gm}{\Gamma^2}, \;\; dw = du, \;\; w^2 = u^2 - 2\frac{Gm}{\Gamma^2}u + \frac{G^2m^2}{\Gamma^4}$$

dobimo lepšo zvezo

$$\frac{dw}{d\vartheta} = \mp\sqrt{w_o^2 - w^2}, \quad w_o^2 = \frac{2E}{\Gamma^2} + \frac{G^2m^2}{\Gamma^4},$$

kjer smo v w_o pospravili množico konstant. Zvezo

$$\frac{d(w/w_o)}{d\vartheta} = \mp\sqrt{1 - (w/w_o)^2}$$

rešita funkciji $w/w_o = \sin\vartheta$ in $w/w_o = \cos\vartheta$, odvisno od predznaka, ki ga izberemo. Funkciji sta v bistvu enaki, saj sta ustrezna kota le zamaknjena za pravi kot, torej je razlika med njima le v tem, v kateri smeri ima zasuk kota ϑ svoje izhodišče. Kot lepša se izkaže izbira rešitve s kosinusom. Z zgornjimi zvezami lahko rezultat prepišemo v rešitev za r

$$\frac{1}{r} - \frac{Gm}{\Gamma^2} = w = \sqrt{\frac{2E}{\Gamma^2} + \frac{G^2m^2}{\Gamma^4}}\,\cos\vartheta,$$

[54]Zato to slavno enačbo seveda najdete na zidu v kavarni Maφja na FMFju.

kar po preurejanju lepše zapišemo kot rešitev enačbe tira[55]

$$r = \frac{r_o}{1+\epsilon\cos\vartheta},\quad r_o \equiv \frac{\Gamma^2}{Gm},\quad \epsilon \equiv \sqrt{1+\frac{2E\,\Gamma^2}{G^2\,m^2}} = \sqrt{1+\frac{2Er_o}{Gm}}, \tag{5.19}$$

ki pove, kako se razdalja r med telesoma spreminja kot funkcija zasuka ϑ. Namesto številnih konstant smo zopet uvedli novi oznaki r_o in ϵ. Slednja je brez enot in jo imenujemo sploščenost, ki daje tiru obliko, saj deluje kot utež funkcije kota v imenovalcu. Oznaka r_o ima enote metrov in daje tiru velikost. Matematiki v enačbi 5.19 prepoznajo enačbo stožnice, to je krivulje, ki nastane, ko stožeč presekamo z ravnino. Rešitve imajo obliko hiperbole, parabole, elipse ali kroga.

Pred preverjanjem oblik posameznih tirov preverimo, da je vrednost sploščenosti ϵ v enačbi 5.19 vedno definirana. Na prvi pogled nas skrbi kvadratni koren, pod katerim je drugi člen lahko manjši od 0. Če bi bila vrednost ulomka manjša od -1, bi lahko zašli v težave. Za boljšo predstavo bomo posebej označili radialno $v_r = \frac{dr}{dt}$ in prečno komponento $v_\vartheta = r\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{\Gamma}{r}$ hitrosti, kar pomeni, da je tudi $\frac{1}{r} = \frac{v_\vartheta}{\Gamma}$. Polno energijo sedaj prepišemo v

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2}\left(\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{\Gamma^2}{r^2}\right) - \frac{G\,m}{r} = \frac{1}{2}\left(v_r^2 + v_\vartheta^2\right) - \frac{Gmv_\vartheta}{\Gamma} \\ &= \frac{1}{2}\left(v_r^2 + \left(v_\vartheta - \frac{Gm}{\Gamma}\right)^2 - \frac{G^2m^2}{\Gamma^2}\right) \end{aligned} \tag{5.20}$$

V zadnji vrstici smo prečno komponento dopolnili do popolnega kvadrata. Ker sta prva dva člena v oklepaju kvadrirana, nikoli ne moreta imeti negativnih vrednosti. Torej ima polna energija vedno vrednost $E \geq -\frac{G^2m^2}{2\Gamma^2}$ in zato z izračunom sploščenosti v enačbi 5.19 ni težav. Hitro lahko tudi preverimo, da ima ob danih vrednostih vrtilne količine in mase polna energija najmanjšo vrednost ravno pri krožnem gibanju, saj sta tedaj prva dva člena v zgornji enačbi enaka nič.

Sedaj že razumemo, da sploščenost določa vrednost polne energije E, ki edina lahko povzroči, da je zadnji člen v pod korenom zapisani definiciji sploščenosti negativen. Nasprotno je pri zelo velikih pozitivnih vrednostih energije tudi sploščenost lahko zelo velika. Enačbo 5.19 lahko prepišemo v drugo obliko, če uvedemo kartezične koordinate $x = r\cos\vartheta$ in $y = r\sin\vartheta$

$$\begin{aligned} r + \epsilon\, r\cos\vartheta &= r_o \\ r^2 &= r_o^2 - 2\epsilon\, r_o r\cos\vartheta + \epsilon^2\, r^2\cos^2\vartheta \\ x^2 + y^2 &= r_o^2 - 2\epsilon\, r_o x + \epsilon^2\, x^2 \\ x^2(1-\epsilon^2) + 2\epsilon\, r_o x + y^2 &= r_o^2 \end{aligned} \tag{5.21}$$

Če je $\epsilon > 1$, je smiselno enačbo množiti z -1 ter člene dopolniti do popolnega kvadrata

$$\begin{aligned} x^2(\epsilon^2-1) - 2\epsilon\, r_o x + \frac{\epsilon^2\, r_o^2}{\epsilon^2-1} - \frac{\epsilon^2\, r_o^2}{\epsilon^2-1} - y^2 &= -r_o^2 \\ \left(x\sqrt{\epsilon^2-1} - \frac{\epsilon\, r_o}{\sqrt{\epsilon^2-1}}\right)^2 - y^2 = r_o^2\left(\frac{\epsilon^2}{\epsilon^2-1} - 1\right) &= \left(\frac{r_o}{\sqrt{\epsilon^2-1}}\right)^2 \\ \left(\frac{x\sqrt{\epsilon^2-1} - \frac{\epsilon\, r_o}{\sqrt{\epsilon^2-1}}}{\frac{r_o}{\sqrt{\epsilon^2-1}}}\right)^2 - \left(\frac{y}{\frac{r_o}{\sqrt{\epsilon^2-1}}}\right)^2 &= 1 \\ \left(\frac{x - \frac{\epsilon\, r_o}{\epsilon^2-1}}{\frac{r_o}{\epsilon^2-1}}\right)^2 - \left(\frac{y}{\frac{r_o}{\sqrt{\epsilon^2-1}}}\right)^2 &= 1 \end{aligned}$$

kar pregledneje zapišemo kot

$$\frac{(x-x_o)^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1 \tag{5.22}$$

$$a = \frac{r_o}{\epsilon^2-1},\ b = \frac{r_o}{\sqrt{\epsilon^2-1}} = a\sqrt{\epsilon^2-1},\ x_o = \frac{\epsilon\, r_o}{\epsilon^2-1} = a\epsilon$$

V rešitvi prepoznamo hiperbolo s polosema a in b in premikom izhodišča za $(x_o,\, 0)$.

[55] Seveda ima tudi ta enačba častno mesto na steni kavarne Maφja.

Če je $\epsilon < 1$, zopet začnemo z enačbo 5.21 in naredimo povsem ekvivalentne korake, le začetnega množenja z -1 ne potrebujemo. Dobimo

$$\left(\frac{x+\frac{\epsilon\, r_o}{1-\epsilon^2}}{\frac{r_o}{1-\epsilon^2}}\right)^2 + \left(\frac{y}{\frac{r_o}{\sqrt{1-\epsilon^2}}}\right)^2 = 1$$

oziroma pregledneje

$$\frac{(x+x_o)^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \tag{5.23}$$

$$a = \frac{r_o}{1-\epsilon^2},\ \ b = \frac{r_o}{\sqrt{1-\epsilon^2}} = a\sqrt{1-\epsilon^2},\ \ x_o = \frac{\epsilon\, r_o}{1-\epsilon^2} = a\,\epsilon$$

Rezultat je elipsa s polosema a in b in premikom izhodišča za $(-x_o, 0)$, kar je tudi vsebina prvega Keplerjevega zakona. Če je $\epsilon = 0$, sta polosi enaki, dobimo krog s polmerom r_o.

Še zadnji posebni primer dobimo, če je $\epsilon = 1$. V tem primeru se zveza 5.21 poenostavi v

$$2r_o x + y^2 = r_o^2$$

oziroma

$$x = -\frac{1}{2r_o}y^2 + \frac{r_o}{2} \tag{5.24}$$

Dobili smo vodoravno zvrnjeno parabolo, kjer je zamaknjena koordinata $x - \frac{r_o}{2}$ sorazmerna z y^2.

Enačba tira (5.19) nam pove, da bo r najmanjši ($r = r_{min}$) in bosta torej telesi najbližje, ko je $\vartheta = 0$, saj funkcija kosinus pri argumentu nič doseže svojo največjo vrednost

$$r_{min} = r(\vartheta = 0) = \frac{r_o}{1+\epsilon} \tag{5.25}$$

Če gre za gibanje okoli Zemlje, minimalni razdalji na tiru rečemo *perigej* (Gea = Zemlja), pri gibanju okoli Sonca je to *perihelij* (Helios = Sonce), pri gibanju okoli zvezde pa *periastron* (aster = zvezda). Nasprotno je razdalja največja ($r = r_{max}$), ko ima kosinus najbolj negativno vrednost, to je -1, in je torej $\vartheta = \pi$

$$r_{max} = r(\vartheta = \pi) = \frac{r_o}{1-\epsilon} \tag{5.26}$$

To točko na tiru za iste primere kot zgoraj imenujemo *apogej*, *afelij*, oziroma *apastron*.

Zapisana največja razdalja ima smisel le, če je $\epsilon < 1$, ko imamo opravka z elipso. Če je $\epsilon \geq 1$, pri zasuku $\vartheta = 0$ začnemo z zapisano minimalno razdaljo. Rast kota pomeni manjšanje vrednosti funkcije kosinus in s tem večanje razdalje r. Pri $\vartheta = \pi/2$ v vsakem primeru velja $r = r_o$. Ko kot raste dalje, je funkcija kosinus vedno bolj negativna. Pri $\epsilon > 1$ gre pri $\vartheta = \arccos(-1/\epsilon)$ razdalja r preko vseh meja. To pomeni, da se kot nikoli ne poveča čez to asimptotsko vrednost in je torej tir odprt. Kot smo omenili, ima tir za $\epsilon \geq 1$ obliko parabole oziroma hiperbole. Kot primer je pri $\epsilon = 2$ minimalna razdalja enaka $r_o/2$, asimptoti pa sta pod kotoma $\vartheta = \pm\arccos(-1/2) = \pm\, 2\pi/3 = \pm\, 120^{\mathrm{o}}$.

Vrednost sploščenosti lahko povežemo z vrednostjo polne energije E. Če je $\epsilon > 1$, je polna energija pozitivna, po enačbi 5.15 vidimo, da je kinetična energija večja od absolutne vrednosti potencialne energije. Pri zelo velikih razdaljah je vrednost E kar enaka kinetični energiji na enoto mase. Za $\epsilon < 1$ je polna energija $E < 0$ in je tir elipsa. V skrajnem primeru kroga je $\epsilon = 0$ in (enačba 5.19) $E = -\frac{G^2m^2}{2\Gamma^2} = -\frac{G^2m^2}{2(Gmr_o)} = -\frac{Gm}{2r_o}$. Polna energija je torej enaka polovici gravitacijske energije. Kinetična energija na enoto mase je zato enaka $\frac{v^2}{2} = E + \frac{Gm}{r_o} = \frac{Gm}{2r_o}$ in sledi $v = \sqrt{\frac{Gm}{r_o}}$, kar je za krog splošno znana zveza iz osnov fizike. Zelo podobna zveza med energijo in razdaljo kot za krog velja tudi za elipso in hiperbolo. Iz definicije sploščenosti ϵ (enačba 5.19) preberemo

$$E = -\frac{Gm}{2r_o}(1-\epsilon^2) = \begin{cases} -\frac{Gm}{2a}, & \epsilon < 1 \text{ (elipsa)} \\ 0, & \epsilon = 1 \text{ (parabola)} \\ +\frac{Gm}{2a}, & \epsilon > 1 \text{ (hiberbola)} \end{cases} \tag{5.27}$$

kjer smo vstavili definicijo velike polosi elipse a (enačba 5.23). Vidimo, da energijo za krog ali elipso lahko izrazimo na enak način, če kot referenčno razdaljo vzamemo veliko polos. Pri hiperboli je

polna energija pozitivna, a pa razdalja od presečišča hiperbole z x osjo do mesta, kjer asimptotska premica seka isto os.

Velika polos elipse nastopa tudi v tretjem Keplerjevem zakonu, ki sledi iz izpeljanega zakona o ploščinski hitrosti. Obhodni čas P zapišemo kot integral časa, tega pa izrazimo s ploščinsko hitrostjo, ki ima konstantno vrednost $\Gamma/2$ (zveza 5.10):

$$P = \oint dt = \oint \frac{dA}{dA/dt} = \frac{1}{dA/dt} \oint dA = \frac{1}{\Gamma/2}\pi ab = \frac{2}{\Gamma}\,\pi\,\frac{r_o}{1-\epsilon^2}\,\frac{r_o}{\sqrt{1-\epsilon^2}}$$

Elipsa je krog, ki ga pogledamo od strani, tako da je ena njegova dimenzija stisnjena v razmerju b/a. Zato je ploščina elipse enaka $\oint dA = \pi a^2(b/a) = \pi ab$. Enačbo kvadriramo

$$P^2 = \frac{4\,\pi^2}{\Gamma^2}\,\frac{r_o^4}{(1-\epsilon^2)^3} = \frac{4\,\pi^2}{G\,m\,r_o}\,\frac{r_o^4}{(1-\epsilon^2)^3} = \frac{4\,\pi^2}{G\,m}a^3$$

Dobili smo znano zvezo med veliko polosjo a in obhodnim časom P

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G\,m}{4\,\pi^2} \tag{5.28}$$

Velja poudariti, da tretji Keplerjev zakon velja za veliko polos relativnega gibanja obeh teles in da v njem nastopa vsota obeh mas m. V splošnem torej nikakor ne velja za veliko polos posameznega telesa. To moramo iz velike polosi relativnega gibanja izračunati z uporabo zveze 5.6 za težišče.

Sedaj lahko razmislimo, kako določiti tir opazovanega telesa. Začnemo z opazovanji v dveh bližnjih časih ter tako ugotovimo smeri vektorjev $\vec{r}(t)$ in $\frac{d\vec{r}}{dt}(t)$. Njun vektorski produkt je vektor vrtilne količine na enoto mase $\vec{\Gamma}$. Njegova smer nam določi orbitalno ravnino tira, njegova velikost pa nam ob poznanih masah teles da velikost parametra r_o (enačba 5.19). Z vrednostjo polne energije na enoto mase (enačba 5.15) dobimo sploščenost ϵ ter trenutno vrednost zasuka ϑ (enačba 5.19). Vrednost polne energije nam pove tudi velikost velike polosi a (enačba 5.27) in obhodnega časa (enačba 5.28). Znamo torej ugotoviti obliko tira in trenutno vrednost zasuka, v splošnem pa (razen z numerično integracijo enačbe 5.16) ne znamo določiti, koliko časa je denimo na eliptičnem tiru minilo od trenutka perihelija/perigeja. To je naš naslednji cilj.

5.1.2 Položaj na elipsi v odvisnosti od časa

V prejšnjem razdelku smo postavili trditev, da položaja dveh teles na eliptični tirnici v odvisnosti od časa ne moremo analitično izračunati, ampak se moramo zateči k numerični integraciji enačbe 5.16. Tu bomo skušali priti korak dlje in numerično integracijo nadomestiti z mnogo preprostejšim ciljanjem rešitve, ki je računsko precej preprostejše, hitrejše in bolj natančno. Pri izpeljavi se bomo zgledovali po klasičnem učbeniku tega področja, to je Smart & Green (1977).

Slika 5.3 prikazuje geometrijsko konstrukcijo, ki nam bo v pomoč. Eno od teles je v gorišču elipse O, drugo pa se glede nanj giblje po črni elipsi z veliko polosjo a, malo polosjo b in sploščenostjo ϵ. V točki P sta si bili telesi najbližje, sedaj je telo v točki R, ki jo opišemo z razdaljo r in zasukom ϑ. Elipsi smo očrtali krog s polmerom a. Pravokotnica na veliko polos elipse skozi točko R seka veliko polos v točki T, krožnico pa v točki S. Kot, ki ga oklepata velika polos in polmer kroga skozi točko S, označimo z $\mathbb{E}$ in ga imenujemo ekscentrična anomalija. V literaturi zasuk ϑ imenujejo tudi prava anomalija. Za začetek bomo razdaljo r in zasuk ϑ izrazili z ravnokar uvedenim pomožnim kotom $\mathbb{E}$. Upoštevamo, da je elipsa le nekoliko stisnjen krog, torej je $\frac{RT}{ST} = \frac{b}{a}$

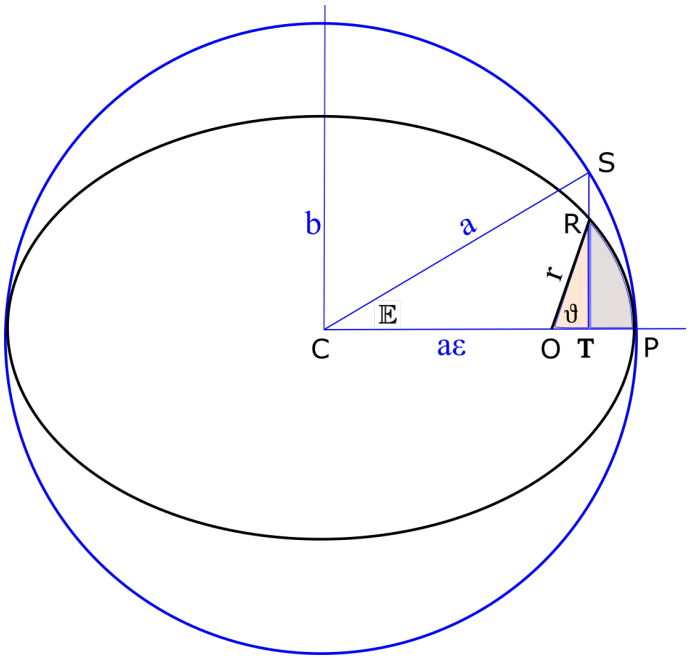
$$\begin{aligned} r\sin\vartheta &= (b/a)a\sin\mathbb{E} = b\sin\mathbb{E} \\ r\cos\vartheta &= a\cos\mathbb{E} - a\epsilon = a(\cos\mathbb{E} - \epsilon) \end{aligned} \tag{5.29}$$

Torej velja

$$r^2 = (a\sqrt{1-\epsilon^2})^2\sin^2\mathbb{E} + a^2(\cos\mathbb{E}-\epsilon)^2 = a^2\left(1 - 2\epsilon\cos\mathbb{E} + \epsilon^2 cos^2\mathbb{E}\right)$$

oziroma

$$r = a(1 - \epsilon\cos\mathbb{E}) \tag{5.30}$$



Slika 5.3: Razdaljo r in zasuk ϑ dveh teles, od katerih je eno v točki O, drugo pa se giblje po črni elipsi in je trenutno v točki R, izrazimo z ekscentrično enomalijo $\mathbb{E}$, to je kotom med glavno polosjo elipse in projekcijo točke R na elipsi očrtan krog.

Zasuk ϑ bi sedaj lahko izrazili z vstavljanjem r v enačbo 5.29. Ker pa si želimo bolj simetrične oblike, začnemo z zvezami za polovične kote

$$\sin^2\frac{\vartheta}{2} = \frac{1-\cos\vartheta}{2} = \frac{r - r\cos\vartheta}{2r}$$

$$\cos^2\frac{\vartheta}{2} = \frac{1+\cos\vartheta}{2} = \frac{r + r\cos\vartheta}{2r}$$

in po deljenju

$$\begin{aligned}\tan^2\frac{\vartheta}{2} = \frac{\sin^2\frac{\vartheta}{2}}{\cos^2\frac{\vartheta}{2}} &= \frac{r - r\cos\vartheta}{r + r\cos\vartheta} = \frac{a(1-\epsilon\cos\mathbb{E}) - a(\cos\mathbb{E}-\epsilon)}{a(1-\epsilon\cos\mathbb{E}) + a(\cos\mathbb{E}-\epsilon)} \\ &= \frac{(1+\epsilon)(1-\cos\mathbb{E})}{(1-\epsilon)(1+\cos\mathbb{E})} = \frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}\tan^2\frac{\mathbb{E}}{2}\end{aligned}$$

torej

$$\tan\frac{\vartheta}{2} = \sqrt{\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}}\tan\frac{\mathbb{E}}{2} \tag{5.31}$$

Pri majhnih vrednostih sploščenosti ϵ sta kota ϑ in $\mathbb{E}$ skoraj enaka. Z zvezama 5.30 in 5.31 ob poznani vrednosti kota $\mathbb{E}$ znamo izračunati razdaljo in zasuk. Sedaj bomo kot $\mathbb{E}$ povezali s časom. Uporabili bomo zakon o ploščinski hitrosti in uvedli še en kot, ki mu pravimo srednja anomalija $\mathbb{M}$. To je kot, ki ima tako kot ϑ in $\mathbb{E}$ vrednost nič, ko sta si telesi ob času t_P najbližje, za razliko od njiju pa srednja anomalija raste enakomerno s časom. Če kote merimo v radianih je vrednost $\mathbb{M}$ ob času t enaka

$$\frac{t-t_P}{P} = \frac{\mathbb{M}}{2\pi} = \frac{A_{OPR}}{\pi ab}$$

V obhodnem času P opiše vektor $\vec{r}$ ploščino celotne elipse πab, v času $t-t_P$ pa ploščino eliptičnega izseka A_{OPR}, ki je na sliki 5.3 osenčen. To ploščino izračunamo kot vsoto oranžnega trikotnika OTR in sivega eliptičnega odseka TPR. Slednja je le s faktorjem b/a pomnožena ploščina TPS, ki jo končno dobimo kot razliko med ploščino kosa torte CPS in trikotnika CTS. Povedano zapišemo

kot

$$\begin{aligned} A_{OPR} &= A_{OTR} + A_{TPR} = A_{OTR} + \frac{b}{a} A_{TPS} = A_{OTR} + \frac{b}{a}(A_{CPS} - A_{CTS}) \\ &= \frac{(r\cos\vartheta)(r\sin\vartheta)}{2} + \frac{b}{a}\left(\frac{a^2\,\mathbb{E}}{2} - \frac{(a\cos\mathbb{E})(a\sin\mathbb{E})}{2}\right) \\ &= \frac{a(\cos\mathbb{E} - \epsilon)b\sin\mathbb{E}}{2} + \frac{ab}{2}\left(\mathbb{E} - \cos\mathbb{E}\sin\mathbb{E}\right) \\ &= \frac{ab}{2}\left(\mathbb{E} - \epsilon\sin\mathbb{E}\right) \end{aligned}$$

Pri zapisu ploščine rezine okrogle torte A_{CPS} smo upoštevali, da je ta sorazmerna s središčnim kotom $\mathbb{E}$, merjenim v radianih. Če bi pojedli celo torto, bi bila ploščina πa^2 in središčni kot $\mathbb{E} = 2\pi$, torej je ploščina $A_{CPS} = a^2\,(\mathbb{E}/2)$.

Končni razultat je enak

$$\frac{t - t_P}{P} = \frac{\mathbb{M}}{2\pi} = \frac{\mathbb{E} - \epsilon\,\sin\mathbb{E}}{2\pi} \tag{5.32}$$

pošte Sedaj razumemo, zakaj funkcije $r(t)$ za primer $\epsilon > 0$ ni bilo mogoče analitično rešiti. Ker v enačbi 5.32 nastopa tako $\mathbb{E}$ kot $\sin\mathbb{E}$, je ne moremo analitično obrniti, tako da bi zapisali $\mathbb{E}$ kot funkcijo časa. Je pa ta zveza zelo primerna za ciljanje prave vrednosti $\mathbb{E}$ in zato mnogo uporabnejša od numerične integracije zveze 5.16. Ko imamo vrednost ekscentrične anomalije, nam zvezi 5.30 in 5.31 povesta tudi razdaljo in zasuk. Položaj na tiru ob določenem času moramo torej izračunati s ciljanjem rešitve enačbe 5.32. V obratni smeri pa ni težav: če poznamo razdaljo oziroma zasuk, lahko direktno izračunamo $\mathbb{E}$, to vstavimo na desno stran enačbe 5.32 in tako dobimo čas. Če vemo, kje smo, lahko določimo, koliko je ura. Za odgovor, kje bomo ob določeni uri, pa se je treba potruditi s ciljanjem rešitve.

Pogosto so tiri skoraj krožni. V tem primeru lahko uporabimo približno zvezo, ki jo dobimo z razvojem zgornjih enačb za majhne vrednosti ϵ:

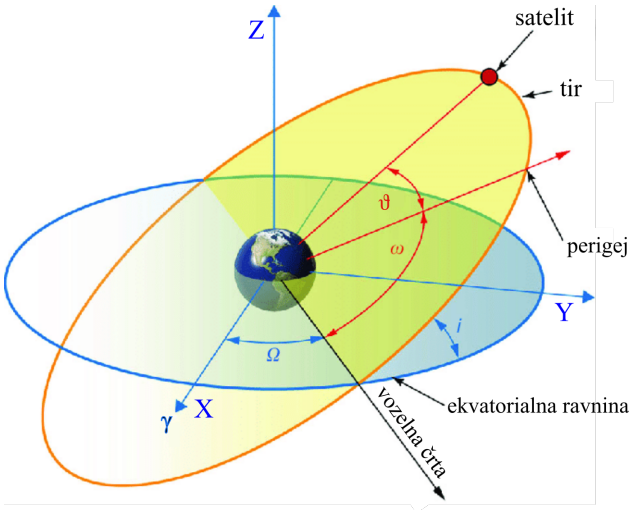
$$\vartheta = \mathbb{M} + \left(2\,\epsilon - \frac{\epsilon^3}{4}\right)\sin\mathbb{M} + \frac{5\,\epsilon^2}{4}\sin(2\mathbb{M}) + \frac{13\,\epsilon^3}{12}\sin(3\mathbb{M}) \tag{5.33}$$

Zapisane zveze veljajo za eliptični tir. Izpeljave in rezultate za parabolični ali hiperbolični tir najdemo v Vallado (2007, od strani 50 dalje), ki je prosto dostopen. S tem smo povedali vse o oblliki tira in o položaju na tiru v odvisnosti od časa. Naslednji korak je, da tir postavimo v prostor.

5.1.3 Položaj tira v prostoru

Povedati moramo, kako je tir zasukan v svoji orbitalni ravnini, nato pa opredeliti to ravnino v prostoru. Torej moramo določiti skupaj tri kote glede na nek referenčni koordinatni sistem. V primeru gibanja satelita okoli Zemlje, je priročna referenčna ravnina Zemljin ekvator, za telesa, ki se gibljejo okoli Sonca, pa ravnina ekliptike. Referenčna izhodiščna točka obeh ravnin je običajno pomladišče, torej presečišče teh dveh ravnin in s tem smer, v kateri vidimo Sonce ob marčevskem pomladanskem enakonočju. Položaj $(r,\,\vartheta)$ na elipsi zapišemo v kartizičnem koordinatnem sistemu, ki ga zasukamo za kot ω, tako da os x kaže v smeri precečišča orbitalne in referenčne ravnine, os z pa je pravokotna na orbitalno ravnino. Kot ω imenujemo argument perigeja oziroma perihelija. Nato koordinate zasukamo za naklonski kot i, tako da sta novi osi x in y v referenčni ravnini. Končno naredimo še zasuk za dolžino dvižnega vozla Ω okoli osi z. Končni koordinatni sistem (X, Y, Z) ima X os v smeri pomladišča, os Z pa v smeri severnega nebesnega pola (za ekvatorsko referenčno ravnino) ali v smeri severnega ekliptičnega pola (za gibanja okoli Sonca). Povedano strnemo v zaporedne rotacije (glej sliko 5.4):

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\Omega & -\sin\Omega & 0 \\ \sin\Omega & \cos\Omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos i & -\sin i \\ 0 & \sin i & \cos i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r\cos(\vartheta + \omega) \\ r\sin(\vartheta + \omega) \\ 0 \end{bmatrix},$$



Slika 5.4: Gibanje dveh teles prostoru na primeru satelita na eliptičnem tiru okoli Zemlje. Za referenčno ravnino vzamemo ekvator. Položaj orbitalne ravnine opišemo z dolžino dvižnega vozla (Ω) in naklonskim kotom (i). Pri tem kot dvižni vozel šteje smer, kjer satelit pride na tisto stran referenčne ravnine, na kateri leži tudi severni nebesni pol. Kot od dvižnega vozla do točke, kjer je satelit najbližje Zemlji, je argument perigeja (ω), trenutni položaj satelita pa opiše zasuk (ϑ). Pri gibanju okoli Sonca bi bila referenčna ravnina ekliptika. Dolžino dvižnega vozla štejemo od pomladišča (γ) v smeri vzhoda.

oziroma z enačbami za posamezne komponente

$$\begin{aligned} X &= r\left[\cos(\vartheta+\omega)\cos\Omega - \sin(\vartheta+\omega)\sin\Omega\cos i\right] \\ Y &= r\left[\cos(\vartheta+\omega)\sin\Omega + \sin(\vartheta+\omega)\cos\Omega\cos i\right] \\ Z &= r\,\sin(\vartheta+\omega)\sin i \end{aligned} \tag{5.34}$$

Včasih namesto argumenta perigeja ω podajajo njegovo številsko vsoto z dolžino dvižnega vozla Ω, rezultat pa poimenujejo dolžina perigeja

$$\tilde{\omega} = \omega + \Omega, \tag{5.35}$$

če mu dodajo še zasuk ϑ, pa se rezultat imenuje dolžina L planeta ali satelita na njegovem tiru

$$L = \omega + \Omega + \vartheta \tag{5.36}$$

Pri zadnjih dveh enačbah koti, ki jih seštevamo, niso v isti ravnini. Izraza pa sta uporabna, če so nakloni i majhni. Tako se planeti našega Osončja okoli Sonca gibljejo po tirnicah z zelo majhnimi nakloni i glede na ekliptiko in je zato L približno kar kot od pomladišča do trenutne lege planeta.

5.1.4 Elementi tira

Trenutni relativni položaj obeh teles $\vec{r}(t)$ opisuje šest številk, ki jim pravimo tudi elementi tira. Pri tem je nekatere elemente mogoče podati na več načinov. Možnosti so zbrane v tabeli 5.1.

Elemente tira planetov v našem Osončju najdemo na https://ssd.jpl.nasa.gov/planets/approx_pos.html. Tabele podajajo vrednosti elementov tira in njihovo počasno spreminjanje glede na epoho J2000.0 (začetek leta 2000 na meridianu Greenwicha). Parametre tira majhnih teles (asteroidov) na tiru okoli Sonca najdemo na https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb_lookup.html, kjer vnesemo ime ali številko telesa.

Tirnice umetnih satelitov okoli Zemlje se zaradi motenj Lune, Sonca, vpliva razredčenih zgornjih plasti Zemljine atmosfere pa tudi manevrov na samih satelitih hitro spreminjajo. Uporabljamo tako imenovane dvovrstične elemente tira, ki pa jih je treba stalno posodabljati. Zato je pomembno, da ima vaš planetarski program povezavo z internetom in tako sproti nasname trenutne elemente tira umetnih satellitov. Po standardnem javno dostopnem repozitoriju njihovih elementov, ki ga vzdržuje ameriška vojska, lahko brskate preko portala https://www.celestrak.com/satcat/search.php. Podatki za tajne vojaške satelite so netočni ali manjkajo. Format dvovrstičnih elementov vsebuje elemente tira in njihove časovne odvode ter osnovne podatke o oznaki satelita in času izstrelitve. Kot primer je imela Mednarodna vesoljska postaja 23. februarja 2022 naslednji vpis:

```
ISS (ZARYA)
1 25544U 98067A   22054.57938716  .00007016  00000+0  13118-3 0  9999
2 25544  51.6416 179.1969 0005387 158.2526 287.7418 15.49912378327568
```

Tabela 5.1: Šest elementov tira, ki opredeljujejo gibanje relativno gibanje dveh teles, na primer satelita okoli Zemlje ali planeta okoli Sonca. Opis vsebuje po eno količino iz vsakega razdelka. Razdalje so pogosto namesto v metrih ali kilometrih podane v astronomskih enotah, čas pa namesto v sekundah v urah, dnevih ali letih. Perihelij in afelij gibanja okoli Sonca, je treba pri gibanju okoli Zemlje zamenjati s perigejem in apogejem, pri gibanju glede na zvezdo pa s periastronom in apastronom. Zapisano velja za krožni ali eliptični tir. Za parabolični ali hiperbolični tir kot drugi parameter navedemo q ali p, kot šesti pa t_p ali $L(t')$.

številka elementa	oznaka in zveza	slovensko ime	angleško ime	merske enote
1	ϵ	sploščenost	eccentricity	-
2	a	velika polos	major axis	m
	$q = a(1-\epsilon)$	razdalja perihelija	perihelion distance	m
	$Q = a(1+\epsilon)$	razdalja afelija	aphelion distance	m
	$p = a(1-\epsilon^2)$	parameter r_o	parameter r_o	m
	$P = \sqrt{\frac{4\pi^2 a^3}{Gm}}$	obhodni čas	orbital period	s
	$n = 360^o/P$	srednje dnevno gibanje	mean daily motion	^{o}/dan
3	i	naklon tira	orbital inclination	^{o}
4	Ω	dolžina dvižnega vozla	length of the ascending node	^{o}
5	ω	argument perihelija	argument of perihelion	^{o}
	$\tilde{\omega}$	dolžina perihelija	length of perihelion	^{o}
6	t_p $(r(t_p) = q)$	trenutek perihelija	time of perihelion	datum ali JD
	$M(t')$	srednja anomalija ob času t'	mean anomaly at $t = t'$	^{o} ^{o}
	$L(t')$	srednja dolžina ob času t'	mean length at $t = t'$	^{o} ^{o}

Tabela 5.2: Razlaga dvovrstičnih elementov tira, s katerimi so podana gibanja Zemljinih umetnih satelitov. Primer so elementi Mednarodne vesoljske postaje, ki so veljali 22. februarja 2022.

znak	razlaga elementa	primer	pojasnilo
	Prva vrstica		
1	številka vrstice	1	prva vrstica
3-7	številka satelita	25544	NORAD številka
8	klasifikacija satelita (U: neklasificiran, C: klasificiran, S: tajen)	U	neklasificiran
10-11	leto izstrelitve	98	1998
12-14	številka izstrelitve v letu	067	67. izstrelitev leta
15-17	del v izstrelitvi	A	prvi del
19-20	leto epohe	22	2022
21-32	dan (z decimalkami po UT) epohe	054.57938716	54. dan leta
34-43	odvod srednjega gibanja M	.00007016	$7.016 \cdot 10^{-5}$ (a)
45-52	drugi odvod srednjega gibanja M	00000+0	0 (b)
54-61	koeficient trenja ali sevalni tlak	13118-3	$1{,}3118 \cdot 10^{-3}$ (c)
63	tip efemerid, vedno 0	0	
65-68	zaporedna številka efemerid tega satelita	999	
69	kontrolna vsota modulo 10	9	
	Druga vrstica		
1	številka vrstice	2	druga vrstica
3-7	kataloška številka satelita	25544	
9-16	naklon tira i na ekvator v stopinjah	51.6416	
18-25	rektascenzija Ω dvižnega vozla	179.1969	179,1969°
27-33	sploščenost ϵ, za decimalno piko	0005387	0,0005387
35-42	argument perigeja ω v stopinjah	158.2526	158,2526°
44-51	srednja anomalija M ob epohi	287.7418	287,7418°
53-63	srednje gibanje n	15,49912378	obhodov na dan
64-68	zaporedna številka obhoda ob epohi	32756	
69	kontrolna vsota modulo 10	8	

(a) Enote so sprememba v številu obhodov satelita na dan. (b) Zaradi vstopanja satelita v atmosfero. Enote so sprememba v številu obhodov satelita na dan^3. Pred številko dodamo decimalno piko, zadnja številka pa je potenca 10. Tako 12345-5 pomeni $1{,}2345 \cdot 10^{-5}$ obhodov/dan^3. (c) Enote so R_z^{-1}. Podrobna pojasnila so na http://spaceflight.nasa.gov/realdata/sightings/SSapplications/Post/JavaSSOP/SSOP_Help/tle_def.html.

Kot vidimo, ta dvovrstični vpis v resnici vsebuje ime objekta v prvi vrstici, ki mu sledijo dvovrstični elementi tira. Njihov format pojasnjuje tabela 5.2.

5.1.5 Položaj telesa opazovan z Zemlje

Z enačbo 5.34 lahko izračunamo položaj drugega glede na prvo telo v kartezičnem sistemu z izhodiščem v prvem telesu. Primer je položaj okoli Sonca gibajočega se telesa glede na Sonce, ali položaj umetnega satelita glede na središče Zemlje. Kot opazovalci pa se nikoli ne nahajamo v izhodišču koordinatnega sistema, torej v središču prvega telesa. Relativni položaj glede na opazovalca ni težko izračunati. Pri opazovanju teles, ki se gibljejo okoli Sonca, od koordinat telesa glede na Sonce $(X_{telo}, Y_{telo}, Z_{telo})$ odštejemo koordinate Zemlje (X_z, Y_z, Z_z). Ker je tu referenčna ravnina ekliptika, kjer smer opišemo z ekliptično dolžino od pomladišča λ_{ekl} in ekliptično širino β_{ekl}, velja

$$\begin{aligned} X_{telo} - X_z &= d_{telo-Zemlja} \cos\beta_{ekl} \cos\lambda_{ekl} \\ Y_{telo} - Y_z &= d_{telo-Zemlja} \cos\beta_{ekl} \sin\lambda_{ekl} \\ Z_{telo} - Z_z &= d_{telo-Zemlja} \sin\beta_{ekl} \end{aligned} \tag{5.37}$$

Leve strani enačb izračunamo iz elementov tira telesa in Zemlje in tako določimo razdaljo do telesa $d_{telo-Zemlja}$ in njegovo ekliptično dolžino in širino. Če nas zanima smer proti telesu v ekvatorialnih

koordinatah, moramo zavrteti koordinatni sistem okoli X za $\epsilon_{ekl} = 23^{\circ}26'21''$ in dobimo vrednosti rektascenzije in deklinacije.

Zapisano ni čisto res. Zemljini elementi tira v resnici opisujejo gibanje težišča sistema Zemlja-Luna okoli Sonca. Ker ima Zemlja maso $M_z = 5.9722 \cdot 10^{24}$ kg, kar je precej več od mase Lune $M_L = 7.342 \cdot 10^{22}$ kg, se to težišče nahaja znotraj telesa Zemlje, vendar je za približno 4670 km zmaknjeno iz njenega središča v smeri Lune. Pri izračunu položaja Zemlje glede na težišče sistema Zemlja-Luna si pomagamo z masama teles in z elementi tira Lune glede na Zemljo, kot jih najdemo na https://ssd.jpl.nasa.gov/sats/elem/. Končno moramo upoštevati še, da ne opazujemo iz središča Zemlje, ampak iz kraja z geografsko širino φ in dolžino λ. Če predpostavimo, da je Zemlja krogla s polmerom R_z, lahko naš položaj glede na središče Zemlje zapišemo s polarnima koordinatama, kjer upoštevamo tudi, ob kateri uri kulminira točka pomladišča in iz tega izpeljemo ustrezni vrtilni zasuk. Taka predpostavka je dovolj dobra za opazovanja oddaljenih objektov v Osončju. Pri opazovanju umetnih satelitov, ki so le nekaj sto kilometrov nad površjem, pa je treba upoštevati, da Zemlja ni krogla, ampak ima približno obliko sploščenega dvoosnega elipsoida, ki ima na ekvatorju polmer $R_{z\,ekv} = 6378$ km in na polih $R_{z\,pol} = 6357$ km (glej pripombo pod črto na strani 90). Smer navpično navzgor je pravokotnica na elipsoid, torej ni več preprost podaljšek smeri iz središča Zemlje. Prav tako je ravnina obzorja tangencialna na elipsoid in ne na kroglo. Položaja opazovalca vseeno ni težko izpeljati: iz enačbe elipse $\frac{x^2}{R_{z\,ekv}^2} + \frac{y^2}{R_{z\,pol}^2} = 1$ izračunamo vrednost odvoda dy/dx, lokalna navpičnica pa ima potem glede na ekvatorsko ravnino naklon $\frac{-1}{dy/dx} = \tan\varphi$. Tako iz poznane geografske širine φ izračunamo koordinati x in y, iz trenutka kulminacije pomladišča pa tudi zasuk okoli Zemljine vrtilne osi in s tem natančni položaj opazovalca glede na središče Zemlje.

5.2 Tiri umetnih satelitov okoli Zemlje

Običajno želimo, da se satelit giblje okoli Zemlje ne da bi imel stalno vklopljen pogon. Narava gibanja dveh teles nam to omogoča, če satelit čuti le gravitacijsko silo Zemlje. Na nizkih višinah nad površjem je problem dodatna sila zaradi trenja v vrhnjih plasteh Zemljinega ozračja. Zmanjševanje kinetične energije satelita pomeni, da je njegova polna energija vedno bolj negativna in posledično, da se velika polos tira manjša (enačba 5.27), vse dokler ni enaka polmeru Zemlje, kar pomeni, da je satelit strmoglavil. Zato so sateliti praviloma vsaj 400 km nad Zemljinim površjem. Izjema je bil satelit Evropske vesoljske agencije GOCE[56], s katerim so z višine le 255 km nad površjem preučevali podrobnosti težnostnega polja Zemlje in naravo oceanskih tokov. Tako nizko tirnico so lahko vzdrževali le s stalno vključenim pogonom, ki je uravnovešal zaviranje zaradi trenja v atmosferi. Ker pogon troši gorivo, običajno želimo biti zunaj dosega atmosfere in to na vsej tirnici. Tir bi bil seveda lahko eliptičen, tako da bi bil tudi perigej zunaj atmosfere. Taka elipsa bi imela večjo veliko polos od krožnega tira s polmerom njenega perigeja. Torej bi bila njena polna energija večja, in bi bilo doseči tak tir energijsko dražje. Sledi sklep, da so tiri satelitov na nizkih tirih nad Zemljo praviloma krožni, saj je to najceneje. Mednarodna vesoljska postaja je recimo (tabela 5.2) na skoraj povsem krožnem tiru ($\epsilon = 0{,}0005387$) na katerem naredi $n = 15{,}49912378$ obhodov na dan, torej je njena orbitalna perioda $P = 5574{,}5\,\mathrm{s} = 92{,}9\,\mathrm{minut}$. Iz tretjega Keplerjevega zakona (enačba 5.28) dobimo $a = 6.795\ km$, kar je za 424 km več od polmera Zemlje. Da ne pade dol, mora krožiti s hitrostjo

$$v_{krog} = \sqrt{GM_z/a} = 7{,}66\,\mathrm{km/s} \tag{5.38}$$

Mednarodna vesoljska postaja sicer stalno prosto pada proti Zemlji, ker pa ima tako veliko hitrost v "vodoravni" smeri, se Zemlja krivi pod njo in tako ne pade na tla, ampak kroži okoli Zemlje.

Tako velike hitrosti ni preprosto doseči. Zato si raketni inženirji, če se le da, pomagajo z vrtenjem Zemlje. Zemljina krožilna hitrost na ekvatorju je enaka $2\pi R_{z\,ekv}/\ 86164\,\mathrm{s} = 0{,}465$ km/s. Pri tem smo upoštevali, da Zemlja naredi en obrat v enem zvezdnem dnevu. Hitrost proč od ekvatorja pada s kosinusom geografske širine. Zato so raketna izstrelišča večinoma blizu ekvatorja[57], satelite pa praviloma izstreljujejo proti vzhodu, torej v smeri vrtenja Zemlje. Slabe pol km/s je

[56] Gravity Field and Steady-State Ocean Circulation Explorer, https://en.wikipedia.org/wiki/Gravity_Field_and_Steady-State_Ocean_Circulation_Explorer.

[57] Izstrelišče Evropske vesoljske agencije je v kraju Kourou v Francoski Gvajani, ki je 5 stopinj od ekvatorja, ameriški Cape Canaveral je na geografski širini 28 stopinj, Bajkonur, ki je danes v Kazahstanu, na širini 46 stopinj, ruski Vostočnij pa 52 stopinj od ekvatorja. Kitajski Jiuquan je 41 stopinj, indijski Satish Dhawan 14 stopinj in japonska Tanegashima 30 stopinj od ekvatorja.

sicer mnogo manj od hitrosti potrebne za kroženje[58], vendar je vsak prihranek dobrodošel. Seveda vsi sateliti ne krožijo nad ekvatorjem. Če je izstrelišče proč od ekvatorja, mora bi njegov naklon glede na ekvator vsaj enak geografski širini izstrelišča. Tako ima Mednarodna vesoljska postaja naklon $i = 51{,}6^\circ$, kar omogoča enostavno dostavo zalog iz večine zemeljskih izstrelišč. Velik nagib tira je včasih posledica namena satelita. Z višine $h = 400$ km namreč vidimo le kraje na Zemlji, ki so največ $R_z \arccos \frac{R_z}{R_z+h} = 2200$ km od točke direktno pod nami. To je mnogo manj od polmera Zemlje. Lahko bi seveda povečali višino, vendar bi potem slabše videli podrobnosti na Zemlji. Satelit Landsat 8, ki je osnova za slike v Google Earth, recimo leti na višini 705 km in ima naklon $i = 98{,}22^\circ$, torej sčasoma pokrije celo Zemljo. Za satelite z naklonom blizu 90° pravimo, da so v polarnih tirnicah. Le redki pa so sateliti, ki bi imeli naklon blizu 180°, torej bi se gibali v smeri proti zahodu. Nekaj takih je izstrelil Izrael, verjetno zato, ker niso hoteli, da bi ob spodleteli izstrelitvi njihovi tajni vojaški tovori padli na Sirijo ali Iran.

Nizke tirnice segajo nekako do višine 2000 km. Zgoraj omenjeni razlogi varčevanja in boljše opazljivosti Zemlje pomenijo, da je na takih tirnicah večina umetnih satelitov. Iti višje je dražje, obenem pa se 2000 km nad površjem začenja notranji Van Allenov sevalni pas, v katerem najdemo nabite delce s Sonca, ki jih je ujelo Zemljino magnetno polje. V tem območju se praviloma ne želimo zadrževati, saj ima elektronika v takem okolju probleme. Krožni tiri z obhodnim časom približno 12 ur, oziroma polmerom približno 4 polmerov Zemlje so zanimivi za satelitsko navigacijo. Tu najdemo satelite sistemov GPS, Glonass in Galileo.

Še dlje, na razdalji $a = 42.157$ km od središča Zemlje je orbitalna perioda enaka 86164 sekund, torej se ujame z vrtenjem Zemlje. Če sta tudi naklon in sploščenost take tirnice enaka nič, lebdi satelit stalno nad isto točko ekvatorja. To je geostacionarna tirnica. Geostacionarni sateliti so uporabni za satelitsko televizijo (satelitski krožnik zemeljskega sprejemnika lahko gleda stalno v isto smer), pregledno opazovanje Zemlje (meteorološki sateliti Meteosat), ter satelitske telefone (npr. Inmarsat, po katerem se dopisnica Karmen Švegel javlja iz posebej nesrečnih koncev sveta, kjer ni na voljo drugih vrst komunikacije, Inmarsat pa uporabljajo tudi alpinisti, letala in ladje). Problem geostacionarne tirnice je, da je to en sam krožni tir nad Zemljinim ekvatorjem. Teh satelitov je veliko, zato je v tej tirnici kar gneča. Nove satelite zato izstreljujejo v rahlo nagnjenih in malenkost sploščenih tirnicah, kar zmanjšuje možnost trkov. Gibanje v geostacionarni tirnici na dolgi rok ni stabilno, saj satelit čuti tudi gravitacijska vpliva Lune in Sonca, ki povzročata precesijo tira okoli ekliptike, medtem ko sploščenost Zemlje povzroča precesijo okoli ekvatorialne ravnine. Skupni rezultat je precesija okoli ravnine med ekvatorjem in ekliptiko. Geostacionarnemu satelitu se zato v četrt stoletja naklon poveča na $i \simeq 15^\circ$, potem pa se naklon zopet manjša. Tako morajo aktivne satelite z občasnimi popravki aktivno držati v geostacionarni tirnici, po koncu življenjske dobe pa jih zaradi izogibanja gneči umaknejo na višjo tirnico, ki ji v žargonu pravijo pokopališka.

5.3 Spreminjanje tira

Pri potovanju po Osončju pogosto želimo satelit prestaviti na drug tir. To pomeni, da želimo spremeniti elemente njegovega tira. Najprej bomo komentirali spreminjanje velikosti in oblike tira, nato pa njegovo sukanje oziroma obračanje.

5.3.1 Spreminjanje velikosti in oblike tira

S spremembo polne energije E lahko spremenimo velikost tira a (enačba 5.27) in njegovo sploščenost ϵ (enačba 5.19). Polna energija je vsota potencialne gravitacijske in kinetične energije. Prve v hipu ni mogoče spremeniti, saj satelita ne moremo kar prestaviti na drugo lokacijo. Preostane torej sprememba kinetične energije (na enoto mase), torej sprememba velikosti hitrosti. To spremembo želimo izvesti čimbolj racionalno. Torej se izogibamo spremembam hitrosti vstran, ampak vedno ohranimo smer vektorja hitrosti in le spremenimo njegovo dolžino. Z raketnim pogonom torej brizgnemo nazaj (če želimo pospešiti) ali naprej (če želimo zavreti). Če je (majhna) sprememba hitrosti enaka dv in je bila prvotna hitrost enaka v, je sprememba kinetične in s tem tudi polne energije na enoto mase enaka

$$dE = \frac{(v+dv)^2}{2} - \frac{v^2}{2} \simeq v\,dv \tag{5.39}$$

[58] Še zlasti, če upoštevamo, da hočemo povečati kinetično energijo, ki je sorazmerna s kvadratom hitrosti.

Če imamo krožen ali eliptičen tir ($E < 0$), je ustrezna sprememba velike polosi tira da enaka

$$\frac{da}{a} = -\frac{dE}{E} = \frac{v\,dv}{|E|}, \tag{5.40}$$

kar ustreza spremembi obhodnega časa dP

$$\frac{dP}{P} = \frac{3}{2}\frac{da}{a} = \frac{3}{2}\frac{v\,dv}{|E|} \tag{5.41}$$

Za kar največjo spremembo velike polosi tira in s tem tudi obhodnega časa satelita je smiselno pospešiti ($dv > 0$) ali zavreti ($dv < 0$) takrat, ko je hitrost (v) na tiru največja. To je takrat, ko je razdalja satelita od Zemlje najmanjša, torej je satelit v perigeju.

Če predpostavimo, da hitrost spremenimo v perigeju ($r = r_{min}$), katerega velikost se tako ohranja, lahko spremembo sploščenosti tira ϵ izrazimo iz zveze $r_{min} = a(1-\epsilon)$, torej $0 = (1-\epsilon)da - ad\epsilon$, oziroma

$$d\epsilon = (1-\epsilon)\frac{da}{a} \tag{5.42}$$

medtem ko je sprememba razdalje v apogeju ($r = r_{max} = a(1+\epsilon)$) enaka

$$\frac{dr_{max}}{r_{max}} = \frac{da}{a} + \frac{d\epsilon}{1+\epsilon} = \frac{2}{1+\epsilon}\frac{da}{a}$$

$$dr_{max} = 2\,da. \tag{5.43}$$

Vse zapisane zveze veljajo le za majhne spremembe tira. Izjava, da je obliko tira smiselno spreminjati pri največji hitrosti, torej v perigeju, pa je splošna. Pravijo ji tudi Oberthov efekt. Ker pri vžigu raketnih motorjev ni natanko jasno, kakšno spremembo hitrosti bomo dosegli, inženirji takoj po manevru preverijo rezultat. Standardni način je radijska komunikacija s sondo, kjer merijo čas, ki ga svetloba potrebuje za pot do sonde in nazaj, iz premika frekvence signala pa ugotovijo tudi trenutno radialno hitrost. Če ugotovijo odstopanja, lahko tako še preden se sonda znatno odmakne od perigeja nove tirnice izvedejo popravek, recimo z dodatnim kratkim vžigom motorjev.

Kot prvi primer poglejmo, kakšna sprememba hitrosti bi satelit iz krožnega tira 424 km nad ekvatorjem osvobodila gravitacijskega privlaka Zemlje, kar pomeni, da bi odletel po paraboličnem tiru s polno energijo $E = 0$. Hitrost potrebna za tak tir je

$$v_{pobeg} = \sqrt{2GM_z/r} = 10{,}83\,\mathrm{km\,s^{-1}}, \tag{5.44}$$

torej moramo hitrost povečati za $10{,}83 - 7{,}66 = 3{,}17\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.

Kot drugi primer želimo satelit na enakem krožnem tira 424 km nad ekvatorjem dvigniti na krožni geostacionarni tir. Potrebujemo dve pospeševanji. Najprej krožilno hitrost 7,66 km s^{-1} povečamo za 2,39 km s^{-1}, kar satelit spravi na eliptični tir z apogejem 42.157 km od središča Zemlje. Po 5,29 urah, to je po polovici obhodnega časa, je satelit v apogeju, torej na razdalji geostacionarnega tira. Če ne bi naredili ničesar, bi se po eliptičnem tiru zopet vrnil proti Zemlji. Njegovo hitrost v apogeju, to je 1,62 km s^{-1}, zato povečamo za 1,45 km s^{-1} in s tem dosežemo krožilno hitrost v geostacionarni tirnici. Skupaj smo morali torej hitrost povečati za 2,39 + 1,45 km s^{-1}, kljub temu pa potujemo na končnem tiru počasneje (s 3,07 km s^{-1}) kot na začetku (ko je bila hitrost 7,66 km s^{-1}). Navidezno neskladje pojasnimo s spremembo potencialne energije, saj je potencialna energija bližje Zemlji bolj negativna. Torej smo se pri manevru vzpenjali iz Zemljinega gravitacijskega polja. Opisani eliptični tirnici za prehod med krožnima tiroma v perigeju in apogeju pravimo tudi Hohmannov tir. To je standardni način za dviganje satelitov na višje tirnice okoli Zemlje.

Hohmannov tir ni edina možnost, da iz tira nizko nad Zemljo dosežemo geostacionarno tirnico ali celo tir Lune okoli Zemlje. Indijska sonda Čandrajan-3 (angl. Chandrayaan-3), ki so jo izstrelili julija 2023, je začetni krožni tir nizko nad Zemljo z zaporednimi pospeševanji v perigeju postopoma spreminjala v vedno bolj eliptičnega, ter tako naposled v apogeju dosegla Lunin tir[59]. Zaporedna pospeševanja so se dogajala pri perigejskih hitrostih, ki so višje od krožne, ter je zato sonda porabila manj goriva (glej enačbo 5.40), kot bi ga potrebovala za enkratni pospešek po Hohmannovi tirnici.

[59] https://www.isro.gov.in/Chandrayaan3_Details.html

Tabela 5.3: Velikost Δ območja okoli posameznega planeta z maso M_p, v katerem je gravitacijski privlak planeta večji od privlaka Sonca ($GM_p/\Delta^2 > GM_\odot/a_p^2$).

Planet	masa (kg)	velika polos tira a_p (a.e.)	Območje prevladujočega gravitacijskega vpliva Δ (a.e.)
Merkur	$3{,}3010 \cdot 10^{23}$	0,38710	0,00016
Venera	$4{,}8673 \cdot 10^{24}$	0,72334	0,00113
Zemlja	$5{,}9722 \cdot 10^{24}$	1,00000	0,00173
Mars	$6{,}4169 \cdot 10^{23}$	1,52371	0,00087
Jupiter	$1{,}89813 \cdot 10^{27}$	5,20289	0,16075
Saturn	$5{,}6832 \cdot 10^{26}$	9,53668	0,16123
Uran	$8{,}6810 \cdot 10^{25}$	19,18916	0,12679
Neptun	$1{,}02409 \cdot 10^{26}$	30,06992	0,21580

Hohmannov prenosni tir uporabljajo tudi za pot do Marsa ali Venere. Pri potovanju do Marsa moramo začetno krožilno hitrost 29,8 km s^{-1} Zemlje okoli Sonca povečati za 2,9 km s^{-1}, kar nas po 259 dneh ali približno 8,5 mesecih oddalji do razdalje 1,5237 a.e., kar je velika polos Marsa. Z dodatnim pospeševanjem za 2,6 km s^{-1} doseže plovilo hitrost 24,1 km s^{-1}, kar je krožilna hitrost na razdalji velike polosi Marsovega tira. K zapisani skupni spremembi hitrosti $2{,}9 + 2{,}6 = 5{,}5$ km s^{-1} moramo prišteti še spremembo za 3,17 km s^{-1}, s katero se osvobodimo privlaka Zemlje. Spremembe hitrosti so torej kar velike in zato pot do Marsa ni preprosta in traja skoraj 9 mesecev. Bistveno krajše potovanje bi zahtevalo še mnogo večje spremembe hitrosti in je zato tak načrt le govoričenje kakšnega prebogatega Zemljana, ki pa potem tega seveda ne izvede. Na koncu omenimo še dvoje: ko s sondo pridemo na razdaljo Marsa, je seveda nujno, da je Mars takrat v bližini in ne kje drugje na svojem tiru. Zato lahko proti Marsu poletimo le, če je medsebojni položaj Zemlje, Sonca in Marsa pravi. Po zgledu zveze 4.7 in z uporabo tretjega Keplerjevega zakona izračunamo, da se medsebojni položaj teh treh teles ponovi približno na čas t, ki je enak

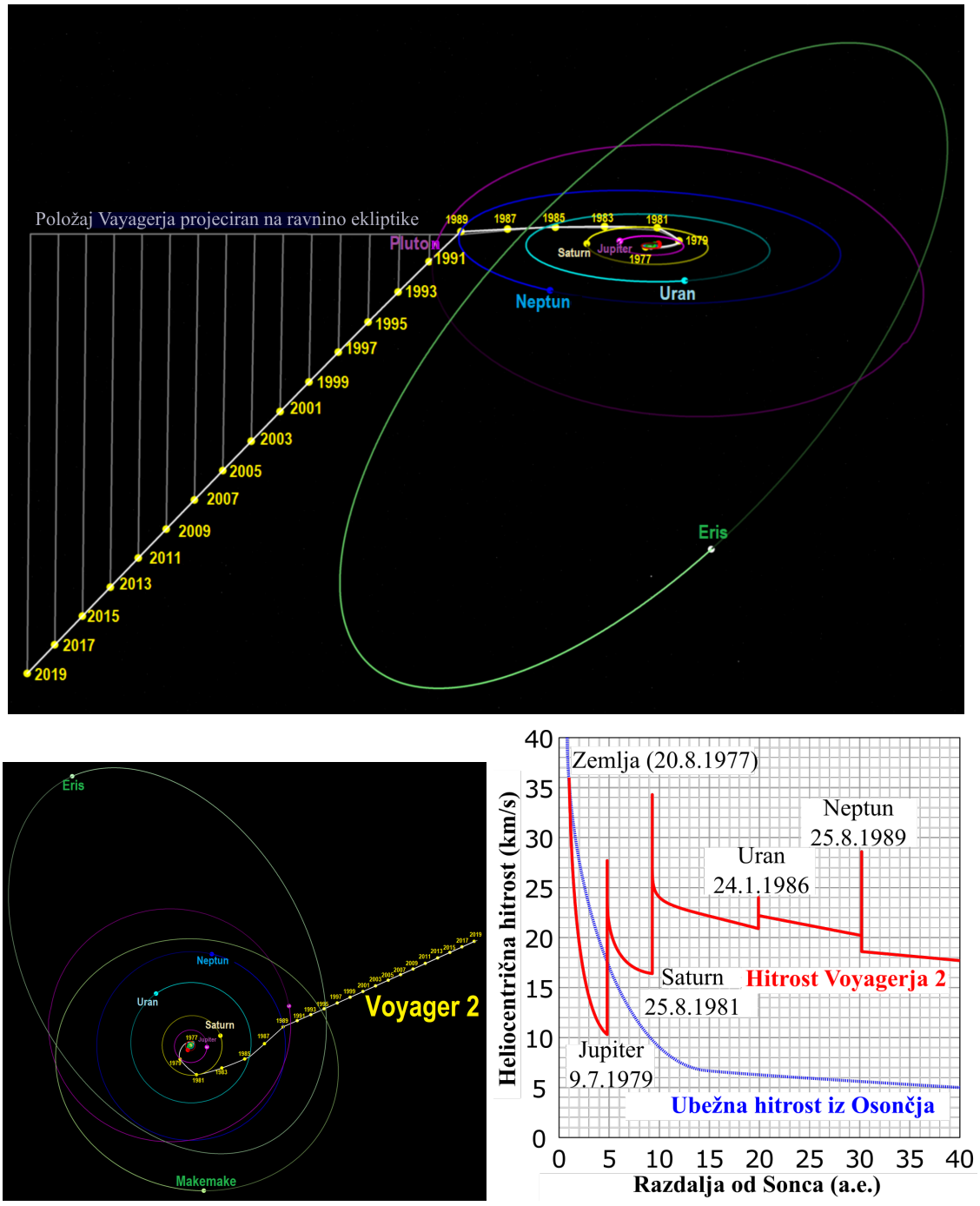
$$t = \frac{1}{\frac{1}{P_z} - \frac{1}{P_{mars}}} = \frac{1}{1 - 1{,}5237^{-3/2}} \text{ let} = 2{,}14 \text{ let} \tag{5.45}$$

Približno zato, ker Marsov tir ni krožen, ampak ima sploščenost 0,0934. Tako tudi spremembe hitrosti, ki smo jih izračunali, niso povsem točne.

Med potovanjem po Osončju sonda večino časa čuti predvsem gravitacijski privlak Sonca. Prevladujoči vplivi planetov so omejeni na njihove relativno majhne okolice, kot našteva tabela 5.3. Za notranje štiri planete seže to območje do približno tisočinke, za zunanje štiri mnogo masivnejše planete pa do nekaj nad desetino razdalje Zemlje od Sonca. Rezultat za Zemljo je manjši od razdalje do Lune. To seveda ne pomeni, da nam bo Sonce ukradlo Luno, ampak da se Luna skupaj z Zemljo giblje okoli Sonca, pa seveda tudi okoli Zemlje.

Če sonda zaide globoko v območje prevladujočega gravitacijskega privlaka planeta, lahko približno razmišljamo, da Sončev privlak na tem kratkem odseku poti ne uspe znatno spremeniti smeri sonde. Torej bi, če planeta ne bi bilo, sonda letela skoraj naravnost. Zaradi močnega gravitacijskega vpliva planeta pa seveda precej zavije. Prebivalci Marsa bi videli, da se jim sonda na Hohmannovi prenosni tirnici približuje po hiperboličnem tiru. Kot smo izračunali zgoraj, je njena hitrost glede na Mars na veliki razdalji od planeta enaka 2,6 km s^{-1}. Zaradi ohranitve polne energije bo taka njena hitrost glede na Mars tudi po srečanju, ko zapušča območje prevladujočega gravitacijskega vpliva Marsa. Vendar ta hitrost ne bo imela enake smeri. Ko se je bližala Marsu, je bila sonda na eliptičnem Hohmannovem tiru okoli Sonca počasnejša od Marsa. S pravilnim načrtovanjem medsebojnega srečanja pa lahko zagotovimo, da bo po srečanju sonda prehitevala Mars. Če se tako zavihtimo okoli planeta, lahko torej za več kilometrov v sekundi povečamo sondino hitrost okoli Sonca. In to brez vžiga motorjev. Energijski račun seveda mora nekdo plačati. Očitno je to planet, ki se po takem srečanju giblje malenkost počasneje — seveda pa je sprememba nemerljivo majhna, saj so mase planetov mnogo mnogo večje od mase naših sond.

Opisani trik, ki mu pravimo tudi gravitacijska frača (angl. gravity assist), je priljubljen način potovanja po Osončju, saj s planeti lahko spotoma povečujemo hitrost sonde. Slaba lastnost takega pristopa je, da potujemo od planeta do planeta. Torej morajo biti planeti v pravilnem medsebojnem



Slika 5.5: Ugoden medsebojni položaj planetov je v 80. letih prejšnjega stoletja Nasini sondi Voyager 2 omogočil mimolet vseh štirih plinskih orjakov. Temni skici kažeta tirnico sonde iz dveh strani, graf pa prikazuje hitrost sonde glede na Sonce in jo primerja z ubežno hitrostjo iz Osončja $\sqrt{2GM_\odot/r}$. Z uporabo gravitacijske frače je sonda pri srečanjih z Jupitrom, Saturnom in Uranom znatno povečala svojo hitrost in to brez vžiga motorjev. Ker so pri srečanju z Neptunom želeli, da letijo tudi mimo njegove lune Triton, jim je bilo pomembno le, da je Neptun sondo zavihtel v pravo smer, hitrost gibanja pa ne več. Slike so prilagojene iz https://en.wikipedia.org/wiki/Voyager_2.

položaju, sicer pot ni izvedljiva. Ker je pot dolga, tudi dolgo traja, preden prispemo na cilj, recimo na oddaljeni planet našega Osončja. Vendar je zaradi ogromnih prihrankov goriva taka pot poceni. Znanstvenikov ni težko prepričati, da bo pot dolgotrajnejša, če je zato lahko sonda masivnejša in z več instrumenti, gorivo pa namesto za manevre na poti potrošimo za močnejšo izstrelitveno raketo. Primer takega pospeševanja z gravitacijsko fračo je na sliki 5.5.

5.3.2 Sukanje tira

Doslej smo govorili o spreminjanju oblike in velikosti tira. Včasih pa bi želeli tir le zasukati, torej spremeniti enega od treh kotov, ki nastopajo v elementih tira. Kot bomo videli, se taki zasuki včasih dogajajo sami od sebe, torej umetni sateliti ne sledijo stalno ponavljajočim se tirnicam v prostoru.

Spremembi naklona tira (i) se praviloma izogibamo, saj drugačno ravnino tira lahko dosežemo le z zasukom vektorja hitrosti. Ker se sateliti na tirnicah gibljejo zelo hitro (primer je enačba 5.38), tak manever zahteva veliko spremembo hitrosti v prečni smeri in s tem veliko goriva. Zato za pravilni naklon tira umetnih satelitov Zemlje običajno poskrbimo že ob izstrelitvi, medtem ko tire v Osončju, ki so močno nagnjeni glede na ravnino ekliptike, dosežemo ob bližnjem srečanju sonde s kakšnim planetom: če je ravnina medsebojnega gibanja sonde in planeta zunaj ravnine ekliptike, lahko sondo po srečanju zavihtimo v tak močno nagnjen tir. Primer je srečanje sonde Voyager 2 z Neptunom (slika 5.5).

Zemlja ni povsem okrogla, torej sila $\vec{F}$ na umetni satelit z maso m_{sat} ni usmerjena natanko proti središču. Dobimo jo kot vsoto prispevkov po vsej prostornini Zemlje

$$\frac{\vec{F}}{m_{sat}} = -G \int_V \frac{\rho}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} dxdydz = -\nabla u \tag{5.46}$$

V zadnjem koraku smo uvedli gravitacijski potencial u na enoto mase, ki ga izračunamo kot

$$u = -G \int_V \frac{\rho}{r} dxdydz \tag{5.47}$$

Smiselno je uvesti sferične koordinate

$$\begin{aligned} x &= r\cos\phi\cos\lambda \\ y &= r\cos\phi\sin\lambda \\ z &= r\sin\phi \end{aligned}$$

s katerimi vodilna člena izraza za potencial u zapišemo kot

$$u = -\frac{GM_z}{r} + \frac{J_2}{r^3}\frac{3\sin^2\phi - 1}{2} \tag{5.48}$$

Za Zemljo je $GM_z = 3{,}986004418 \cdot 10^{14}$ m^3 s^{-2} in $J_2 = 1{,}75553 \cdot 10^{25}$ m^5 s^{-2}. Ustrezni sili na enoto mase sta enaki

$$\begin{aligned} \frac{F_\phi}{m_{sat}} &= -\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial \phi} = -3\frac{J_2}{r^4}\sin\phi\cos\phi \\ \frac{F_r}{m_{sat}} &= -\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{GM_z}{r^2} + 3\frac{J_2}{r^4}\frac{3\sin^2\phi - 1}{2} \end{aligned}$$

Zaradi ekvatorialne odebelitve satelit v tirnici, ki je nagnjena na ekvator ($\phi \neq 0$), čuti silo nekoliko v smeri ekvatorja. To ne zmanjša njegovega naklona tira i, ampak povzroči precesijo tirnice, ki zato ni več v fiksni ravnini v prostoru. Satelitu, ki kroži v smeri vrtenja Zemlje ($i < 90^\circ$), se ravnina tira suka v zahodni smeri, za tiste, ki letijo proti zahodu ($i > 90^\circ$), pa se suka proti vzhodu. Kotna hitrost precesije orbitalne ravnine, izražena kot sprememba dolžine dvižnega vozla v radianih na sekundo, je enaka (Kozai, 1959)

$$d\Omega/dt = -\frac{3}{2}\frac{2\pi}{P}\left(\frac{R_{z\,ekv}}{r_o}\right)^2 \frac{J_2}{GM_z R_{z\,ekv}^2}\cos i \tag{5.49}$$

kjer je P obhodni čas satelita in r_o parameter njegovega tira ($r_o = a(1-\epsilon^2)$). Za Mednarodno vesoljsko postajo (tabela 5.2) je $d\Omega/dt = -9.988 \cdot 10^{-7}$ rad/s $= -4.94^o$/dan $= -0{,}319^o$/obhod. Za satelite na nizkih tirnicah torej ne smemo predpostaviti, da je njihova ravnina v prostoru stalna, ampak se zaradi sploščenosti počasi vrti, torej se ustrezno spreminja tudi dolžina dvižnega vozla Ω. Za satelite z $i > 90^o$ se ravnina vrti proti vzhodu, torej Ω raste s časom. S primerno izbiro naklonskega kota i je mogoče doseči, da naredi satelitova ravnina en obhod ravno v enem letu. Za take satelite pravimo, da so na heliosinhronih tirnicah, saj položaj njihovega tira glede na Sonce ostaja enak. To je lahko koristno. Če kaže normala na tak tir proti Soncu, je satelit ves obhod osvetljen s Sončevo svetlobo, ker pa se ravnina tira vrti skupaj s Soncem, se taka situacija ohranja. Posledično solarni paneli stalno lahko proizvajajo elektriko in tak satelit ne potrebuje baterij za shranjevanje energije.

Če je satelit na eliptičnem tiru, sploščenost Zemlje povzroča tudi spreminjanje argumenta perihelija ω. Izraz za $d\omega/dt$ je povsem enak enačbi za $d\Omega/dt$, le $\cos i$ je treba zamenjati z $1-5\cos^2 i$.

5.4 Sateliti Starlink

Do nedavnega so umetni sateliti delovali vsak zase. Izjema so bile manjše družine satelitov, kot je na primer 24-32 satelitov sistema GPS (Global Positioning System) za namene satelitske navigacije. Takih sistemov je sedaj več, GPSu so se pridružili evropski Galileo, kitajski Beidou in ruski Glonass, podobnih je tudi 66 satelitov družine Iridium, ki so namenjeni satelitskim telefonom. Nekaj povsem drugega pa so sateliti sistema Starlink, preprosto že zato, ker jih je ogromno (konec leta 2021 jih je že več kot 1700, številka pa naj bi rastla v desettisoče), ker predstavljajo grožnjo opazovanju nočnega neba in zaradi znatne možnosti trkov tudi onesnaženja nizkih tirnic s številnimi vesoljskimi smetmi. Tako predstavljajo resno grožnjo bodočim potovanjem po Osončju, zavajajoča in manipulativna pa je tudi uradna izjava podjetja, da toliko satelitov potrebujejo za zagotavljanje dostopnega satelitskega interneta vsem. V tem razdelku zato ponatiskujemo malenkost dopolnjen članek, ki je bil 30. julija 2020 objavljen v prilogi Znanost časnika Delo. Članek je imel pomenljiv naslov *Okoljska cena za tisočinke sekunde hitrejše finančno trgovanje.*

Satelitov Starlink pred letom 2019 ni bilo. V januarju leta 2022 jih je bilo izstreljenih že več kot 2000. Ti sateliti že povzročajo probleme ljubiteljem narave, raziskovalcem vesolja in upravljavcem satelitov. V nekaj letih naj bi jih bilo 42 tisoč. Toliko naj bi jih uradno potrebovali za zagotavljanje internetnega dostopa odmaknjenim delom sveta. Dejansko je namen malenkost hitrejše finančno trgovanje med denimo Londonom in New Yorkom.

Zaradi Zemljinega privlaka kamen pade na tla. Če ga vržemo hitreje, lahko leti dlje. Enako se dogaja tudi satelitom. Ker pa so zelo hitri, letijo tako daleč, da se okrogla Zemlja sproti krivi pod njimi. Tako ne padejo dol, ampak zaokrožijo okoli nje. Potrebna hitrost za tir nizko nad Zemljo je 7,7 kilometra v sekundi. Satelit torej preleti Slovenijo v pol minute, v uri in pol pa obkroži Zemljo. Naslednjič ne bo letel nad nami, ampak nad Atlantikom, saj se Zemlja vrti. Nemogoče je torej narediti satelit, ki bi lebdel nad Slovenijo. Če so namen satelita komunikacijske povezave in zato v vsakem trenutku želimo imeti vsaj enega več kot 30 stopinj nad obzorjem, jih potrebujemo več. Koliko, je odvisno od njihove višine, saj se podobno kot v hribih z oddaljenih satelitov vidi dlje. Pri višini 550 km potrebujemo za stalno pokritje po 36 satelitov v 36 različnih ravninah, torej skupaj 1296 satelitov. Če pa so sateliti 20 tisoč km nad površjem, so dovolj po štirje v 6 ravninah. Slednji primer je domač, saj opisuje skupino satelitov GPS. Kot vemo, naš mobilni telefon res brez težav ujame signal z vsaj treh takih satelitov in tako izračuna, kje smo.

Doslej so take skupine z do nekaj deset sateliti na relativno visokih tirih uporabljali tudi ponudniki satelitskih komunikacij. Nameni podjetja SpaceX s skupino satelitov Starlink so drugačni. V tirnice, ki so samo 550 ali celo le 350 km nad Zemljo, nameravajo izstreliti 12 tisoč, glede na ravno objavljene načrte pa celo 42 tisoč satelitov. Vprašati se velja, zakaj tako nizki tiri in zakaj tako velike številke. Kaj je torej pravi namen preplavljanja neba z desettisoči satelitov?

5.4.1 Namen družine satelitov Starlink

Uradno SpaceX objavlja, da so sateliti Starlink namenjeni zagotavljanju dostopa do interneta v odročnih predelih sveta. Vendar svet ni tako nepovezan, kot se zdi. Izkušnje kažejo, da je mobilni dostop do interneta na voljo marsikje, kjer sploh ni električnega omrežja, recimo v odročnih delih

Kameruna ali v Gruziji v dolinah ob čečenski meji. Na strani https://gsma.com se podučimo, da vsaj eden od treh lokalnih mobilnih ponudnikov pokriva več kot 90% površja države Burkina Faso v zahodni Afriki, ki ima približno 20-krat nižji bruto domači proizvod na prebivalca od slovenskega. Ta internet sicer ni hiter, a pokritost ni slaba. Proti filantropičnim razlagam o internetu ljudem govorita še dva argumenta. Kot prvo bi marsikdo, ki nima interneta, težko kupil več kot sto evrov vredno zemeljsko postajo za komunikacijo s sateliti. Kot drugo bi v primeru visokih tirnic potrebovali le nekaj deset, pri nizkih pa nekaj tisoč satelitov, načrtujejo pa jih še desetkrat več.

Na konferenci Evropske astronomske zveze junija 2020 je na moje vprašanje dr. Mark McCaughrean z Evropske vesoljske agencije potrdil, da je razlog za ogromno število satelitov na nizkih tirnicah en sam: čim hitrejši prenos podatkov. Angleška beseda, ki opisuje to lastnost internetnih komunikacij je *latency*, naša pa zakasnitev. Po optičnih vlaknih namreč podatki zaradi vplivov lomnega količnika materiala potujejo za 30% počasneje kot po zraku ali v vesolju. Po podmorskih kablih tako signal iz Londona v New York in nazaj potrebuje 76 tisočink sekunde. Kar je dovolj za vse potrebe z eno izjemo, ki pa ima tudi denar za financiranje desettisočev satelitov.

Ta izjema je hitro trgovanje med borzami. Tu gre za posle, ki izkoriščajo drobne trenutne razlike v cenah. Pri milijonski transakciji tako lahko zaslužite nekaj centov. Zaslužek se skriva v velikem številu poslov in seveda v tem, da ste prvi in ne drugi. Šteje hitrost, manj inteligenca. Namesto ljudi zato posle sklepajo računalniki, pri prenosu zahtevkov šteje vsaka tisočinka sekunde. Tako upajo, da bo preko verige satelitov Starlink povratna pot med Londom in New Yorkom trajala le 50 tisočink sekunde. Sateliti morajo biti nizko in jih mora biti na desettisoče zato, da bo pot čim krajša. Pri satelitih, ki bi bili višje, bi bila pot za nekaj tisočink sekunde daljša. Celo njihove tirnice so glede na ekvator nagnjene za 53 stopinj najbrž zato, da si signal med tema dvema mestoma podajajo sateliti, ki letijo eden za drugim, kar je najenostavneje.

5.4.2 Težave s sateliti Starlink

Sateliti Starlink so relativno veliki, vsak tehta nekaj nad 200 kg, sončne celice pa se raztezajo 9 metrov daleč. Do leta 2019 je bilo v tirnicah nižjih od 600 km približno 360 satelitov z maso nad 100 kg. Do julija 2020 se jim je pridružilo še 540 Starlinkovih, njihovo število se vsak mesec poveča za med 60 in 120. Ko bo številka dosegla desettisoče, boste s pestjo, iztegnjeno proti nebu, skoraj vedno pokrili enega. Takrat bo postala resna tudi nevarnost trkov med sateliti, kar nakazuje tudi dejstvo, da se je že lanskega septembra eden od prvih Starlinkov skoraj zaletel v evropski satelit Aeolus. Pri trku nista uničena le udeležena satelita, ampak nastane na tisoče koščkov, ki kot izstrelki s hitrostmi več kilometrov na sekundo lahko preluknjajo druga plovila. Potovanje proti Mednarodni vesoljski postaji ali še kam dlje v poplavi vesoljskih smeti lahko postane prenevarno.

Astronomi težko razumemo, da so se pri podjetju SpaceX zmotili in so njihovi sateliti več desetkrat svetlejši od napovedi. Svetle površine odbijajo dovolj sončne svetlobe, da jih je v poletnih nočeh mogoče videti s prostim očesom. Menda bodo naslednje satelite prekrili s temno peno in bodo zato manj opazni. Pozimi je nekoliko bolje, saj so sateliti znaten del noči v senci. Pa vendar ta skupina satelitov uničuje pogled na nočno nebo praktično kjer koli na Zemlji. Tu gre za pravico do neokrnjene narave pa tudi za profesionalne astronomske raziskave. V vidni svetlobi bo zaradi svetlih satelitskih sledi uničenih nekaj odstotkov astronomskih opazovanj, tudi z največjimi teleskopi na najboljših opazovališčih.

Še bolj so zaskrbljeni astronomi, ki opazujejo radijsko sevanje iz vesolja, saj so frekvence komunikacije med sateliti in Zemljo zelo blizu z mednarodnimi sporazumi zaščitenim frekvencam, pri katerih seva molekula formaldehida v medzvezdnem prostoru, in frekvencam za interferometrično slikanje podrobnosti razporeditve plina v okolici črnih lukenj v središčih galaksij. Le upamo lahko, da so oddajniki na satelitih Starlink dobro narejeni in ne sevajo pri drugih frekvencah od predvidenih. Imamo pa slabe izkušnje z Motorolinimi oddajniki na satelitih skupine Iridium, ki so pred leti povzročili izjemne težave v opazovanju vesolja v radijski svetlobi. Seveda pa sateliti Starlink poleg hitrega trgovanja ponujajo tudi satelitski internet. Potencialno celemu svetu. To bo povzročalo glavobol obstoječim internetnim ponudnikom pa tudi celotni družbi, ki se ji zdi tvegano, da bi imelo znaten del prenosa podatkov pod nadzorom eno samo podjetje oziroma en sam operater iz ene same države.

5.4.3 Možne rešitve

Skoraj stokratno povečanje števila satelitov v nizkih tirnicah ne koristi nikomur, z izjemo finančnih hazarderjev. Slednji bi lahko pritegnili bogatega investitorja, ki bi med London in New York postavil verigo kakih 80 stolpov ali v morsko dno sidranih balonov z mikrovalovnimi antenami, ki bi zaradi še krajše poti prehitele komunikacijo preko satelitov Starlink. Bolj smiselna rešitev, o kateri je Evropska unija leta 2014 že razpravljala, je davek v višini desetinke odstotka na vsako finančno transakcijo. To bi močno omejilo privlačnost hitrega računalniškega medborznega trgovanja, dejavnosti, ki v ničemer ni družbeno koristna. Ni prav, da po obstoječi pravni regulativi lahko ena država brez širšega soglasja dovoli postoteriti število satelitov v Zemljini tirnici. Podobno kot pri klimatski krizi gre tudi tu za nevzdržno ravnanje z omejenimi viri. Celo če bodo vsi ti sateliti na koncu zgoreli v našem ozračju, je škoda lahko znatna, saj na ta način v zgornje plasti atmosfere vnašamo precej kovin, ki so seveda prevodne in lahko spremenijo elektromagnetne lastnosti teh plasti. Po začetnem arogantnem nastopu se je trenutno podjetje SpaceX celo pripravljeno pogovarjati o rešitvah, seveda brez opustitve planov za desettisoče novih satelitov. Vendar premikov brez pritiska javnega mnenja ni mogoče pričakovati. Dobra javna podoba lastnika podjetja namreč pomaga pri prodaji, ne nazadnje tudi njegovih električnih avtomobilov.

5.5 Raketni pogon

Na začetku omenimo, da za vsak manever ni potrebno vžigati motorja. Za zasuk ladje, tako da po manevru le gleda v drugo smer, uporabimo inercialno kolo (angl. reaction wheel[60]). Vektor vrtilne količine plovila in vrtečih se inercialnih koles, ki delujejo kot vztrajniki, se ohranja: če kolesa z elektromotorjem zasukamo v drugo smer, se plovilo zasuka v nasprotni smeri. Tako obračanje ne potrebuje goriva, saj za vrtenje in obračanje koles uporabljamo elektriko proizvedeno s sončnimi celicami. Kot primer vesoljske teleskope, tudi teleskop James Webb, obračamo proti želenim vesoljskim objektom z inercialnimi kolesi.

Za spremembo tirnice poleg gravitacijskih sil okolnih teles običajno uporabimo klasični raketni motor, manjši popravki so izvedljivi z mikromotorji, v zadnjem času pa sta se jima pridružila še ionski motor in sončno jadro. O teh možnostih bomo govorili v nadaljevanju.

5.5.1 Klasični raketni motor

Raketa v vesolju leti v vakuumu, torej se lahko "odrine" le od same sebe. Pri tem se ohranja skupna gibalna količina. Vzemimo, da smo v sistemu, ki miruje glede na raketo. Torej je v tem inercialnem sistemu gibalna količina rakete enaka nič. Če skozi raketno šobo s hitrostjo v_i v smeri proti levi izvržemo gorivo, tako da se masa rakete spremeni za dm (sprememba mase je negativna), bo raketo z maso m odneslo na desno s hitrostjo dv. Velja

$$m\,dv + v_i\,dm = 0$$

Sedaj lahko seštejemo majhne spremembe hitrosti od začetne hitrosti rakete v_o do končne hitrosti v_k, pri čemer se je zaradi izmetavanja snovi s hitrostjo v_i masa rakete zmanjšala od m_o na m_k

$$\begin{aligned} -\frac{1}{v_i}\int_{v_o}^{v_k} dv &= \int_{m_o}^{m_k} \frac{dm}{m} \\ \Delta v = v_k - v_o &= v_i \ln \frac{m_o}{m_k} \end{aligned} \tag{5.50}$$

To je raketna enačba Ciolkovskega, poimenovana po ruskem pionirju vesoljskih poletov[61]. Če je željena sprememba hitrosti podobna ali celo večja od hitrosti izpušnih plinov v_i, mora raketa skozi šobe izvreči velik del svoje mase. Večino mase take rakete torej predstavlja gorivo, kar pomeni, da je masa koristnega tovora majhna. To je pogosta težava, saj je hitrost izpuha relativno majhna: raketni motorji, ki so jih pri Saturnu V, to je raketi, s katero so astronavti programa Apollo poleteli proti Luni, uporabili za spremembo tirnice za pot proti Luni, so imeli $v_i = 4{,}13$ km s^{-1}. Tudi

[60] https://en.wikipedia.org/wiki/Reaction_wheel.
[61] http://epizodsspace.airbase.ru/bibl/inostr-yazyki/tsiolkovskii/tsiolkovskii-nhedy-t2-1954.pdf.

danes klasični raketni motorji ne razvijajo znatno višjih hitrosti izpušnih plinov, saj je intenzivnost eksplozivnega spajanja tekočega vodika in kisika v raketnem motorju omejena, bolj izdatne kemične reakcije pa ne poznamo. Izboljšave motorjev na enako gorivo, ki naj bi v letu 2022 omogočile polete raketi SLS, dosegajo hitrosti izpuha do 4,61 km s^{-1}. Torej so se klasični raketni motorji v pol stoletja izboljšali, vendar ne dramatično. Namesto hitrosti izstopnih plinov raketni inženirji pogosto podajajo količino, ki jo imenujejo specifični impulz in jo podajajo v sekundah. To je kar hitrost izpušnih plinov v_i deljena s težnostnim pospeškom na Zemljinem površju.

O tehnoloških težavah raketnih motorjev, ki so predvsem povezane s črpalkami, ki morajo v šobe dovesti dovolj goriva, priporočam ogled odličnega predavanja prof. dr. Matevža Dularja: https://youtu.be/kjE_yRUm4ks.

5.5.2 Ionski motor

Ker plinov v izpušni šobi ni mogoče segreti do poljubnih temperatur, je hitrost izpuha omejena na hitrosti pod 5 km s^{-1}. Večja izstopna hitrost bi bila seveda koristna, saj bi z isto količino goriva dosegli večjo spremembo hitrosti (enačba 5.50). To lahko naredimo z ionskim motorjem, kjer visokih hitrosti plina ne dosegamo z gretjem oziroma eksplozivnim spajanje vodika in kisika, ampak z ioni, ki jih pospešujemo z električno napetostjo. V takih ionskih motorjih najprej ioniziramo žlahtni plin, običajno ksenon, nato pa ione električno pospešimo do hitrosti med 25 in 50 km s^{-1}. Za rešetko, ki služi kot negativni pol pospeševalne napetosti, ionom pridružimo še manjkajoče elektrone. Tako je tok snovi iz plovila električno nevtralen in zato prosto odleti proč. Zaradi visoke izstropne hitrosti so taki motorji zelo gospodarni, žal pa z njimi ni mogoče ustvariti velikega potiska, saj bi prevelika količina plina uničila izstopno rešetko. Tipični potiski se tako merijo v tisočinkah Newtona. Tako imamo ionski motor pogosto vklopljen zelo dolgo (tudi po več mesecev), kljub izjemno majhni sili pa v tako dolgem času znatno spremenimo hitrost plovila in to ob izjemno majhni rabi goriva. V Zemljini tirnici je tak pogon uporabljala že omenjena sonda GOCE, sateliti Starlink, pa tudi kitajska vesoljska postaja. S takim pogonom so izvedli tudi medplanetarna potovanja. Primeri so Nasina sonda Deep Space 1, japonska sonda Hayabusa, evropski Smart 1, Nasina sonda Dawn, ter evropska LISA Pathfinder in BepiColombo.

Kot alternativno možnost ionskemu pogonu v magneto-plazemsko dinamičnih motorjih plazmo pospešujemo z Lorentzovo silo. Raziskave teh motorjev, ki so še v fazi razvoja, kažejo, da so izstopne hitrosti lahko visoke, pa tudi pospešek je lahko dovolj velik (dosega do 200 N), da bodo taki motorji uporabni za hitre spremembe tirnic.

5.5.3 Sončno jadro

Fotoni oziroma svetloba Sonca, ki osvetljuje vesoljsko ladjo, nanjo deluje tudi z majhnim tlakom. Če ima ladja, ki jo osvetljuje gostota svetlobnega toka j, odbojnost alb, je ta tlak enak

$$P = \frac{(1 + alb)\, j}{c} \tag{5.51}$$

Če poznamo še površino S, s katero plovilo prestreza svetlobo, in njegovo maso m, lahko za pospešek zaradi svetlobnega tlaka zapišemo

$$\frac{dv}{dt} = \frac{(1 + alb)\, jS}{mc} = \frac{(1 + alb)j}{(m/S)\, c} \tag{5.52}$$

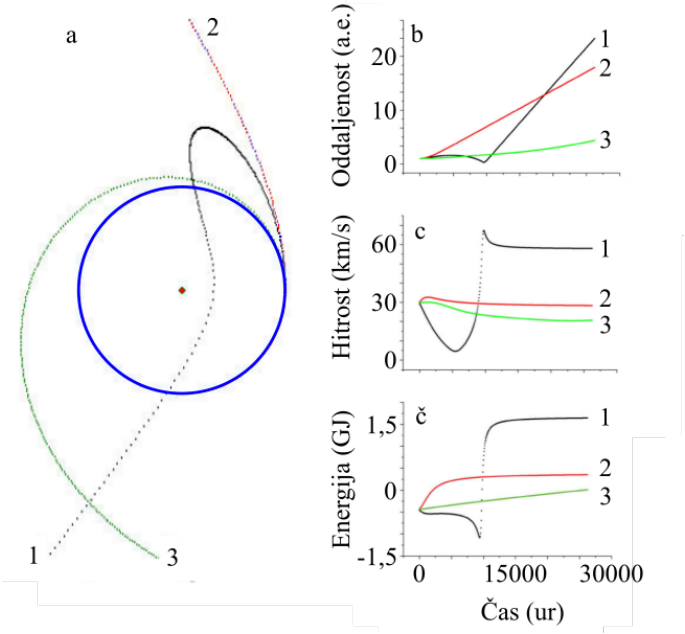
kjer je m/S ploskovna gostota. Očitno si želimo plovila v obliki jadra, postavljenega pravokotno na sončne žarke, ki bo imelo kar največjo površino ob čim manjši masi, torej karseda majhno razmerje m/S. Pospešek zaradi svetlobnega tlaka lahko primerjamo s težnostnim pospeškom Sonca. Njuno razmerje imenujejo tudi faktor lahkosti (sail lightness factor)

$$faktor\, lahkosti = \frac{(dv/dt)_{sevalni\, tlak}}{(dv/dt)_{gravitacija}} = \frac{(1 + alb)\, L_\odot/(4\pi d^2)}{(m/S)\, c\, GM_\odot/d^2} = \frac{(1 + alb)\, L_\odot}{4\pi GM_\odot\, c\, (m/S)} \tag{5.53}$$

Relativni pomen sevalnega in gravitacijskega pospeška ni odvisen od razdalje od Sonca, saj tako gostota svetlobnega toka kot gravitacijski pospešek padata s kvadratom razdalje. Razmerje je

enako 1 (ob idealni odbojnosti $alb = 1$) pri $m/S = 1{,}6$ g/m^2. To je zelo majhna ploskovna gostota, saj bi 50-kilogramsko plovilo s tako gostoto moralo imeti jadro s površino kvadrata s stranico 177 m.

Za prihodnost tovrstnih misij je izdelava novih, čim lažjih materialov bistvenega pomena. Troslojni materiali, ki so trenutno na razpolago, imajo površinsko gostoto okrog 10 g/m^2. Težava je v tem, da jadro izstreljeno z Zemeljske površine, nujno potrebuje vmesno plast, ki izboljša prožnost materiala, ki bi se med izstrelitvijo in razvijanjem v vesolju sicer poškodoval. Če bi bilo mogoče izdelati jadro v vesolju, bi lahko maso plovila ustrezno zmanjšali. Z nadaljnjim razvojem tehnologije kompozitnih vlaken lahko upamo na jadra z gostoto manjšo od 1 g/m^2, ki bi prenesla izstrelitev z Zemlje. V primeru izdelave jadra v tirnici okoli Zemlje, pa bi bilo mogoče z naparevanjem doseči površinske gostote krila, ki bi bile manjše od 0,05 g/m^2. Torej so vesoljska jadra zanimiv pogon za potovanje po Osončju.



Slika 5.6: Potovanje s sončnim jadrom po Osončju, kot ga je izračunal študent Martin Vodopivec. Narisani so trije primeri: (1) za sončno jadro s ploskovno gostoto 2 g/m^2 nagnjeno nazaj pod kotom 25,9°, (2) za enako jadro nagnjeno naprej pod kotom 21° in (3) za tirnico sonde Deep Space One z ionskim pogonom ($m = 486$ kg, $F = 92$ mN, poraba goriva 100 g/dan). Graf *a* kaže oblike tirov (modro je označen Zemljin tir okoli Sonca), grafi *b*, *c* in *č* pa prikazujejo časovni potek oddaljenosti od Sonca, hitrosti glede na Sonce, in polne energije. Eno leto ima približno 8766 ur.

Slika 5.6 prikazuje dva tira za hipotetično sondo s sončnim jadrom in za sondo z ionskim pogonom. Da dosežemo kar največjo hitrost, s katero naj se sončno jadro oddaljuje od Sonca, je koristno z nazaj obrnjenim jadrom najprej zavreti, tako da sonda pade bliže Soncu, kjer nato lahko močno pospeši in odleti navzven z veliko hitrostjo.

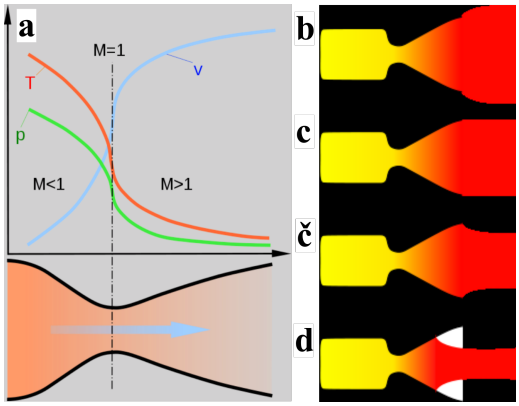
Prva medplanetarna sonda, ki je za pogon uporabila sončno jadro, je bila leta 2010 izstreljena misija IKAROS Japonske vesoljske agencije[62]. Z jadrom s površino 196 m^2 so dosegli silo fotonskega tlaka 1,12 mN.

5.5.4 Izstrelitev z Zemlje

Za izstrelitev rakete z Zemlje morajo motorji raketo dvigniti nad atmosfero, predvsem pa pospešiti na krožilno hitrost. Ob tem mora sila raketnih motorjev presegati silo teže, saj sicer raketa sploh ne vzleti s startne rampe. Ionski motor, sončno jadro in tudi magneto-plazemski motor imajo za tako nalogo mnogo velikostnih redov premajhne potisne sile in nič ne kaže, da bi se to lahko spremenilo. Torej je za izstrelitev z Zemlje uporaben le klasični raketni motor. Ker tudi zanj to ni lahka naloga, bo izstreljevanje tovora ali astronavtov v Zemljino tirnico še naprej drago početje. Trenutna cena je blizu 10.000 evrov za vsak kilogram koristnega tovora v nizki Zemljini tirnici.

Žal so obeti drastičnih pocenitev za mnogo velikostnih redov, ki jih obetajo različna privatna podjetja, nerealni in služijo predvsem samopromociji, ki jim prinaša denar lahkovernih vlagateljev. Vsako poletje se ob pomanjkanju drugih novic pojavijo rumeni članki, ki trdijo, da je prihodnost denimo v gradnji izstrelitvenih stolpov, ki bi gledali ven iz atmosfere in tako zagotavljali enostaven dostop do vesolja. Kot prvo, bi bilo tak stolp zelo težko zgraditi, kot drugo, pa ne bi omogočal

[62] https://en.wikipedia.org/wiki/IKAROS



Slika 5.7: Shematski prikaz razmer v raketnem motorju. Levi graf prikazuje potek temperature (T), tlaka (p), hitrosti (v) in Machovega števila (M, to je razmerja med hitrostjo in zvočno hitrostjo, ki jo podaja enačba 4.107) od zgorevalne komore skozi ustje v izpušno šobo. Za dober izkoristek mora biti tlak v izpuhu enak tlaku okolnega medija, kar dosežemo s prilagoditvijo oblike izpušne šobe. Plamen ima takrat obliko, kot jo kaže slika *c*. Sliko *b* bi dobili, če bi motor, prilagojen za delovanje v ozračju, poganjali na velikih višinah, sliki *č* ali celo *d* pa, če bi vakuumski motor poganjali v Zemljini atmosferi. Vir: wikipedia.

izstreljevanja satelitov v tirnico, saj je sprememba gravitacijske energije med Zemljino površino in tirnico nekaj sto kilometrov višje le kakšna šestina kinetične energije, ki jo mora imeti satelit, da namesto strmoglavljenja ob vznožje stolpa začne krožiti okoli Zemlje (enačba 5.38). Višanje izstrelitvene ploščadi, recimo z uporabo letal, le malo prispeva k zmanjšanju energije, ki jo je treba vložiti za vtirjenje satelita v krožnico okoli Zemlje.

Teoretično možna rešitev bi bila, da bi satelit nad ekvatorjem, ki bi bil dlje od geostacionarne tirnice, privezali na v Zemljo pritrjen kabel. Kabel bi bil napet zaradi sile satelita, torej bi potrebovali le še dvigalo, s katerim bi se dvignili do geostacionarne tirnice in nato odpluli v vesolje. Pri tej zamisli sicer ni težav s kinetično energijo, je pa povsem neuresničljiva, saj nikakor nimamo dovolj trdnega materiala, da se kabel, ki je obremenjen zaradi lastne teže, ne bi takoj strgal. V vesolje torej ne moremo niti z dvigalom. Zato razmislimo, kako to narediti z dobrim starim klasičnim raketnim motorjem.

Hitrosti izpušnih plinov iz raketnega motorja so relativno majhne, torej moramo motor optimalno načrtovati. Tlak izpušnih plinov mora biti čimbližje okolnemu tlaku (slika 5.7), zato je oblika šobe različna za motor, ki naj deluje v ozračju, od tistega, ki naj deluje v skoraj popolnem vakuumu vesolja. Različne so tudi hitrosti izpušnih plinov. Motorji rakete Saturn V, s katero so astronavti vzleteli v tirnico okoli Zemlje in nato nadaljevali pot proti Luni, so bili dveh vrst: tisti, ki so bili namenjeni izstrelitvi, so imeli hitrost izpušnih plinov $v_i = 2580\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, medtem ko so višje uporabljali motorje z $v_i = 4130\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. Za misijo Apollo 11 je bila startna masa 2941,221 t, motorji pa so izvrgli 13,309 t/s. Slika 5.8 kaže, kako bi tako raketo pospeševali opisani motorji za izstrelitev z Zemlje. Modra črta kaže rast hitrosti, če na raketo ne bi delovala sila teže, rdeča pa za primer, da raketo v smeri nazaj vleče Zemljin težnostni pospešek $g = 9{,}81\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. Črna črta kaže spreminjanje mase celotne rakete, ki vsako sekundo skozi šobe izvrže dobrih 13 ton goriva. Za hitrost v ob času t po izstrelitvi velja

$$v = -gt - v_i \ln \frac{m}{m_o} \tag{5.54}$$

Masa rakete m se od začetne vrednosti m_o ob (privzeto) konstantnem masnem toku dm/dt s časom manjša kot

$$m = m_o + \frac{dm}{dt} t \tag{5.55}$$

Sedaj lahko hitrost izrazimo le z maso rakete

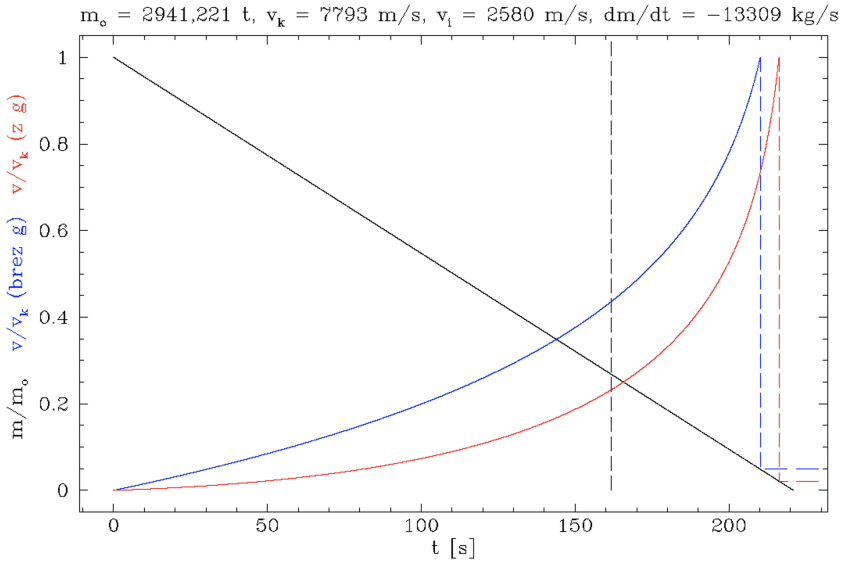
$$v = -g \frac{m_o - m}{\frac{-dm}{dt}} - v_i \ln \frac{m}{m_o} \tag{5.56}$$

Če delež začetne mase, ki smo jo izvrgli skozi raketne šobe, označimo z $x = 1 - \frac{m}{m_o}$, enačbo prepišemo v

$$v = v_i \left(-\ln(1-x) - \frac{g m_o}{-\frac{dm}{dt} v_i} x \right) \tag{5.57}$$

Ob izstrelitvi je x majhen, torej sta majhna tudi oba člena v zapisani enačbi. Ker je ob izstrelitvi $x \ll 1$, je $-\ln(1-x) = x$. Tako mora biti $\frac{g m_o}{-\frac{dm}{dt} v_i} < 1$, da se bo raketa sploh dvignila s tal. V primeru

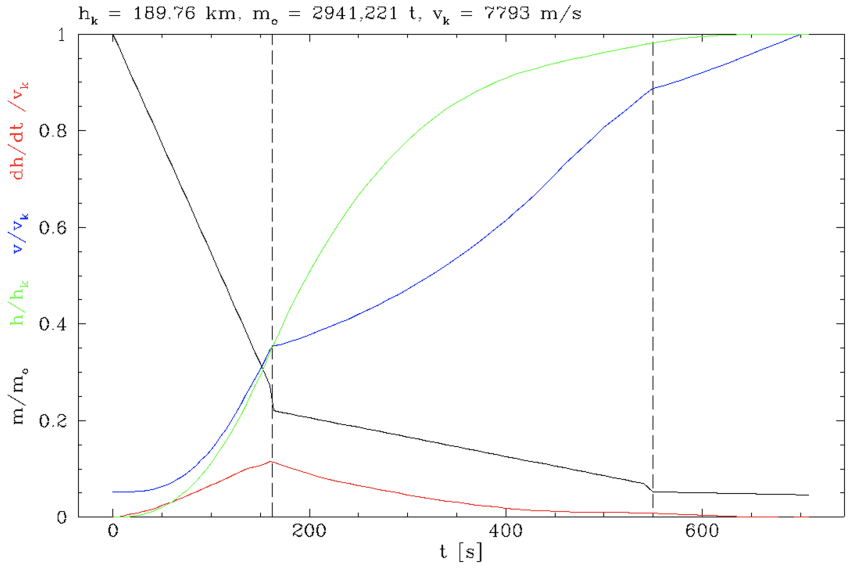
Apolla 11 ima ta izraz vrednost $\frac{9{,}81 \cdot 2941{,}221}{13{,}309 \cdot 2580} = 0{,}84$. Torej raketa z izstrelitvene rampe starta relativno počasi, saj komaj premaguje silo teže. Rdeča krivulja na sliki 5.8 se začne vzpenjati zelo položno. Ko hitrost narašča, bi morali upoštevati še zračni upor, ki smo ga pri računu zanemarili. Je pa tudi res, da se kasneje raketa obrne proti vodoravni smeri, torej je Zemljin gravitacijski pospešek ne vleče več v vzvratni smeri.



Slika 5.8: Pospeševanje rakete z maso Apolla 11, ki bi jo poganjali motorji njegove prve stopnje. Graf prikazuje manjšanje mase rakete (črno) in večanje hitrosti, če bi bila raketa zunaj gravitacijskega polja (modro), oziroma če jo Zemljin težnostni pospešek vleče v smeri nazaj (rdeča črta). Krivulji se končata pri orbitalni hitrosti v_k, z barvnima črtkanima črtkama pa preberemo preostali delež mase rakete. Črna črtkana črta označuje čas, ko je prenehala delovati prva stopnja.

Slika 5.8 kaže, da izstrelitev rakete z enim samim setom motorjev ni mogoča. Ko raketa doseže krožilno hitrost, nam ostane le med 2 in 5 odstotki izstrelitvene mase, vse preostalo je gorivo, ki smo ga porabili za izstrelitev. Za dobrih 2800 ton goriva bi potrebovali ogromne rezervoarje. Masa praznih rezervoarjev bi presegala maso, ki jo lahko vtirimo. Torej je odločilno, da prazne rezervoarje odmetavamo sproti. Vsaka raketa ima tako več stopenj. Skupaj s praznimi rezervoarji prve stopnje odvržemo tudi motorje in na naslednji stopnji vžgemo nov set motorjev, ki je prilagojen na delovanje zunaj atmosfere in ima zato lahko večjo izstopno hitrost.

Običajno so rakete, ki dosežejo Zemljino tirnico, tristopenjske. Slika 5.9 je prikaz dejanskih parametrov izstrelitve Apolla 11. Navpični črtkani črti označujeta trenutka, ko so odvrgli prvo in drugo raketno stopnjo. Krožilno tirnico je doseglo približno 5% startne mase. Vendar to niso bili prazni rezervoarji za gorivo ampak dejanski koristni tovor, vključno z astronavti, ki so nadaljevali pot proti Luni. Če na slikah 5.8 in 5.9 primerjamo hitrost 161,6 s po izstrelitvi, to je v trenutku ločitve prve stopnje, vidimo, da so naši računi blizu realnosti. Ob privzetkih, da se raketa vzpenja navpično in da lahko zanemarimo zračni upor, smo hitrost rakete ocenili na $0{,}23 \cdot 7793\,\mathrm{m\,s^{-1}} \simeq 1800\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, medtem ko je dejanska vrednost enaka $0{,}36 \cdot 7793\,\mathrm{m\,s^{-1}} \simeq 2800\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. Dejanska hitrost je večja, ker je bila njena hitrost zaradi vrtenja Zemlje že ob izstrelitvi enaka $409\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, pa tudi zato, ker se je raketa že kmalu po startu nagnila postrani in je torej Zemljin težnostni pospešek ni tako močno zaviral. Nagib rakete razberemo iz primerjave modre in rdeče krivulje na sliki 5.9. Hitrost dviganja je največja ob prehodu s prve na drugo stopnjo, vendar tudi tedaj doseže le $900\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, medtem ko je celotna hitrost tedaj že enaka $2800\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. Vtirjenje v krožno tirnico na višini 190 km nad Zemljo je Apollo 11 dosegel po 709,3 sekundah, do te tirnice pa je dvignil 135,67 ton koristnega tovora ter ogrodja in motorjev tretje stopnje. Kasneje so te prižgali še enkrat ter s tem Apollo pognali proti Luni, nato pa so tretjo stopnjo odvrgli, tako da je proti Luni pot nadaljeval le lunarni modul z maso 43,5 tone. Apollo 11 so izstrelili 16. julija 1969 ob 13:32:00 UT v smeri proti vzhodu (NEE, azimut 72,058°), na poti do vtirjenja pa je naredil pot od Floride do sredine Atlantika.



Slika 5.9: Dejanski časovni potek poleta Apolla 11 od izstrelitve do vtirjenja v tirnico 190 km nad Zemljo. Črna črta je delež preostale mase plovila glede na startno maso 2941 t. Navpični črtkani črti označujeta trenutek odvrženja prve in druge raketne stopnje. Modra krivulja je hitrost glede na inercialni sistem. Zaradi vrtenja Zemlje se začne pri 409 m/s, konča pa pri orbitalni hitrosti v_k. Rdeča krivulja je hitrost rasti razdalje od središča Zemlje, merjena v enakih enotah. Zelena krivulja kaže rast razdalje od središča Zemlje do višine vtirjenja 190 km nad Zemljo. Podatke smo črpali iz Krausse (1969).

Saturn V ni več najmočnejša uspešno izstreljena raketa vseh časov. 16. novembra 2022 je bil na testni polet okoli Lune uspešno izstreljen Artemis I, ki temelji na raketi SLS. Ta raketa ima 17% večji potisk in proti Luni lahko spravi za nekaj odstotkov več koristnega tovora kot Saturn V. Gre za evolucijo rešitev iz Saturna V in kasnejših vesoljskih raketoplanov. Tako bomo morda v naslednji letih spremljali nove pristanke ljudi na Luninem južnem polu. To mesto so izbrali, ker smer Lunine vrtilne osi s Soncem oklepa skoraj natančno pravi kot[63] in je zato dno tamkaj ležečega kraterja Shackleton stalno v senci. Tako se je na dnu nabral vodni led. Če molekule vode z elektriko iz na robu kraterja nameščenih sončnih celic spremenimo v vodik in kisik, smo torej naredili raketno gorivo, ki pa je bilo narejeno v vesolju in ga zato ni bilo treba kot tovor pripeljati z Zemlje. To precej olajša nadaljnje potovanje, na primer proti Marsu.

5.6 Tirnice astronomskih satelitov

Astronomski sateliti so dveh vrst: pri raziskavah našega Osončja se praviloma odpravimo tja in si določen objekt ogledamo od blizu. Pri tem uporabimo načine za medplanetarna potovanja, o katerih smo govorili doslej. Če pa nas zanima vesolje onkraj meja našega Osončja, potovanje tja ne pride v poštev, ne sedaj ne v bodočnosti. Opazovati je treba ali z Zemlje ali iz njene okolice. Slednja možnost je precej dražja, zato jo izberemo le, če drugače ne gre. Razlog za opazovanje s satelita je lahko to, da Zemljina atmosfera ni prepustna za svetlobo, ki nas zanima. S površja lahko opazujemo le v vidni in deloma infrardeči svetlobi ter v radijskih valovih. Preostanek infrardeče svetlobe, mikrovalove, ter ultravijolično svetlobo, rentgenske in gama žarke iz vesolja lahko opazujemo le s satelitov. Enako velja tudi za zbiranje kozmičnih delcev, ki prihajajo s Sonca ali od drugod. Celo v vidni svetlobi pa moramo opazovati iz vesolja vselej, kadar je za izvedbo meritev potrebno izjemno dobro kontrolirano okolje, ki ga na kaotično se spreminjajoči Zemlji ni mogoče zagotoviti. Le v vesolju je temperaturo satelita mogoče za mesece ali leta stabilizirati na deset-tisočinko stopinje natančno, obenem pa imeti možnost takojšnje kalibracije meritev preko celotnega neba preprosto tako, da obračamo satelit.

[63] Odstopanje ne preseže 1,54°.

Najenostavneje in najceneje se je le dvigniti nad Zemljino atmosfero. Tako je Hubblov vesoljski teleskop na skoraj povsem krožni tirnici z naklonom $i = 28{,}47^{\circ}$ in 539 km nad Zemljo. Taka izbira omogoča občasno servisiranje satelita, kar se je od njegove izstrelitve leta 1990 izkazalo za modro, pravzaprav odločilno izbiro. Satelit je zunaj atmosfere, torej kotno resolucijo njegovih slik omejuje le uklonska ločljivost (glej poglavje 2.6). Vendar bližina Zemlje še vedno povzroča težave. Kot prvo je teleskop med 95,4 minutnimi obhodi okoli Zemlje skoraj polovico časa v senci, preostanek pa na soncu. Torej solarni paneli ne morejo ves čas proizvajati elektrike in si je treba pomagati z baterijami. Bolj pomembna posledica je, da se temperatura satelita stalno spreminja. Kljub temu, da je teleskop narejen iz materialov s kar najmanjšimi temperaturnimi raztezki, ta temperaturna nihanja zahtevajo stalno prilagajanje delovanja. Ker je Zemlja blizu in je zaradi odboja Sončeve svetlobe na svetlih vrhovih oblakov občasno tudi zelo svetla, je treba paziti tudi na sipano svetlobo v teleskopu, ki bi motila opazovanja. Končno je tu še praktična posledica bližine Zemlje, ko posamezno opazovanje pogosto ne more biti daljše od polovice obhodnega časa satelita, saj potem Zemlja zastre objekt opazovanja.

Zaradi vseh teh razlogov je bolje iti na višjo tirnico, ki pa je tudi dražja in ne omogoča kasnejšega servisiranja teleskopa. Geostacionarna tirnica za astronomske satelite ni preveč popularna, saj je tam že brez njih velika gneča. Tudi površina Lune nam razen trdnih tal nudi malo prednosti. Izjemna temperaturna nihanja zaradi dvotedenskega dneva, ki mu sledi dvotedenska noč, predstavljajo resen problem, težavna pa je tudi preskrba z energijo.

Če se odpravljamo tako daleč, lahko poiščemo tirnico, ki bi imela dodatne prednosti. Želeli bi, da bi imel satelit stalen položaj glede na Zemljo in Sonce. Če je satelit stalno osončen, nimamo potrebe po baterijah, stalni položaj pa rešuje tudi problem spremenljive osvetljenosti. Stalno osončenost lahko dosežemo že na relativno nizki heliosinhroni tirnici, katere ravnina se suka skupaj z Zemljinim kroženjem okoli Sonca (glej zgornje komentarje k enačbi 5.49). Vendar je taka tirnica nizko nad Zemljo, torej problemi zaradi bližine Zemlje ostajajo.

Zemlja obkroži Sonce v enem letu, torej mora imeti tirnica satelita, katerega položaj se glede na Sonce in Zemljo ne spreminja, enak obhodni čas okoli Sonca. Najenostavneje ga je vtiriti v skoraj enak tir okoli Sonca, kot ga ima Zemlja, ki mu dodamo le majhen zamik, tako da satelit kroži okoli Sonca malo pred ali malo za Zemljo. Taka je bila tirnica Nasinega satelita Kepler, s katerim so iskali planete drugih sonc. Njegov obhodni čas okoli Sonca je bil enak 372,57 dni, sploščenost tira je bila 0,036116, naklon pa $0{,}4474^{\circ}$. Za teden dni daljši obhodni čas od Zemljinega je pomenil, da je satelit od izstrelitve leta 2009 rahlo zaostajal za Zemljo. Tako se je sčasoma tudi vedno bolj oddaljeval od nas, kar je proti koncu (podaljšane) skoraj desetletje trajajoče misije pomenilo počasnejše pretakanje podatkov, sicer pa je taka tirnica daleč od Zemlje omogočala opazovanja v zelo stabilnem okolju.

Problem počasnega oddaljevanja od Zemlje lahko rešimo z veliko polosjo tira, ki bi bila natanko enaka Zemljini. Vendar bi tak satelit poleg Sončevega čutil tudi Zemljin privlak, torej bi taka rešitev zahtevala pogosto uporabo raketnih motorjev, ki bi preprečevali padec proti Zemlji. Bi bilo mogoče privlak Sonca in Zemlje združiti v tirnico, kjer pogona ne bi potrebovali, ali pa vsaj ne bi bilo potrebno njegovo stalno delovanje? Odgovor je pritrdilen. Najprej si prikličimo v spomin tretji Keplerjev zakon za Zemljo na krožnem tiru s polmerom a_z okoli Sonca z maso $M_\odot$

$$\frac{GM_\odot}{a_z^2} = \frac{v_z^2}{a_z} = \frac{(2\pi a_z)^2}{P_z^2\, a_z}$$

od koder seveda sledi

$$\frac{a_z^3}{P_z^2} = \frac{GM_\odot}{4\pi^2}$$

Sedaj vpeljemo satelit na razdalji $\pm d$ od Zemlje v smeri proč oziroma k Soncu. Ugotoviti želimo, na kateri razdalji d bo skupni gravitacijski privlak Sonca in Zemlje povzročil, da bo obhodna doba satelita še vedno eno leto.

$$\frac{GM_\odot}{(a_z \pm d)^2} \pm \frac{GM_z}{d^2} = \frac{[2\pi(a_z \pm d)]^2}{P_z^2(a_z \pm d)}$$

Enačbo je smiselno pomnožiti z $\frac{a_z^2}{GM_\odot} = \frac{P_z^2}{4\pi^2\, a_z}$:

$$\frac{1}{(1 \pm d/a_z)^2} \pm \frac{M_z/M_\odot}{(d/a_z)^2} = 1 \pm d/a_z$$

ter jo z uvedbo spremenljivk $q = M_z/M_\odot$ in $x = d/a_z$ spraviti v brezdimenzijsko obliko:

$$\frac{1}{(1 \pm x)^2} \pm \frac{q}{x^2} = 1 \pm x$$

Ker je $q = 5{,}94 \cdot 10^{24}/1{,}99 \cdot 10^{30} = 3 \cdot 10^{-6}$, je tudi x majhen in lahko enačbo razvijemo za majhne x:

$$1 \mp 2x \pm \frac{q}{x^2} = 1 \pm x$$

torej

$$\pm \frac{q}{x^2} = \pm 3x$$

iz česar sledi

$$\frac{q}{3} = x^3$$

in

$$x = (q/3)^{1/3} = (3\ 10^{-6}/3)^{1/3} = (10^{-6})^{1/3} = 0.01 \tag{5.58}$$

Tako dobimo končni odgovor, da je obhodna doba eno leto tudi za satelit, ki je od Zemlje oddaljen za stotinko njene razdalje do Sonca, to je 1,5 milijona km v smeri proti oziroma proč od Sonca. V prvem primeru delujeta Sonce in Zemlja v nasprotni smeri in je to tako, kot bi imelo Sonce malo manjšo maso - tako se obhodna doba podaljša na eno leto. V drugem primeru vlečeta Sonce in Zemlja v isto smer in tako obhodno dobo, ki bi bila le ob privlaku Sonca daljša od enega leta, skrajšata na eno leto. V prvem primeru je satelit v prvi Langrangeovi točki L_1, v drugem pa v drugi Lagrangeovi točki L_2.

Razdalja Lagrangeovih točk od Zemlje je enaka skoraj štirikratni oddaljenosti Lune. Torej moramo za pot do tja sondo na nizki tirnici nad Zemljo pospešiti skoraj na ubežno hitrost Zemlje $\sqrt{2\,GM_z/R_z} = 11{,}2$ km s^{-1}. Zaradi velike razdalje sta vpliva osvetlitve z Zemlje in Lune majhna, ob tem pa je ta osvetlitev stalno skoraj povsem enaka: v prvi Lagrangeovi točki proti satelitu gledata od Sonca osvetljeni, v drugi pa neosvetljeni polovici obeh teles.

Prva Lagrangeova točka sistema Sonce–Zemlja je priljubljena za satelite, ki preučujejo Sonce. Taki sta Nasini sondi SOHO in WIND, medtem ko osvetljeno polovico Zemlje preučuje Nasina sonda Deep Space Climate Observatory. V točki L_1 je eksperimente izvajal tudi LISA Pathfinder Evropske vesoljske agencije. Prednost opazovanja Sonca iz območja prve Lagrangeove točke je poleg stalne osvetljenosti tudi dejstvo, da smo nekoliko bližje Soncu. Taka sonda lahko zazna delce, ki letijo s Sonca ob izdatnejših izbruhih s hitrostjo ~ 500 km s^{-1} kako uro preden ti dosežejo okolico Zemlje. Torej nas lahko opozori na prihajajoče tveganje za astronavte na vesoljskih sprehodih, za bolj občutljive satelite, pa tudi za delovanje električnih daljnovodov v severni Kanadi, ki leži blizu magnetnega pola, kamor Zemljino magnetno polje usmeri te delce (problem bi bila lahko precejšnja inducirana napetost v električnih žicah zaradi velikega števila hitrih nabitih delcev).

Druga Lagrangeova točka 1,5 milijona km za Zemljo je priljubljena za opazovanje oddaljenega vesolja. Sonde v resnici niso natanko tam, ampak se okoli te točke z občasno uporabo raketnega pogona počasi gibljejo po pentljastih krivuljah, ki v dolžino merijo nekaj polmerov Zemlje. Razlog za tako izbiro je Zemljina senca, katere dolžina ob odsotnosti loma v Zemljini atmosferi sega do razdalje $a_z R_z/R_\odot(1 - R_z/R_\odot) = 1{,}36 \cdot 10^6$ km, torej skoraj do točke L_2. Ker ne želimo delnih Sončevih mrkov, satelit potegnemo nekoliko proč od podaljška zveznice Sonca in Zemlje.

Iz okolice točke L_2 sta vesolje opazovali sondi WMAP in Planck, ki sta merili mikrovalovno sevanje ozadja, in infrardeča teleskopa Herschel in JWST. Poleg slednjega je v območju druge Lagrangeove točke tudi astrometrično-fotometrično-spektroskopska misija Gaia ter visokoenergijski teleskop Spektr-RG.

5.7 Vesoljska potovanja od Apolla do danes

Poglavje zaključujemo s sestavkoma, ki običajno ne bi sodila v učbenik. Prvi ponuja bolj osebni pogled na dobrih šest desetletij potovanj človeka v vesolje. Ker mnogim bralcem tu manjka sprotne osebne izkušnje, boste v njem morda našli kakšen nov pogled ali informacijo. To je posodobljen tekst, ki je bil objavljen v prilogi Znanost časnika Delo 18. julija 2019.

Z začetka in konca prvega razreda osnovne šole se spominjam dvojega: v oktobru svetovnega rekorda v skoku v daljino Boba Beamona na olimpijadi v Mehiki, že naslednje poletje pa pristanka

na Luni. Oboje v neposrednem prenosu na črno-belem televizorju Major 67, ki je omogočal spremljanje dogajanja na drugi celini, že čez nekaj mesecev pa na Mesecu. Nora izkušnja, ki me je zaznamovala.

In ki mi ponuja preprost odgovor častilcem zarot: pritožite se svojim staršem, da ste se rodili prepozno. Sam si ne postavljam nesmiselnih vprašanj, saj sem spremljal neposredni prenos pristanka ob odličnih strokovnih komentarjih prof. Vlada Ribariča in tedaj 21-letnega študenta Borisa Berganta. Že prenos sam je bil tehnološki uspeh. Večino časa je televizijsko sliko z lunarnega modula sprejemal 64-metrski krožnik radijskega teleskopa Parkes v Avstraliji. Od tam je signal po mikrovalovni zvezi potoval do 300 km oddaljenega Sydneya, nato pa so ga razdelili na dve veji. Ena je šla v avstralsko televizijsko mrežo, druga pa do ameriškega Houstona preko geostacionarnega satelita INTELSAT, ki je lebdel 35.800 km nad Tihim oceanom. Zaradi tega dodatnega ovinka so Avstralci Armstrongov korak videli tri desetinke sekunde pred ostalim svetom. Kot preberemo v članku Sarkissian (2001), je bil prenos na meji možnega. Začeli so ga, ko je Luna v Parkesu šele vzhajala, krožnik teleskopa je zato stal navpično, ob vetru s sunki do 110 km na uro pa se je tresla celotna struktura. Operater je ves čas budno nadziral počasno obračanje teleskopa z vzhajanjem Lune in ni niti za hip poškilil proti televizijskemu monitorju. Tako ni bil med 500 milijoni ljudi, ki so spremljali neposredni prenos s kvalitetno sliko z Lune.

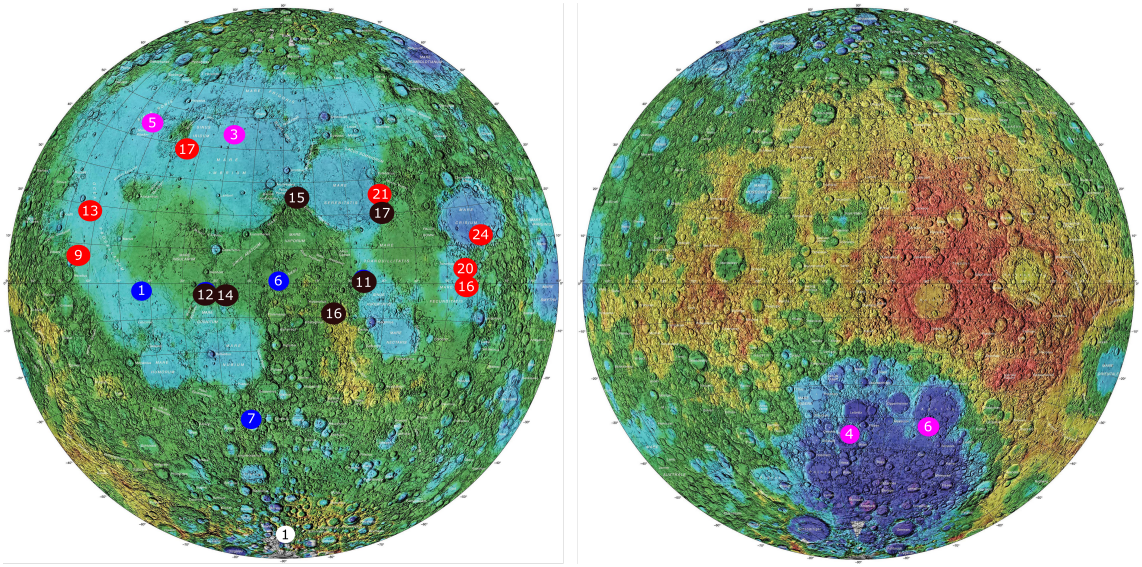
Vsesplošno navdušenje vesoljske dobe je leta 2012 v zgoščenki Telstar - od tod do vesolja lepo povzel Jure Longyka. Ob naslovni popevki Marjane Deržaj je tu še Orion, Zemlja pleše in še 30 drugih. Vesolje je fasciniralo tudi pesnika Gregorja Strnišo (Zwitter, 2008), ki se je nekaj časa preživljal tudi z inštruiranjem matematike. To znanje je znal uporabiti za razumevanje knjige narave, ki je, kot je dejal že Galilej, napisana v matematičnem jeziku. Relativnostna pesnitev in še kakšno mesto v njegovem opusu to izražata z nenavadnim jezikom, iz konteksta pa se vidi, da je fizikalno ozadje pravilno razumel.

Osvajanje Lune imajo mnogi za vesoljsko tekmo. A ta ni bila podobna nogometni tekmi, kjer na koncu šteje le zmaga, ostalo pa se pozabi. Vzdušje v strokovnih krogih je bilo bliže gorskim tekačem. Ti seveda tekmujejo, vseeno pa si tudi pomagajo in bi izogibanje pomoči sotekaču v težavah bilo tako nepojmljivo, da bi sledila takojšnja diskvalifikacija. Tudi ob vesoljskih odpravah je bila "nasprotna" stran vedno pripravljena ponuditi pomoč, pravila obnašanja pa so na vrhuncu hladne vojne leta 1967 vse vpletene strani zapisale v Pogodbo o zunanjem vesolju, ki daje vsa zunajzemeljska naravna telesa v last človeštva (in torej ne kakega preveč ambicioznega podjetnika, ki bi rad rudaril po asteroidih). Februarja 2019 je pogodbo ratificirala tudi Slovenija.

Kot pri teku so tudi v vesolju pomembni etapni mejniki. Kar nekaj jih je dosegla Sovjetska zveza: prvi so izstrelili v vesolje satelit (Sputnik), psa (Lajko), moškega (Jurija Gagarina), žensko (Valentino Vladimirovno Tereškovo), prvo veččlansko vesoljsko odpravo in vesoljsko postajo, izvedli prvi vesoljski sprehod, Rus je tudi najdlje bival v vesolju. Med tekmeci v vesolju veljajo pravila človeške vljudnosti: Neil Armstrong je ob pristanku na Luni poudaril, da je to dosežek za vse človeštvo, Rusi pa se med leti 2011 in 2020, ko so bili poleg Kitajske edina država, ki v vesolje lahko izstreli človeško posadko, s tem pretirano niso hvalili. Slika 5.10 kaže mesta pristankov različnih lunarnih odprav.

Od leta 2000 je stalno vsaj nekaj Zemljanov v tirnici okoli Zemlje. Ljudje smo torej vzpostavili stalno prisotnost v vesolju, niso pa se uresničile napovedi iz dobe Apolla, da bomo vzpostavili bazo na Luni in obiskali Mars. Zato nekateri neupravičeno menijo, da se je vesoljsko raziskovanje ustavilo. Neupravičeno zato, ker smo si Mars in vse druge planete, pa tudi lune, asteroide in komete od blizu ogledali, na nekaterih pa tudi pristali z robotskimi plovili. Raziskovanje Osončja z robotskimi sondami je namreč mnogo cenejše in preprostejše, saj smo ljudje precej neugoden tovor. Poleg zagotavljanja primernih bivalnih pogojev veliko stane tudi varnost, saj se pri sondah s človeško posadko izguba meri v človeških življenjih, ki jih - vsaj dokler imamo astronavte za junake - nikakor ne želimo izgubiti. Dosežkov robotskega raziskovanja je veliko: odkritje pretekle bolj prijazne klime na Marsu, (ki pa ga je klimatska katastrofa, ki se začenja dogajati tudi na Zemlji, pahnila onkraj meja naseljivosti,) za preprosto življenje potencialno znosnih pogojev na lunah Evropa in Enkelad, goste atmosfere z burnim vremenom na luni Titan, zanimive geologije Plutona, pekla podivjane klime na Veneri, mehkih pristankov na asteroidih in kometih. Sateliti nam razkrivajo tudi skrivnosti oddaljenega vesolja, bodisi z opazovanji v valovnih dolžinah svetlobe, ki ne prodre skozi Zemljino atmosfero, bodisi s svojo točnostjo. Tako sta evropska satelita Gaia in Planck doslej najtočneje izmerila razdalje v vesolju in razvoj zgodnjega vesolja.

Pot v vesolje je še vedno tvegana. Tirnico okoli Zemlje je do 20. julija 2021 doseglo 574 ljudi, 22



Slika 5.10: Vidna in skrita stran Lune z označenimi mesti uspešnih mehkih pristankov programov Luna (rdeče), Surveyor (modro), Apollo (črno), Intuitive Machines (belo) in Chang'e (rožnato), z zaporednimi številkami posameznih odprav. Misiji Apollo 11 in 12 sta pristali skoraj tam kot prej Surveyorja 5 in 3. Tirkizne ravnice zapolnjene z vulkanskim peskom na vidni strani imenujemo Lunarna morja, modra tvorba na skriti strani pa je udarna kotlina Aitken. Vir topografske karte Lune z višinami v umetnih barvah od temno modre (−6 km) do rdeče (+7 km): USGS.

pa jih je umrlo na krovu vesoljskih plovil. Tako se zdi, da je komercializacija človeškega potovanja v vesolje lahko problematična, še zlasti ker želijo privatne družbe ob tem ustvarjati tudi dobiček. Med projekti, ki so vzbudili močno nasprotovanje, med drugim s protestno izjavo Mednarodne astronomske zveze in z vrsto nastopov na letnem evropskem astronomskem kongresu leta 2019 v Lyonu, je Starlink firme SpaceX lastnika Elona Muska. Tu ne gre za človeške polete, ampak za sistem satelitov, ki naj bi v naslednjih 5 letih omogočil boljše internetne povezave na Zemlji. Problem je, da v tirnice nizko nad Zemljo načrtujejo izstrelitev kar 12 tisoč ali celo preko 40 tisoč satelitov, kar lahko primerjamo s približno 500 delujočimi sateliti v tem območju pred letom 2019. Sistem je brez posvetovanja z mednarodno skupnostjo odobrila ameriška Zveza za komunikacije. Nevarnosti takega obširnega prisvajanja vesolja so tri: prvič so ti relativno veliki sateliti vidni s prostimi očmi in predstavljajo motnjo pri opazovanju nočnega neba, danosti, ki je tisočletja predstavljala vir užitka in zvedavosti mnogih generacij. Drugič bodo ti povsod prisotni sateliti z močnimi radijskimi oddajniki komunicirali z uporabniki na Zemlji, to pa bo zelo verjetno pomenilo oviro za opazovanje vesolja z radijskimi teleskopi. Če se bodo ponovile slabe izkušnje s sateliti Iridium, torej v prihodnosti ne bo slik črnih lukenj in podobnih odmevnih dosežkov. Na koncu me resno skrbi, kaj bo s sateliti, ki se bodo pokvarili. Zagotavljajo sicer, da naj bi jih vsaj 90% uničili s potopitvijo v Zemljino atmosfero, a vprašanje ostaja, kaj bo s tisoči neuničenih. Bomo poročali o dnevnih trkih satelitskega drobirja? Očitno smo pred novimi izzivi odgovornosti, ki se je zdela pred pol stoletja v času človeških pristankov na Luni samoumevna.

5.8 Kolonizacija vesolja

Zaključimo s pogledom v prihodnost, pri čemer bomo z nekaj dopolnitvami povzeli članek, ki je bil v prilogi Znanost časnika Delo objavljen 4. oktobra 2018. Mediji imajo veliko veselja z napovedmi, da bomo Zemljani kmalu poselili telesa v Osončju, bolj smeli govorijo o medzvezdnih potovanjih. S takimi razmišljanji nekaj najbogatejših uspešno preusmerja pozornost množic od vprašanj družbene pravičnosti, saj se predstavljajo kot vizionarji, ki se jim marsikaj spregleda. Pa se bo človeštvo res kmalu preselilo na Luno ali Mars, morda na planete okoli drugih zvezd?

Začnimo drzno, radi bi potovali do zvezd. Taka želja je vznemirljiva. Z opazovanji z izjemno natančnim spektrografom Harps na Evropskem južnem observatoriju v Čilu in z Nasino misijo

Kepler so ugotovili, da je ob približno vsaki tretji zvezdi v naši Galaksiji vsaj en planet Zemljine velikosti. Pregledi neba, v katerih sodelujemo, prvič omogočajo podrobno preučevanje lastnosti teh zvezd. Celo če se omejimo na našo Galaksijo, obstaja torej nepredstavljivo veliko število planetov, podobnih našemu. Seveda ne vemo, ali je tam življenje, saj ga je na daljavo težko odkriti. Morda bo to uspelo po letu 2024, ko bo v Čilu začel delovati ogromni evropski teleskop ELT. Bi se po odkritju Zemljani lahko najavili na obisk? Najavili že, saj bi tja z enim od radijskih teleskopov lahko poslali sporočilo, a na zmenku nas nato ne bi bilo.

Razlog je preprost: nimamo dovolj energije. Predstavljajmo si, da gremo le do Soncu najbližje zvezde, Proksime Kentavra, ki je oddaljena 4,2 leta potovanja svetlobe. Odprave, ki bi trajale desettisoče let, nas ne zanimajo. Smiselno bi bilo biti nazaj v 80 letih, torej znotraj dolžine človeškega življenja. Za to bi morali potovati z desetino svetlobne hitrosti, to je s 30 tisoč kilometri v sekundi. Ker smo optimisti, se ne bomo spraševali, kako bi dosegli tisočkratno hitrost sedanjih potovanj. Poglejmo pa, koliko energije potrebujemo za to, celo če je izkoristek našega pogona stoodstoten. Srednješolska fizika pove, da za pospešitev vsake tone na desetino hitrosti svetlobe potrebujemo kinetično energijo $4{,}5 \cdot 10^{17}$ J. Toliko energije človeštvo v obliki fosilnih goriv ter (v manjši meri) obnovljivih virov in jedrske energije potroši v 10 urah. Naša ladja bi morala biti masivna, saj bomo v njej živeli osemdeset let. Pa ob Proximi je treba zavreti in ciklus se ob vrnitvi ponovi. Za primerjavo je raketa, s katero so astronavti obiskali Luno, ob izstrelitvi tehtala 3000 ton. Masa Mednarodne vesoljske postaje, v kateri astronavti živijo do nekaj mesecev, pa je 420 ton. Torej bi naša ladja za pospeševanje potrebovala toliko energije, kot je na Zemlji potrošimo v desetletjih ali stoletjih. K drugim zvezdam torej ne bomo šli, razen če Sonce oblečemo v "srajco" za pridobivanje energije — kar pa je še v domeni znanstvene fantastike.

Lažje od ljudi bi bilo poslati robotsko plovilo. Tudi v tem primeru ostane problem povratka. Z razdalje 4 let potovanja svetlobe so namreč problemi s komunikacijo. Kljub najsodobnejši tehnologiji je radijska komunikacija s 5 sekund potovanja svetlobe oddaljenega satelita Gaia počasnejša od domačega interneta, naša sonda ob Proksimi pa bi bila 25 milijonkrat dlje.

Kaj pa kolonizacija našega Osončja? Po grobih ocenah bi pot človeka na Mars stala vsaj 10 milijard evrov na astronavta. To so visoke številke, ki pa so v dometu svetovnih velesil, če za to obstaja politični interes. Najdražje je spraviti potrebno količino goriva v tirnico okoli Zemlje in tu so možni prihranki omejeni. Seveda je znani poslovnež, ki prodaja zanimive električne avtomobile, nedavno obetal, da bo pot do Marsa v nekaj letih stala le še 100 tisoč dolarjev na astronavta. Pocenitev iz 10 milijard na 100 tisoč je tolikšna, kot če bi vam kdo omenil, da ne kupujte stanovanja, ker vam ga bo on zgradil namesto za 100 tisoč za en sam evro. Bi mu verjeli?

V vesolje je sicer mogoče spravljati ljudi tudi ceneje. Odločilno je vprašanje varnosti. Če so astronavti nacionalni junaki, je treba zelo paziti, da ne gre kaj narobe. Če pa bi jih imeli za (potrošni) "material", podobno kot se o vojakih včasih izražajo generali, bi šlo ceneje. Seveda pa bi uspela, torej preživela, le redko katera izstreljena ekipa. Osebno tako gladiatorstvo zavračam.

Pomembno je vprašanje, zakaj bi želeli kolonizirati druga telesa našega Osončja, saj ima le naša Zemlja za nas primerno atmosfero in temperaturo. Venerino površje je zaradi podivjanega efekta tople grede tako vroče, da bi se tam topil svinec. Na Marsu je težava, da je izpostavljen Sončevemu vetru visokoenergijskih delcev. Ob tem je precej hladno ob stošestdesetini atmosferskega tlaka na Zemlji. Kot bi iz hladilnice izčrpali ves zrak, nato pa noter spustili malo ogljikovega dioksida. Če imate smolo, viharni vetrovi nosijo zrna peska, kot se je to na Marsu dogajalo v letu 2018. Na naši Luni sicer ni težav z vremenom, so pa s temperaturo. Ker proti Zemlji gleda vedno z isto stranjo, dvema tednoma dneva sledita dva tedna noči. In v dveh tednih po 24 ur dneva se skale na njenem površju močno segrejejo. Zemeljske puščave so mnogo prijaznejše. Možna rešitev je pristanek blizu Luninega pola. Ker je Lunina os nagnjena le za 1,5 stopinje glede na pravokotnico na ravnino Zemljinega tira okoli Sonca, je Sonce na Luninih polih vedno blizu obzorja. Torej lahko z navpično postavljenimi celicami, postavljeni na visokem robu primernega kraterja, skoraj ves čas proizvajate elektriko. Ob tem je dno kraterja (primer je Shackleton blizu južnega Luninega pola) stalno v senci in se je zato tam nabral vodni led. Bližnja kombinacija ledu in proizvodnje elektrike omogoča elektrolizo in s tem proizvodnjo raketnega goriva, ki ga nato lahko uporabimo za potovanje v oddaljene predele Osončja. To je tudi ideja programa Artemis, ki naj bi ljudem po vnovičnem pristanku na Luni omogočil potovanje proti Marsu.

Pogosto je govora o izkoriščanju dragocenih rudnin. Redkih zemelj je na Zemlji dovolj in so poceni, glavni strošek je njihovo čiščenje. Žal jih tudi na drugih telesih ni najti v čisti obliki. Vendar ima proizvodnja materialov v pogojih breztežnosti prihodnost. Poleg posebnih, recimo

medicinskih namenov, je tu možnost novih načinov pogona. Jadra, ki izkoriščajo tlak Sončeve svetlobe, so, če jih naredimo na Zemlji, za pogon predebela in zato pretežka. Tanjša folija namreč ne bi preživela izjemnega tresenja ob izstrelitvi. Če pa bi jadro naredili v breztežnosti, bi z njim po Osončju potovali nekajkrat hitreje kot sedaj. Zanimivo, ne pa dovolj za obisk drugih zvezd.

V zadnjih letih se v raziskovanju Osončja dogaja revolucija. Odkrili so oceane tekoče vode pod površjem lun Evropa in Enkelad, sledi nekdanje ugodne klime na Marsu, metanski dež in jezera na Titanu, vznemirljivo geologijo Plutona, pristali na kometu in asteroidih in prvič iz območja Sončevega vetra prodrli v medzvezdni prostor. O vsem tem bo govora v nadaljevanju. Radovednost, ki je del same definicije človeštva, tešimo z vznemirljivimi odkritji robotskih sond brez posadke. Ljudje pa bomo tudi v prihodnje neugoden in drag tovor. Če ne bomo želeli pripovedovalcev ali junakov, seveda. Ali če ne pride do prelomnih odkritij. Končno si pred tristo leti nihče ni predstavljal, da je trzanje žabjih krakov povezano z žarnico ali električnim avtomobilom. Nihče pa si ni predstavljal niti, da se lahko leta 2022 zgodi vojna v Ukrajini in dobro leto kasneje sistematično uničenje Gaze, kar jasno kaže na osupljivo zaostalost, ki je prisotna v glavah nekaterih svetovnih voditeljev, njihovih (tudi mednarodnih) podpornikov in njihovih volivcev.

6 Naše Osončje

Naše Sonce je le ena od zelo številnih zvezd s planetnim sistemom. Ker pa je to edini tak sistem, ki ga lahko raziskujemo na mestu samem, ga poznamo mnogo bolje od drugih osončij in ga torej lahko imamo za vzorčni primer. V nadaljevanju bomo povzeli njegove glavne lastnosti. Cilj je ustvariti pregledno sliko, obogateno s poučnimi posebnimi primeri, leksikalne podrobnosti pa bomo večinoma spustili. Te najdemo v člankih, ki poročajo o rezultatih nedavnih robotskih misij, svetovni splet je poln njihovih lepih slik, dobra pregledna knjiga pa je Lewis (2004).

6.1 Tirnice, mase in velikosti

Tabela 6.1 navaja šest parametrov tira za planete in pritlikave planete. Navedene vrednosti srednje anomalije oziroma srednje dolžine veljajo ob navedeni epohi. Enako je tudi z vrednostmi ostalih parametrov, ki pa se s časom počasneje spreminjajo. Opis vrednosti parametrov ob drugih časih je v navedenem viru Nasinega Jet Propulsion Laba.

Tabela 6.2 dodaja vrednosti ilustrativnih fizikalnih parametrov teh teles. Naveden je polmer telesa na ekvatorju, ter polmer krogle z enako prostornino, kot jo ima telo. Sledijo masa, povprečna gostota ter časa enega vrtljaja okoli lastne osi in enega obhoda okoli Sonca, oba merjena v inercialnem sistemu, ki miruje glede na oddaljene zvezde. Geometrijski albedo merimo v svetlobi, ki se sipa nazaj proti Soncu. Njegova vrednost je razmerje med izmerjenim svetlobnim tokom in tistim, ki bi ga dobili z enakega vendar idealno odbojnega telesa, ki bi difuzno sipalo svetlobo na vse strani. Težnostni pospešek in ubežna hitrost sta vrednosti na ekvatorju telesa, ki sta v primeru sploščenega telesa malenkost manjši od vrednosti drugod na površini. Ravnovesno temperaturo bomo definirali kasneje, pove pa, pri kateri temperaturi bi telo izsevalo enak energijski tok, kot ga prejme s Sonca.

Vrednosti v obeh tabelah so navedene na toliko decimalnih mest, kot jih imamo, glede na merske napake, lahko za zanesljive. Izjemi sta vizualna magnituda in parameter Λ, kjer navajamo zaokrožene vrednosti.

Tabela 6.1: Vrednosti parametrov tira planetov in pritlikavih planetov našega Osončja ob navedenih epohah glede na srednjo ekliptiko J2000.0. Zemlja-Luna pomeni tir težišča teh dveh teles. Oznake elementov tira so enake kot v tabeli 5.1. Podatki veljajo za epoho, ki smo ji odšteli JD 2450000,0. Navedeno je število doslej odkritih lun. Vizualna magnituda velja, če smeri iz Sonca proti telesu in proti Zemlji oklepata pravi kot. Vir: https://ssd.jpl.nasa.gov/planets/approx_pos.html in https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb_lookup.html. Zadnji stolpec: https://www.stellarium.org.

Planet	a (a.e.)	ϵ	i (°)	L (°)	$\tilde{\omega}$ (°)	Ω (°)	Epoha	Znanih lun	Vizualna magnituda
Merkur	0,38709927	0,20563593	7,00497902	252,25032350	77,45779628	48,33076593	1545,0	0	-0,6
Venera	0,72333566	0,00677672	3,39467605	181,97909950	131,60246718	76,67984255	1545,0	0	-4,0
Zemlja-Luna	1,00000261	0,01671123	-0,00001531	100,46457166	102,93768193	0,0	1545,0	1	
Mars	1,52371034	0,09339410	1,84969142	-4,55343205	-23,94362959	49,55953891	1545,0	2	+0,9
Jupiter	5,20288700	0,04838624	1,30439695	34,39644051	14,72847983	100,47390909	1545,0	80	-2,3
Saturn	9,53667594	0,05386179	2,48599187	49,95424423	92,59887831	113,66242448	1545,0	84	+0,7
Uran	19,18916464	0,04725744	0,77263783	313,23810451	170,95427630	74,01692503	1545,0	27	+5,8
Neptun	30,06992276	0,00859048	1,77004347	-55,12002969	44,96476227	131,78422574	1545,0	14	+7,8
Pritlikavi planet	a (a.e.)	ϵ	i (°)	M (°)	ω (°)	Ω (°)	Epoha	Znanih lun	Vizualna magnituda
Ceres	2,76604306	0,07850100	10,58769306	291,37559930	73,6370398	80,2685955	9600,5	0	+8,8
Orcus	39,0978	0,22932	20,5791	183,34	72,97	268,665	9600,5	1	+19,2
Pluton	39,44506973	0,2502487	17,08900092	25,24718971	112,59714168	110,3769580	4000,5	5	+14,4
Haumea	42,992	0,19893	28,21248	218,88	239,71	122,1260	9600,5	2	+17,4
Quaoar	43,546	0,04136	7,9910	297,8	152,9	189,062	9600,5	1	+18,9
Makemake	45,280	0,16538	29,00208	167,00	295,21	79,4766	9600,5	1	+17,3
Gonggong	67,43	0,4979	30,606	107,7	207,52	336,,8597	9600,5	1?	21,4
Eris	68,068	0,4325	43,845	207,49	151,30	36,0349	9600,5	1	+18,8
Sedna	510	0,8504	11,93112	358,328	311,02	144,211	9600,5		+20,9

Tabela 6.2: Osnovni fizikalni parametri planetov in pritlikavih planetov našega Osončja. Srednji polmer ustreza velikosti krogle s prostornino planeta. Vrtilni in orbitalni čas sta merjena glede na oddaljene zvezde (to je v siderskem sistemu). Težnostni pospešek je vrednost na ekvatorju, enako ubežna hitrost. Vir: https://ssd.jpl.nasa.gov/planets/phys_par.html.

Planet	Polmer ekvatorja (km)	Srednji polmer (km)	Masa $\times 10^{24}$ kg	Povprečna gostota ($\mathrm{g\,cm^{-3}}$)	Vrtilni čas (dni)	Orbitalni čas (let)	Geometrijski albedo	Težnostni pospešek ($\mathrm{m\,s^{-2}}$)	Ubežna hitrost ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)	Ravnovesna temperatura (°C)	Parameter Λ
Merkur	2440,53	2439,4	0,330103	5,4289	58,6462	0,2408467	0,106	3,70	4,25	162	$1{,}95 \cdot 10^{3}$
Venera	6051,8	6051,8	4,86731	5,243	-243,018	0,61519726	0,65	8,87	10,36	-21	$1{,}66 \cdot 10^{5}$
Zemlja	6378,1366	6371,0084	5,97217	5,5134	0,99726968	1,0000174	0,367	9,80	11,19	-25	$1{,}53 \cdot 10^{5}$
Mars	3396,19	3389,50	0,641691	3,9340	1,02595676	1,8808476	0,150	3,71	5,03	-57	$9{,}41 \cdot 10^{2}$
Jupiter	71492	69911	1898,125	1,3262	0,41354	11,862615	0,52	24,79	60,20	-172	$1{,}31 \cdot 10^{9}$
Saturn	60268	58232	568,317	0,6871	0,44401	29,447498	0,47	10,44	36,09	-196	$4{,}72 \cdot 10^{7}$
Uran	25559	25362	86,8099	1,270	-0,71833	84,016846	0,51	8,87	21,38	-220	$3{,}86 \cdot 10^{5}$
Neptun	24764	24622	102,4092	1,638	0,67125	164,79132	0,41	11,15	23,56	-229	$2{,}74 \cdot 10^{5}$
Pritlikavi planet.	Polmer ekvatorja (km)	Srednji polmer (km)	Masa $\times 10^{22}$ kg	Povprečna gostota ($\mathrm{g\,cm^{-3}}$)	Vrtilni čas (dni)	Orbitalni čas (let)	Geometrijski albedo	Težnostni pospešek ($\mathrm{m\,s^{-2}}$)	Ubežna hitrost ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)	Ravnovesna temperatura (°C)	Parameter Λ
Ceres	482,1	469,7	0,0938416	2,162	9,07417	4,61	0,090	0,27	0,51	-110	$8{,}21 \cdot 10^{-4}$
Orcus	920	910	0,063	1,5	0,55	245,19	0,23	0,2	0,4	−231	$7 \cdot 10^{-6}$
Pluton	1188,3	1188,3	1,3029	1,85	-6,3872	247,92065	0,3	0,62	1,21	-233	$2{,}94 \cdot 10^{-3}$
Haumea	870	715	0,4006	2,6	0,1631	284,81	0,72	0,35	0,78	-242	$2{,}42 \cdot 10^{-4}$
Quaoar	550	560	0,14	2	0,368	288,83	0,11	0,3	0,6	-229	$2{,}9 \cdot 10^{-5}$
Makemake	717	714	0,31	2,1	0,937	307,54	0,81	0,40	0,76	-246	$1{,}34 \cdot 10^{-4}$
Gonggong		610	0,2	1,7	0,93	554,37	0,14	0,3	0,6	-241	$3{,}1 \cdot 10^{-5}$
Eris	1200	1200	1,6600	2,3	1,079	557,56	0,84	0,77	1,36	-252	$2{,}13 \cdot 10^{-3}$
Sedna		1000			0,4280	11390				-261	

6.1.1 Planeti

Planet v našem Osončju je po definiciji Mednarodne astronomske zveze telo, ki izpolnjuje naslednje zahteve:

1. se giblje okoli Sonca,
2. je dovolj masivno, da njegova lastna gravitacija prevladuje nad silami v trdni snovi,
3. je očistilo okolico svoje tirnice.

Prva točka vključuje vsa telesa na krožnih ali eliptičnih tirih in izključuje lune, torej satelite drugih teles. Druga točka pomeni, da ne gre za skalo ali večji kamen, ampak za približno okroglo telo, ki ga drži skupaj lastna teža. Zadnja točka ločuje med planeti in pritlikavimi planeti, zato je treba njeno dikcijo podrobneje opredeliti. Ta kriterij pove, da so planeti le telesa, ki so dominantna v svoji okolici, torej množice teles v podobnih tirih nimamo za planete. Izpolnjevanja te zahteve ne preverjamo z opazovanji, torej s pregledovanjem območja tirnice določenega telesa in štetjem teles. To bi bilo zelo zamudno, pri bolj oddaljenih kandidatih pa tudi onkraj opazovalnih zmožnosti, saj manjših teles niti ni mogoče zaznati. Izpolnjevanje tretjega pogoja zato preverimo s številsko oceno, ki sta jo uvedla Stern & Levison (2002).

Očiščenje tirnice pomeni, da so manjša telesa v planetovi okolici doživela bližnje srečanje s planetom, ob takem srečanju pa je planet dovolj zmotil njihovo gibanje, da jim je spremenil obliko tira. Tako ta telesa odslej najdemo večinoma na razdaljah od Sonca, ki so precej različne od planetove. Torej jih ni več v okolici planetovega tira. Postavimo se v inercialni sistem, v katerem planet z maso M_p miruje, telo z majhno maso m pa naj se giblje vzdolž koordinatne osi x s hitrostjo v_x (slika 6.1). Predpostavimo tudi, da gre telo z majhno maso dovolj daleč, da po srečanju doživi le majhen odklon smeri in je torej njegova hitrost v_x ves čas približno konstantna. Hitrost v_y v smeri osi y po srečanju izračunamo s sunkom sile

$$m v_y = \int_{-\infty}^{\infty} F_y \, dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G\, m\, M_p}{r^2} \cos\varphi \, \frac{dx}{v_x}.$$

Ker je $x = b \tan\varphi$, je $dx = b \frac{d\varphi}{\cos^2\varphi}$. Ko upoštevamo še $r = \frac{b}{\cos\varphi}$, dobimo

$$m v_y = \frac{GmM_p}{b\, v_x} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\varphi \, d\varphi = \frac{2GmM_p}{b\, v_x} \tag{6.1}$$

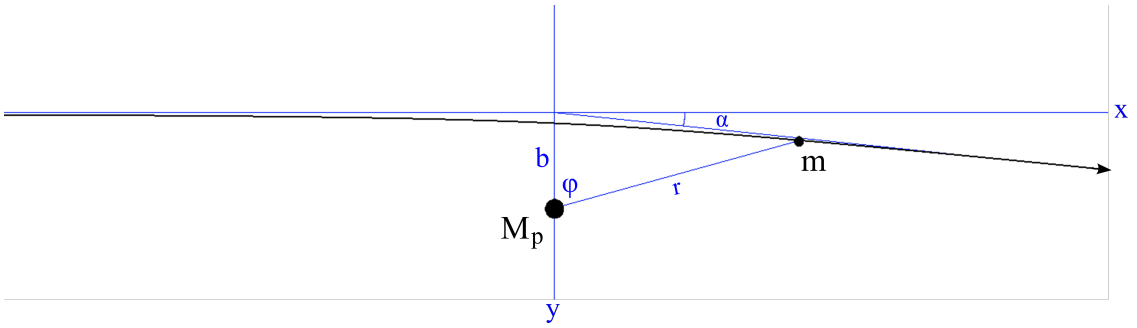
Majhna sprememba smeri gibanja po srečanju, ki jo imenujemo tudi sipalni kot, je enaka

$$\alpha \simeq \tan\alpha = \frac{v_y}{v_x} = \frac{2GM_p}{b\, v_x^2} \tag{6.2}$$

Relativna hitrost v_x ima lahko širok nabor vrednosti od nič do več kot dvojne hitrosti planeta okoli Sonca (ki jo lahko dosegajo v obratni smeri gibajoča se telesa). Pri dani relativni hitrosti v_x in vrednosti odklonskega kota α je torej vpadni parameter b sorazmeren z maso planeta M_p. Število majhnih teles, ki so znotraj torusa s širino b okoli planetove tirnice, je sorazmerno s ploščino preseka πb^2. Torej bo planet z dvojno maso štirikrat uspešnejši v čiščenju svoje okolice. Ob tem bo planet v danem času lažje očistil okolico svoje tirnice, če je njegov orbitalni čas krajši, saj bo tako pogosteje v bližini presečišča s tirnico majhnega telesa. Če sledimo Stern & Levison (2002), lahko verjetnost, da je planet v času od nastanka Osončja počistil svojo tirnico, zapišemo kot

$$\Lambda = 0{,}43 \left(\frac{M_p}{M_o}\right)^2 \left(\frac{P}{P_o}\right)^{-1} \tag{6.3}$$

kjer je $M_o = 10^{22}\,\mathrm{kg}$ in $P_o = 1\,\mathrm{leto}$ in P obhodni čas planeta. Vrednost $\Lambda > 1$ je treba razumeti kot trditev, da je okolica očiščena. Planeti so telesa, ki imajo $\Lambda > 1$, medtem ko so telesa, ki izpolnjujejo le prvi dve na začetku poglavja navedeni zahtevi, pritlikavi planeti. Zadnji stolpec v tabeli 6.2 nam pove, da sta skupini jasno ločeni. Mars, ki je planet z najmanjšo vrednostjo Λ, ima $\Lambda = 941$, medtem ko imajo vsi pritlikavi planeti $\Lambda < 0{,}003$. Na osnovi tega kriterija je Mednarodna astronomska zveza leta 2006 Pluton uvrstila med pritlikave planete, torej to telo ni več planet. Te odločitve se dotaknemo tudi v pripombi pod črto na strani 349.



Slika 6.1: Telo z maso m, ki potuje s hitrostjo v_x vzdolž osi x, se ob srečanju s telesom z mnogo večjo maso M_p odkloni za majhen kot α, ki je odvisen od vpadnega parametra b, mase M_p in hitrosti v_x.

Velike polosi tirov planetov v tabeli 6.1 kažejo, da razdalje med planeti v smeri navzven rastejo[64]. Kvalitativni razlog za to je, da so bolj zunanji planeti začeli nastajati prej od tistih bližje Soncu, saj je bilo tam za kondenzacijo še prevroče. Tako so uspešneje čistili svojo okolico in so zato dlje vsaksebi. Zunanji planeti so zato tudi večji (slika 6.2) in masivnejši (tabela 6.2) od tistih bližje Soncu.

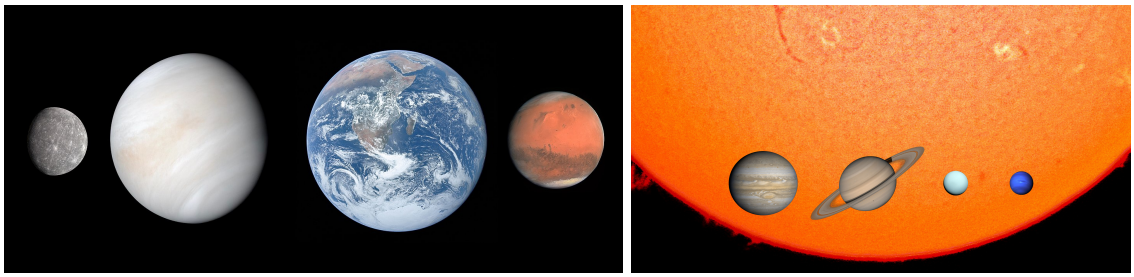
Tiri planetov so skoraj krožni, izjema je Merkur in deloma Mars. Obenem so nakloni tirov glede na ravnino ekliptike zelo majhni, le Markur ima za 7 stopinj nagnjeno tirnico. Lahko si torej predstavljamo, da vsi planeti krožijo skoraj v ravnini ekliptike in v isti smeri okoli Sonca. Če bi Osončje opazovali iz smeri severnega pola, bi se planeti gibali v smeri nasprotni gibanju urinega kazalca. Vse planete je mogoče videti s prostim očesom, izjema je le Neptun. Navedene navidezne magnitude veljajo, ko sta v prvi polovici leta 2022 smeri iz Sonca proti telesu in iz Sonca proti Zemlji oklepali pravi kot. Navidezne magnitude ob drugih datumih so torej lahko nekoliko svetlejše ali temnejše.

Polmeri planetov segajo od nekaj tisoč do nekaj desettisoč kilometrov (tabela 6.2). Štirje manjši planeti, ki so vsi po vrsti blizu Sonca, so skaloviti, medtem je četverica večjih in bolj oddaljenih ovitih v debele plinaste ovoje (slika 6.2). Plinasti planeti se za njihovo velikost tudi dokaj hitro vrtijo, saj je njihov vrtilni čas približno pol dneva. Zato so nekoliko sploščene oblike, tako da je njihov ekvatorialni polmer večji od polmera krogle z enako prostornino. Skaloviti planeti imajo precej večjo gostoto od plinastih. Pri slednjih je povprečna gostota podobna gostoti vode, skaloviti planeti pa so nekajkrat gostejši. Vseeno so zaradi njihove majhne velikosti mase skalovitih planetov nekaj desetkrat manjše od plinastih. Najmasivnejši med vsemi je Jupiter, ki ima približno tisočino mase Sonca. Vsi planeti skupaj imajo maso, ki je enaka 0,13% Sončeve mase. Ogromna večina mase Osončja je torej v Soncu. Drugače je z vrtilno količino, saj je tirna vrtilna količina vseh planetov enaka $3{,}133 \cdot 10^{43}\,\mathrm{kg\,m^2\,s^{-1}}$, kar je mnogo več od spinske vrtilne količine Sonca, ki jo v helioseizmologiji (poglavje 4.15.2) ocenjujejo na $1{,}92 \cdot 10^{41}\,\mathrm{kg\,m^2\,s^{-1}}$.

Geometrijski albedo nam pove, da planeti odbijejo približno polovico svetlobe s Sonca. Izjema sta Merkur in Mars, ki sta precej temnejša, deloma tudi Zemlja. Skalovita površina namreč odbija manj svetlobe kot plinasti ovoji velikih planetov, pa tudi Venere, ki je stalno zavita v oblake, in Zemlje, ki jo svetli oblaki delno prekrivajo. Z maso M_p in polmerom R_p planeta je povezan tudi težnostni pospešek g_p na njegovem površju : $g_p = \frac{GM_p}{r_p^2} = \frac{4\pi}{3} G\rho_p r_p$, kjer smo uvedli povprečno gostoto $\rho_p = \frac{M_p}{4\pi r_p^3/3}$. Ob podobni gostoti torej težnostni pospešek na površju raste z velikostjo telesa[65]. Podobno je tudi z ubežno hitrostjo s površja $v_{pobeg} = \sqrt{2GM_p/r_p}$, ki je večja na velikih

[64] V 18. stoletju sta Johann Danuel Titius in Johann Elert Bode to spoznanje skušala opisati s Titius-Bodejevim "zakonom": razdalje planetov od Sonca v enotah Zemljine razdalje naj bi sledile zvezi $0{,}4 + 0{,}3 \cdot 2^n$, kjer je $n = -\infty, 0, 1, 2, \ldots$ Zveza s točnostjo nekaj odstotkov ponazarja oddaljenosti planetov z izjemo Neptuna, ob tem pa moramo kot planete šteti tudi Ceres in Pluton. Torej ob 3 parametrih enačbe in ob treh dodatnih predpisih (da se mora vrsta za n začeti z $-\infty$ in da Ceres in Pluton štejeta med planete), ponazori oddaljenosti 9 teles, ne pa tudi Neptuna ali ostalih pritlikavih planetov. Zveza s skupaj 6 prostimi parametri, ki ponazori oddaljenosti 9 teles, ni poseben uspeh. Torej temu "zakonu" ne pripisujemo posebne veljave, ampak ga imamo za slučajno ujemanje, ki je posledica dejstva, da razdalje med planeti rastejo z njihovo oddaljenostjo od Sonca.

[65] Torej odsvetujem tehtanje z vzmetno tehtnico na Jupitru, nasprotno pa bi na Marsu taka tehtnica vse proglasila za suh(i)ce.



Slika 6.2: Planeti našega Osončja. Na levi sliki so skaloviti planeti: Merkur, Venera, Zemlja in Mars, predstavljeni v pravilnem razmerju velikosti. Na desni sliki so plinasti planeti: Jupiter, Saturn, Uran in Neptun na podlagi Sončevega diska, zopet v pravem medsebojnem razmerju velikosti. Sliki sta v različnem merilu, saj so plinasti planeti precej večji od skalovitih. Jupitrov polmer je 11-krat večji od Zemljinega Vir: NASA/JPL, razen Mars: ESA (misija OSIRIS), Jupiter: Björn Jónsson.

plinastih planetih.

Planeti so telesa, za katera predpostavimo, da za razliko od zvezd nimajo lastnega vira energije. Torej je energijski tok, ki ga prejemajo s Sonca, uravnotežen z energijskim tokom, ki ga sevajo v prostor. V nasprotnem primeru razmere ne bi bile ravnovesne in bi se planet segreval ali hladil. Ker je Osončje staro 4,65 milijarde let, je predpostavka o ravnovesju smiselna. Prejeti svetlobni tok s Sonca je enak gostoti svetlobnega toka na oddaljenosti planeta a_p, pomnoženi s ploskvico πR_p^2, ki ga svetlobni tok prestreza in pomnoženi z deležem $1 - \mathrm{alb}$, ki ga planet absorbira. Tu je alb geometrijski albedo ali odbojnost, ki pove delež odbitega svetlobnega toka. Ta prejeti svetlobni tok enačimo z oddanim, ki je sorazmeren s ploščino planetove površine $4\pi R_p^2$ pomnoženo z gostoto svetlobnega toka s planeta. Najpreprosteje lahko predpostavimo, da ima ves planet enako površinsko temperaturo T_p in je gostota svetlobnega toka s planeta enaka $\sigma_{SB} T_p^4$. V resnici se temperatura po planetu seveda spreminja in je zapisana vrednost le efektivna ali srednja vrednost. Iz povedanega

$$\frac{L_\odot}{4\pi a_p^2}\,(1 - \mathrm{alb})\,\pi R_p^2 = 4\pi R_p^2\,\sigma_{SB} T_p^4$$

izrazimo efektivno površinsko temperaturo planeta

$$T_p = \left(\frac{L_\odot\,(1 - \mathrm{alb})}{16\pi\sigma_{SB}\,a_p^2}\right)^{1/4}. \tag{6.4}$$

Temperatura planeta ni odvisna od njegove velikosti, saj manjši planet prestreže manj Sončeve svetlobe, zaradi manjše površine pa jo tudi manj seva v prostor. Izsev zvezde, v našem primeru Sonca, je za vse planete enak, vpliv različne odbojnosti pa je relativno majhen, saj je ta faktor pod četrtim korenom. Najvažnejša je torej oddaljenost planeta od Sonca: tisti, ki so 4-krat dlje imajo polovično temperaturo. Ker temperaturo merimo v Kelvinih, razlika med denimo 300 K in 150 K ustreza bolj domačim $+27\,^\circ$C in $-123\,^\circ$C, torej povsem različnim razmeram.

Zvezo smo za poseben primer Zemlje in Sonca obravnavali že v poglavju 4.9, v predzadnjem stolpcu tabele 6.2 pa navajamo rezultate za planete in pritlikave planete. Z izjemo Venere in Zemlje so rezultati neugodni: na Merkurju je dokaj vroče, povsod drugod pa neprijetno hladno. Navedene številke seveda niso povsem realne. Venero in Zemljo obdaja atmosfera, zato je pomemben vpliv tople grede. Na Venerinem površju je tako dejanska temperatura blizu $+475\,^\circ$C, zapisana mnogo nižja efektivna temperatura pa velja za vrhove njenih oblakov. Tudi na Zemlji je povrprečna površinska temperatura $+14\,^\circ$C, torej bistveno višja od izračunane. Zopet efektivna temperatura $-25\,^\circ$C velja visoko v atmosferi, denimo na Everestu, efekt tople grede pa do morske gladine temperaturo dvigne kar za 39 stopinj. To je pomembno tudi za razumevanje klimatske krize na Zemlji: dvig površinske temperature denimo za 4 stopinje, ki bi za nas imel katastrofalne posledice, predstavlja torej le 10% spremembo dviganja temperature v atmosferi. Torej tega ni težko narediti in lahko tako katastrofalno spremembo izzovemo že z zmernimi izpusti toplogrednih plinov, kot je ogljikov dioksid ali metan, tudi če se prisotnost na primer vodnih par ne spremeni.

6.1.2 Pritlikavi planeti

Tabeli 6.1 in 6.2 navajata podatke o devetih pritlikavih planetih, torej telesih, ki se gibljejo okoli Sonca in so dovolj masivna, da jih je lastna gravitacija oblikovala v približno okroglo obliko, niso pa počistila okolico svoje tirnice (parameter Λ, enačba 6.3). Z izjemo Ceresa so vsi pritlikavi planeti onkraj Neptuna. Njihove vizualne magnitude so zato relativno temne. Gonggong je blizu najtemnejših objektov, ki jih še opazuje misija Gaia, ki je trenutno najtemnejši pregled celotnega neba doslej. Torej lahko v prihodnosti pričakujemo odkritja novih pritlikavih planetov. Najprej bo že v naslednjih letih misija Gaia Evropske vesoljske agencije prvič podrobno pregledala celotno nebo, nato sledijo pričakovana odkritja z observatorijem Vere Rubin (tabela 2.1), ki bo nebo prečesaval z 8,4-metrskim širokokotnim teleskopom.

Vendar si ne moremo obetati popolnosti. Telo v zunanjih delih Osončja, ki je dvakrat dlje od Sonca, prejme štirikrat manj Sončeve svetlobe, mi pa nato na Zemlji njegovo odbito svetlobo vidimo še štirikrat temnejšo. Torej je telo na dvojni razdalji videti kar 16-krat temnejše. Namesto običajne kvadratne odvisnosti od razdalje pada sij teles, ki so daleč od Sonca, kar s četrto potenco razdalje. 16-krat temnejše telo pomeni za 3 magnitude večjo vizualno magnitudo. Torej bi pritlikavi planet Eris, ki bi bil na dvojni razdalji, opazili kot telo vizualne magnitude 21,8, medtem ko bi Eris na 4-kratniku njegove dejanske razdalje svetil kot telo magnitude 24,8, torej blizu meje občutljivosti observatorija Vere Rubin. Tako telo bi bilo na razdalji približno 400 astronomskih enot, torej še vedno na manjši razdalji, kot je velika polos tira pritlikavega planeta Sedna. To seveda ne pomeni, da ne moremo odkriti teles na bolj oddaljenih tirnicah. Primer je prav Sedna, ki je na izjemno sploščeni tirnici tisočletja neopazljiva, k sreči pa je sedaj blizu perihelija in na razdalji vsega 84 a.e., tako da smo jo lahko odkrili. Spisek pritlikavih planetov se bo torej še močno daljšal. Pravzaprav se to že dogaja: tabeli 6.1 in 6.2 naštevata 9 pritlikavih planetov, poznamo pa še 7 teles, za katera ta status še ni potrjen.

Vse to so dobri razlogi, da ločujemo med planeti in pritlikavimi planeti. Ti dve vrsti teles sta različni po dominantnosti v svoji okolici, ob tem pa si ne želimo, da bi število (relativno nepomembnih) novoodkritih planetov preseglo razumne številke. In osem planetov, ki se jim pridruži večje število pritlikavih planetov, se zdi kar v redu. Seveda ni izključeno, da je kje na območju Sedne še kak pravi planet. Ob orbitalnem času 10 tisoč let bi moral imeti maso podobno Zemljini, da bi ga lahko razglasili za novi planet. Takih teles sicer ne pričakujemo, vendar v vesolju pogosto ugotovimo, da naša predvidevanja ne dosegajo raznolikosti v naravi.

Tabela 6.1 pove, da so tiri pritlikavih planetov, z izjemo Ceresa in Quaoarja, precej sploščeni, pri Sedni je izjemna sploščenost tudi omogočila njeno odkritje. Nakloni tirov pritlikavih planetov so precej večji od naklonov planetov, torej jih je težje odkriti, saj ne zadostuje, da pregledujemo le ozek pas neba okoli ravnine ekliptike. Pritlikavi planeti so nekoliko manjši in imajo precej manjšo maso od planetov. Njihova povprečna gostota pove, da gre za skalovita telesa, ki se okoli lastne osi vrtijo relativno počasi. Haumea, Makemake in Eris odstopajo s svojo veliko odbojnostjo. Vendar moramo biti tu previdni, saj je to lahko selekcijski efekt: telesa z večjim albedom je namreč lažje opaziti. Doslej smo s sondami obiskali Ceres (Nasina misija Dawn leta 2018) in Pluton (Nasina sonda New Horizons leta 2015).

6.1.3 Lune

Luna je telo, ki je gravitacijsko vezano na od njega masivnejši planet, pritlikavi planet ali asteroid. Tabela 6.1 našteva doslej odkrite lune planetov in pritlikavih planetov, ob tem poznamo še 309 lun okoli asteroidov in 119 lun okoli teles Kuiperjevega pasu, o katerih govorimo v nadaljevanju. Spisek nikakor ni popoln: ker smo si okolico planetov Urana in Neptuna ogledali le med mimoletom sonde Voyager 2 leta 1986 in 1989, je verjetno veliko manjših lun še neodkritih, sploh pa to velja za telesa v zunanjih delih Osončja.

Vsaj 19 lun v Osončju je dovolj masivnih, da so v hidrostatičnem ravnovesju in zato približno okrogle oblike. Po eno tako luno ima Zemlja (Luna), Neptun (Triton) in Pluton (Haron), štiri Jupiter (Io oziroma Jona, Evropa, Ganimed in Kalisto), pet Uran (Miranda, Ariel, Umbriel, Titania, Oberon) in sedem Saturn (Mimas, Enkelad, Tetis, Dione, Rea, Titan, Japet). Če te lune ne bi bile gravitacijsko vezane na svoj planet, bi sodile med pritlikave planete. Njihov srednji polmer je od 198 km (Mimas) do 2634 km (Ganimed). Ganimedu tesno sledita Titan z 2576 km polmera in Kalisto z 2410 km, ter nato Io z 1815 km in naša Luna je s srednjim polmerom 1737 km. Med

naštetimi velikimi telesi je naša Luna edina ob relativno majhnem in skalovitem planetu. Tako je rekorderka v razmerjih velikosti in mas med luno in njenim planetom.

Po drugi strani pa je veliko lun velikosti le nekaj kilometrov in nepravilne oblike ter so po izvoru najverjetneje ujeti asteroidi. Taki sta Marsovi pritlikavi luni Fobos in Deimos s polmerom 11 oziroma 6 km. Ti dve luni krožita zelo blizu ravnine Marsovega akvatorja, v splošnem pa so tiri ujetih asteroidov pogosto precej nagnjeni na planetov ekvator. Kar 64 od 76 majhnih Jupitrovih lun je celo na retrogradnih tirih, torej se gibljejo v nasprotnem smislu kot se vrti planet in je naklon njihovega tira večji od 90°.

Obroči in orbitalne resonance

Okrog vseh plinastih planetov, še zlasti Saturna, pa tudi nekaterih pritlikavih planetov in lun, kroži veliko število delcev velikosti od milimetra do nekaj metrov. Večinoma so to kosi ledu, deloma tudi koščki skal. Zaradi ohranjanja vrtilne količine in izgube polne energije ob medsebojnih disipativnih trkih teh kosov so njihove tirnice krožne in poravnane v ploščat disk tanjši od kilometra. Največji kosi ne presegajo velikosti nekaj metrov, kot so ugotovili z opazovanji mikrovalov z valovnimi dolžinami 3,6 in 13 centimetrov, ki jih je oddajala sonda Voyager 1, ko je bila, gledano z Zemlje, skrita za Saturnovimi obroči (Zebker et al., 1985), medtem ko opazovanja s sondo Cassini kažejo, da imajo najmanjši koščki velikost nekaj milimetrov (Ohtsuki et al., 2020). Kosi centimetrskih do metrskih velikosti niso enako pogosti. Njihova številska gostota je sorazmerna z $\sim r^{-3}$, kjer je r polmer kosa (Zebker et al., 1985). Ker ima led gostoto ~ 900 kg m^{-3} in je masa sorazmerna s prostornino, k skupni masi enako prispevajo majhni in veliki kosi. Saturnovi obroči (angl. Saturn rings) imajo ploskovno gostoto (to je maso na enoto ploščine) od 340 kg m^{-2} blizu planeta do desetine te vrednosti na večjih razdaljah (Zebker et al., 1985). Sonda Cassini je ob koncu misije letela tesno mimo Saturnovih obročev in izmerila njihov gravitacijski privlak(Iess et al., 2019). Skupna masa obročev je tako 1.54×10^{19} kg ($\pm 32\%$), to je približno sedmina mase Saturnove lune Mimas ali 0,0002 mase naše Lune.

Kosi se okrog domačega planeta gibljejo s krožilnimi hitrostmi, ki padajo s kvadratnim korenom razdalje od planeta (glej npr. enačbo 5.38), ob tem imajo kosi na določeni razdalji zelo podobno hitrost. Ob tipičnih krožilnih hitrostih 20 km s^{-1} okoli Saturna, so razlike med hitrostmi na določeni razdalji le $0{,}1 - 1$ mm s^{-1}. Situacija se s časom ne spreminja, tako so Brilliantov et al. (2015) pokazali, da porazdelitev kosov po velikosti neposredno sledi iz ravnovesja med združevanjem majhnih delcev v večje ob pogostih nežnih trkih in med njihovim razbijanjem v manjše ob redkejših močnejših trkih. Podobno velike delce kot okoli Saturna torej lahko pričakujemo tudi okoli drugih teles v Osončju in celo okoli planetov drugih sonc.

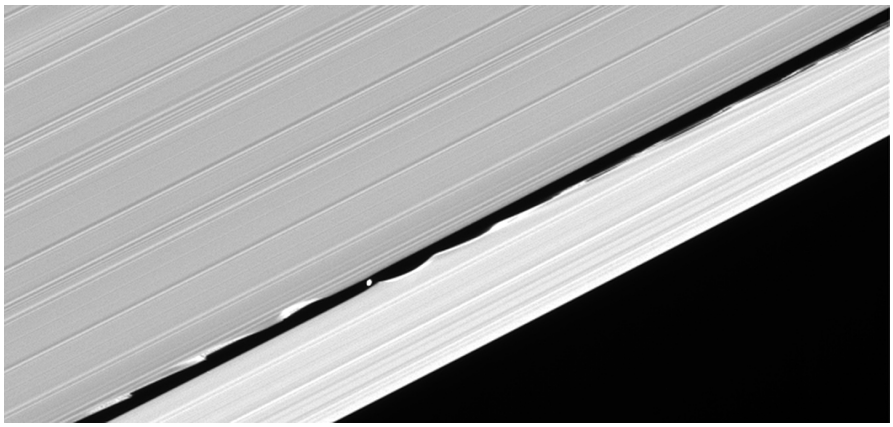
Kosi, ki krožijo okoli Saturna, v disku niso porazdeljeni enakomerno. Poleg Saturnovega namreč čutijo tudi gravitacijski vpliv njegovih lun. Ta je največji, ko je razdalja do lune najmanjša in kamen nekoliko sune proti luni. Pri poljubnem razmerju orbitalnih period kosa in lune se sunek dogodi na različnih koncih tira in se zato v veliki meri izniči. Če pa sta orbitalni periodi v razmerju majhnih celih števil, se mesta sunkov ponavljajo in sčasoma spremenijo obliko tira. Tak kos potem trči s kosi, ki so bližje ali dlje od planeta, in v njegovi prvotni tirnici zazija vrzel. Za tako resonanco se mora razdalja med telesoma periodično spreminjati s časom P_{12}, ki je z orbitalnima periodama P_1 in P_2 prvega in drugega telesa v zvezi

$$\frac{1}{P_{12}} = \frac{1}{P_1} - \frac{1}{P_2}, \tag{6.5}$$

kjer smo se spomnili na enačbo 4.7. Resonanca je posebej močna, če je ta čas mnogokratnik orbitalne periode: $P_{12} = nP_1$, $n \in \mathbb{N}$. Ko ta pogoj vstavimo v zgornjo enačbo, dobimo

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{n}{n-1} = \frac{2}{1}, \frac{3}{2}, \frac{4}{3}, \frac{5}{4}, \ldots \tag{6.6}$$

Take posebej močne vplive imenujemo resonance prvega reda. Velika polos tira Saturnove lune Mimas meri 185.520 km in je zato njena resonanca (angl. resonance) $2:1$ na razdalji $185.520/2^{2/3}$ km $=$ 116.870 km, kar se približno ujema z notranjim robom Cassinijeve vrzeli v obročih, ki se razteza med 117.000 in 122.000 km. Podobno ima luna Janus z veliko polosjo tira 151.472 km vpliv na strukture obročev pri 125.038, 130.535, 134.136 in 136.679 km, kjer najdemo resonance $4:3$, $5:4$,



Slika 6.3: Luna Daphnis kroži v Keelerjevi vrzeli Saturnovih obročev. Saturn je v smeri levo navzgor, vsa telesa pa se gibljejo v smeri levo navzdol. Tako kosi na notranjem robu vrzeli luno prehitevajo, tisti na njenem zunanjem robu pa za njo zaostajajo. Za razlago nakodranih vzorcev glej tekst. Sliko je leta 2006 posnela sonda Cassini, v kateri sta sodelovali NASA in ESA. Avtorstvo: NASA/JPL/Space Science Institute in Wikipedija, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:PIA08319_Daphnis_in_Keeler_Gap.jpg.

6 : 5 in 7 : 6. Saturnovi luni Pan in Daphnis imata tir znotraj Enckejeve in Keelerjeve vrzeli (slika 6.3), torej govorimo o resonanci 1 : 1, ko luna le počisti okolico svojega tira.

Omenimo, da preprost razmislek o resonancah v celoti ne pojasni strukture Saturnovih obročev. Cassinijeva vrzel se razteza do večjih razdalj od Saturna, kot bi sklepali po resonanci 2 : 1 z luno Mimas. Razlog so spiralni valovi, ki jih vzbudi ta resonanca in z resonančnim tirom korotirajo tudi na večjih razdaljah od Saturna (Shu, 1982). Podobni pojav na večjih skalah najdemo tudi v diskih spiralnih galaksij. Neposredi vpliv lun na kose v vrzelih lepo vidimo na primeru Saturnove lune Daphnis (slika 6.3). Luna ob srečanju zmoti kose na robovih vrzeli. Zato na notranjem robu vidimo nakodran vzorec, ki luno prehiteva, na zunanjem pa za njo zaostaja.

Orbitalne resonance najdemo tudi med nekaterimi lunami in planeti. Tako so orbitalne periode Jupitrovih lun Ganimed, Evropa in Io približno v razmerju 4 : 2 : 1, medtem ko imamo pri Saturnovih lunah tri pare orbitalnih resonanc: Mimas:Tethys (Tetija) = 2:1, Enkelad:Dione = 2:1, in Titan:Hyperion = 4:3. Obhodni čas pritlikavega planeta Pluton je v razmerju 3 : 2 z Neptunom. Te resonance stabilizirajo tire teh teles, tako da se njihova razmerja ohranjajo, telesa pa posledično ne morejo spremeniti svojega tira ali celo trčiti.

Resonance niso omejene le na orbitalne (povezane z obhodnim časom tira) in spinske (povezane s časom vrtljaja okoli osi), ampak je pomembno tudi, če se ujamejo časi, v katerih se prve ali druge spreminjajo. Tako hitro vrtenje Saturna (zavrti se v vsega 10 urah in pol) povzroči, da je planet precej sploščen, z ekvatorialnim polmerom, ki je za 10% večji od polarnega. Ta sploščenost tudi ohranja ravnino tira njegovih lun in obročev v ravnini planetovega ekvatorja. Zaradi velikega vztrajnostnega momenta lun, zlasti njegove masivne lune Titan, posledično prihaja do interakcije med vrtenjem Saturna in drugimi planeti v Osončju. Vrtilna os Saturna je glede na pravokotnico na tir nagnjena kar za 26,7 stopinje. To je nenavadno. Ker so se veliki plinasti planeti skondenzirali iz manjših delcev v disku, bi pričakovali majhen nagib, kot na primer pri Jupitru, kjer meri le 3,1°. Po razlagi Ward & Hamilton (2004) je krivo dokaj tesno ujemanje med časom precesije Saturnove vrtilne osi (1,745 milijona let) in časom precesije Neptunove tirnice okoli povprečne ravnine planetnih tirov (1,87 milijona let). Račun pokaže, da so Neptunove nenaključne motnje sčasoma nagnile Saturnovo os.

Vplivi Saturnovih lun so verjetno odgovorni tudi za nastanek obročev. Meritve sonde Cassini tik pred koncem misije so pokazale, da so obroči nastali relativno nedavno. Le tako razumemo njihovo zgoraj omenjeno dokaj majhno maso ter precej svetlo barvo. Po Cassinijevih meritvah bi bili ledeni delci v obročih precej bolj umazani in zato temnejši, kot so, če bi se prah v Osončju nanje usedal že več milijard let. Oba argumenta sta skladna z mladimi obroči, ki niso starejši od 100 ali 200 milijonov let. Wisdom et al. (2022) so predstavili prepričljiv scenarij, kako je lahko prišlo do njihovega nastanka. Med Saturnovimi lunami je najmasivnejša Titan, katere tir se po meritvah

Cassinija oddaljuje od Saturna s hitrostjo 11 cm letno. To širjenje Titanovega tira lahko razumemo podobno kot oddaljevanje naše Lune od Zemlje: obe luni krožita okoli hitro vrtečih se planetov, preko plimskih sil, ki planeta upočasnjujeta, pa se manjšanje spinske vrtilne količine planeta prelije v večjo orbitalno vrtilno količino in s tem velikost luninega tira. Prav to oddaljevanje Titana je spreminjalo skupno orbitalno vrtilno količino Saturna in njegovih lun ter pripeljalo Saturn v resonanco z Neptunom. Oddaljevanje Titana pa je vplivalo tudi na druge Saturnove lune. Wisdom et al. (2022) predpostavljajo, da je imel Saturn še eno luno, ki jo imenujejo Chrysalis, z maso enako luni Japet in na večji razdalji od Saturna kot Titan. Premikanje Titana navzven pomeni, da se njegova orbitalna perioda daljša. Ko je ta dosegla natanko tretjino orbitalne periode lune Chrysalis, je postal tir slednje zaradi močne resonance nestabilen in s precejšnjo verjetnostjo tudi tako močno sploščen, da so luno Chrysalis v bližini Saturna plimske sile raztrgale. Izguba lune je potisnila Saturn nekoliko zunaj resonance z Neptunom, kjer ga najdemo sedaj, obenem pa se je del drobirja zbral v disku, ki ga danes vidimo kot Saturnovi obroči. Scenarij torej hkrati pojasni velik nagib Saturnove osi, relativno nedaven nastanek obročev, ob tem pa temelji na natančnih meritvah Saturnovega vztrajnostnega momenta, mase obročev in oddaljevanja lune Titan, ki jih je prispevala sonda Cassini.

Kot ilustracijo ocenimo, kako blizu Saturnu je morala priti luna Chrysalis, da so jo plimske sile raztrgale. Po zgledu Wisdom et al. (2022) predpostavimo, da ima luna Japetu enako maso ($m = 1{,}8 \cdot 10^{21}$ kg) in polmer ($r = 735$ km), kar ustreza povprečni gostoti 1090 kg m^{-3}, primerni za led. S podatki za polmer (R) in maso (M) Saturna iz tabele 6.2 zapišemo pospeške, ki delujejo na točki lune najbližje planetu, če luna kroži in korotira na razdalji d od planeta

$$\frac{GM}{(d-r)^2} \leq \omega^2(d-r) + \frac{Gm}{r^2} \tag{6.7}$$

Tu smo predpostavili, da je masa planeta mnogo večja od lunine ($M \gg m$) in da luno drži skupaj le lastna gravitacija. V primeru enačaja bi gravitacijski privlak planeta izenačil vsoto gravitacijskega privlaka lune in centrifugalnega pospeška in bi luna razpadla. Velja tudi tretji Keplerjev zakon $\omega^2 d = GM/d^2$. Ker je $r \ll d$, lahko zapišemo $(1 - r/d)^{-2} \simeq 1 + 2\,r/d$. Po preurejanju dobimo

$$\frac{r^3}{d^3} \leq \frac{1}{3}\frac{m}{M} \tag{6.8}$$

oziroma

$$\frac{d}{R} \geq \left(3\,\frac{\rho_P}{\rho_L}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{6.9}$$

kjer smo uporabili povprečni gostoti planeta ($\rho_P = \frac{M}{4\pi R^3/3}$) in lune ($\rho_L = \frac{m}{4\pi r^3/3}$). Ob predpostavki, da ima luna Chrysalis enako povprečno gostoto kot Saturn, bi torej luna razpadla, če bi krožila na razdalji $3^{\frac{1}{3}} = 1{,}44$ polmera Saturna, kar je enako 84.000 km. To je primerljivo z opaženimi obroči, ki so najgostejši na razdaljah od 67.000 do 140.000 km. Naša ocena pa vseeno ni povsem točna, saj smo predpostavili marsikaj, kar ni čisto res. Kot prvo se krožeča luna pred razpadom deformira, torej se deli njenega površja bolj približajo planetu kot bi se pri okrogli luni. Kot drugo se Saturn vrti in zato ni okrogel, ampak nekoliko sploščen. Končno pa luna ob razpadu ni krožila okoli planeta, ampak se je gibala po precej sploščenem tiru. Prva dva vpliva pomenita, da pride do razpada že na večji razdalji od izračunane, zadnji pa dopušča, da se luna bolj približa, saj jo plimske sile skušajo razgnati le kratek čas, ko je najbližje planetu.

Na koncu poudarimo, da smo predpostavili, da luno drži skupaj lastna gravitacija. To je dober privzetek za velike lune, ki so okrogle oblike in med katere sodita tudi Japet in hipotetična luna Chrysalis. Ne velja pa za manjše lune, ki jim dajejo trdnost sile v trdni snovi, in seveda za umetne satelite. Končno tudi astronavti na vesoljskem sprehodu lahko krožijo okoli Zemljinega središča na razdalji manjši od 1,44 polmera Zemlje, pa zaradi privlaka Zemlje ne razpadejo. K sreči jih ne drži skupaj lastna teža, ampak sile v trdni (ali, če hočete, tudi *mehki*) snovi.

6.1.4 Mala telesa Osončja

Asteroidi

Okoli Sonca se poleg planetov in pritlikavih planetov gibljejo tudi manjša telesa velikosti od enega metra do nekaj sto kilometrov, ki jim pravimo asteroidi (angl. asteroids). Večina jih je v

območju med Marsom in Jupitrom. Pravimo jim tudi asteroidi glavnega pasu. Največji med njimi je Vesta s srednjim premerom 525 km, medtem ko Ceres z dvojno velikostjo že sodi med pritlikave planete. Doslej smo odkrili nekaj nad milijon teh teles[66]. Po njihovem gravitacijskem vplivu na planete in vesoljske sonde so njihovo skupno maso določili na $2{,}4 \cdot 10^{21}$ kg (Pitjeva & Pitjev, 2018), kar je za manj kot tri mase pritlikavega planeta Ceres in približno toliko, kot je masa druge največje Saturnove lune Rhea, obenem pa precej manj od mase naše Lune.

Asteroidi so kamnita telesa večinoma nepravilnih, denimo krompirjastih oblik. O njihovi notranji trdnosti lahko sklepamo iz primerjave med njihovim vrtenjem in velikostjo. Čas enega vrtljaja okoli osi ($t_{\circlearrowleft}$) izmerimo s periodičnimi spremembami njihovega sija, ki so posledica časovno spremenljive geometrije odboja Sončevih žarkov. V posebnih primerih lahko na velikost asteroida sklepamo po odboju radarskih valov, s katerimi osvetlimo asteroid. Pogosteje velikost asteroida izračunamo iz njegove absolutne magnitude (H) in deleža odbite svetlobe (albedo), ki ga določimo po tipu asteroida oziroma poteku sija po valovnih dolžinah. Tako ocenjen premer D je enak (Pravec & Harris, 2007)

$$D\,[\mathrm{km}] = 1329 \cdot 10^{-0{,}2\,H}\,\mathrm{albedo}^{-0.5} \tag{6.10}$$

Absolutno magnitudo H izračunamo iz elementov tira, predstavlja pa navidezno magnitudo, ki bi jo videl opazovalec lociran na Soncu, ki bi opazoval asteroid na razdalji 1 astronomske enote (natanko takega opazovanja očitno ni priporočljivo izvesti 🙂). Ker sta ploščina oziroma presek asteroida, ki odbija Sončeve žarke, sorazmerna z D^2, imamo v zgornji enačbi albedo pod korenom, pri magnitudi pa faktor $-0{,}2$ namesto bolj domačega $-0{,}4$.

Lastna gravitacija lahko drži skupaj okrogel asteroid, če na ekvatorju centrifugalni pospešek ne prevlada nad gravitacijskim

$$\begin{aligned}
\left(\frac{2\pi}{t_{\circlearrowleft}}\right)^2 \frac{D}{2} &< \int \frac{G\,dm\,\cos\alpha}{d^2} = \frac{GM}{(D/2)^2} \\
t_{\circlearrowleft}^2 &> \frac{4\pi^2}{GM}\left(\frac{D}{2}\right)^3 \\
t_{\circlearrowleft} &> \sqrt{\frac{3\pi}{G\bar{\rho}}}
\end{aligned} \tag{6.11}$$

V prvi vrstici je α kot med smerjo vektorja $\vec{d}$, ki kaže od masnega elementa dm do točke na ekvatorju, in smerjo od točke na ekvatorju proti središču telesa. Integral nam da preprost rezultat, saj je gravitacijski privlak krogle enak, kot če bi bila vsa njena masa M zbrana v njenem središču. V drugi vrstici prepoznamo tretji Keplerjev zakon (enačba 5.28), kar je razumljivo, saj bi v primeru enačaja snov na ekvatorju krožila po newtonovskem krožnem tiru. V zadnji vrstici smo maso izrazili s povprečno gostoto: $\bar{\rho} = M/[\frac{4\pi}{3}(\frac{D}{2})^3]$. Asteroidi v splošnem niso okrogli, torej velja ponoviti račun še za skrajni primer, ko bi se zelo podolgovat asteroid s periodo P vrtel okoli sredine. Če ima asteroid obliko niza N krogel, ki so v skupni dolžini D nanizane na palico, dobimo

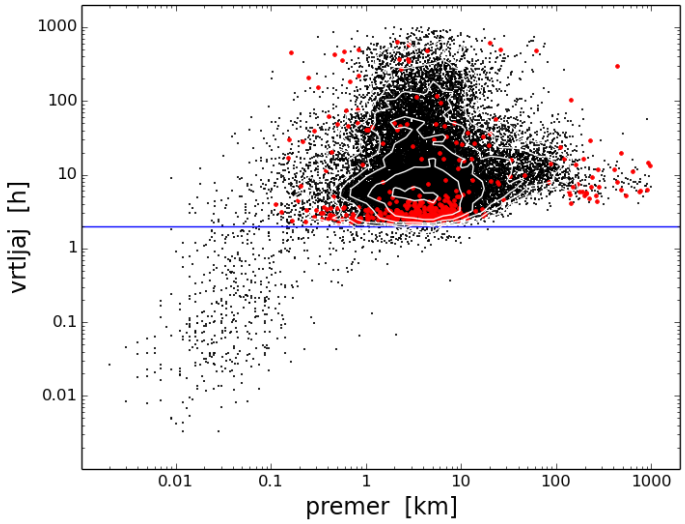
$$\begin{aligned}
\left(\frac{2\pi}{t_{\circlearrowleft}}\right)^2 \frac{D}{2} &< G\frac{M}{N}\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{(\frac{D}{N}i - \frac{D}{2N})^2} = G\frac{4MN}{D^2}\sum_{i=1}^{N}(2i-1)^{-2} \\
t_{\circlearrowleft}^2 &> \frac{4\pi^2}{GM}\left(\frac{D}{2}\right)^3 \frac{1}{N\sum_{i=1}^{N}(2i-1)^{-2}} \\
t_{\circlearrowleft} &> \sqrt{\frac{3\pi}{G\bar{\rho}}}\sqrt{\frac{1}{N\sum_{i=1}^{N}(2i-1)^{-2}}}
\end{aligned} \tag{6.12}$$

Zopet smo z $\bar{\rho}$ označili povprečno gostoto. Za okrogel asteroid ($N = 1$) je rezultat enak kot zgoraj, večje število nanizanih krogel pa se lahko vrti hitreje in je njihov $t_{\circlearrowleft}$ manjši, saj ima zadnji kvadratni koren vrednost 0,6708 (za $N = 2$), 0,5381 (za $N = 3$), 0.4620 (za $N = 4$) in 0,4110 (za $N = 5$). Gravitacijski privlak v vrsto nanizanih krogel je večji od privlaka ene same krogle z enako skupno maso, saj je pomembno, da vse vlečejo v skoraj isto smer, medtem ko so smeri privlaka različnih delov okroglega asteroida razpršene po polovici prostorskega kota.

Približno tri četrtine asteroidov je karbonatnih z značilno gostoto 1400 kg m^{-3}, 17% je silikatnih oziroma kamnitih z gostoto 2700 kg m^{-3}, večina preostalih je kovinskih z gostoto 5300 kg m^{-3}

[66] https://solarsystem.nasa.gov/asteroids-comets-and-meteors/asteroids/overview

(Krasinsky et al., 2002). Če so okrogle oblike in jih drži skupaj lastna gravitacija, zato pričakujemo (enačba 6.11), da se bodo zavrteli okoli svoje osi počasneje kot v 2,8 urah (za karbonatne), 2,0 urah (za kamnite) in 1,4 urah (za kovinske). Za zelo podolgovate asteroide so ti časi lahko za tretjino ($N = 2$) do polovico ($N = 3$) krajši (enačba 6.12).



Slika 6.4: Zveza med časom enega vrtljaja okoli osi (v urah) in velikostjo (v km) za 32.060 asteroidov. Črne točke označujejo posamezna telesa, bele konture pa enake številske gostote teles (med sosednjima konturama se gostota podvoji). Rdeče točke so dvojni asteroidi, trenutno je takih 435. Modra črta označuje čas rotacije dveh ur. Uporabili smo podatkovno bazo asteroidnih svetlobnih krivulj LCDB (https://minplanobs.org/mpinfo/php/lcdb.php), stanje na dan 20. oktobra 2022, ki je opisana v Warner et al. (2009).

Opazovanja dejansko kažejo, da se le redki asteroidi zavrtijo okoli lastne osi hitreje kot v 2 urah (slika 6.4). Ob tem se asteroidi relativno hitro vrtijo, modus vrtilnega časa je blizu 5 ur. Torej jih lastna gravitacija še vedno uspe držati skupaj. Če bi bili asteroidi monolitna telesa z veliko notranjo trdnostjo, bi sile v trdni snovi prevladovale nad gravitacijo in bi se številna od teh teles lahko vrtela hitreje. Ker to ni res, sklepamo, da so asteroidi šibko vezani skupki brez dodatne notranje trdnosti. Izjema so majhna telesa s premerom do 150 m, ki se zavrtijo v manj kot uri, kar je mogoče zaradi njihove monolitne strukture. Opažanja lahko povzamemo v sliko, da so asteroidi slabo vezani sprimki monolitnih skal, ki niso večje od 150 m. Med skalami je lahko tudi nekaj ledu, ki pa ni prevladujoč. Odsotnost sublimacije ledu okrog perihelija njihovega tira jih loči od kometov, ki v tem delu tirnice značilno razvijejo komo in včasih tudi rep(a).

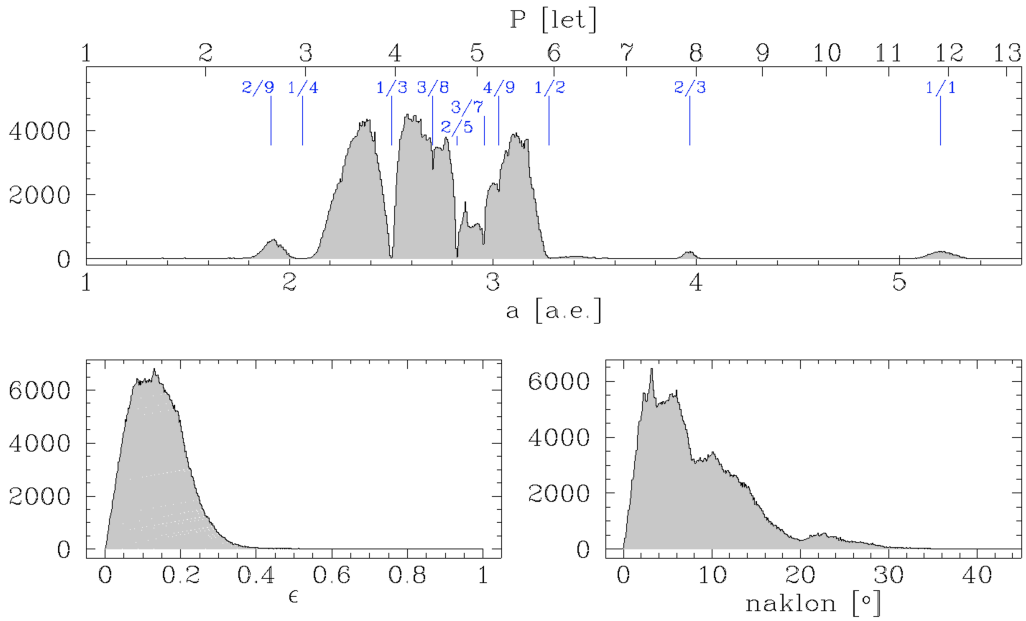
Marsikateri od asteroidov je dvojen, torej sta to dve telesi, ki se gibljeta okoli skupnega težišča. Slika 6.4 z rdečimi točkami prikazuje vrtenje takih asteroidov. Vsi se zavrtijo počasneje kot v 2 urah. Običajno dvojnost odkrijemo po izmeničnih mrkih, ko telesi izmenoma zakrivata drug drugega. Ker mora biti v tem primeru Zemlja blizu ravnine tira obeh asteroidov, je število dvojnih asteroidov precej manjše od njihove dejanske pogostosti. Vsiljuje se domneva, da asteroidi večjih velikosti, ki bi se zavrteli hitreje kot v času 2 ur, z združevanjem posameznih kosov sploh niso mogli nastati in sedaj kot ločena telesa krožijo eden okoli drugega. Relativno hitra rotacija večine dvojnih asteroidov ta sklep podpira.

Za hitro vrtenje je še en vzrok. Poleg gravitacije namreč na asteroid deluje tudi sevalni tlak sevanja Sonca. Za sferno simetrična telesa ta ne vpliva na njihovo vrtenje, saj je pravokotnica na površino usmerjena proti središču telesa. Vendar asteroidi niso okrogli, ampak nepravilnih oblik. Torej fotoni absorbirane in odbite Sončeve svetlobe kot tudi termični fotoni s površja pri odrivu delujejo s silo, ki je v splošnem usmerjena postrani. Skupni navor lahko spremeni hitrost vrtenja asteroida. Pojav, ki ga po začetnicah priimkov avtorjev imenujemo YORP[67], pomeni, da se telo

[67]YORP = Ivan Yarkovsky, John O'Keefe, Vladimir Radzievskii, Stephen Paddack.

(po milijonih let) lahko začne bodisi vrteti zelo počasi, ali pa zelo hitro. Pojav je pomemben za asteroide manjše od 50 km. Pri večjih pa je sprememba vrtenja prepočasna, saj je navor na telo sorazmeren z ročico in s tem z velikostjo telesa, medtem ko vztrajnostni moment raste s kvadratom velikosti telesa. Pojav so neposredno opazili na hitro vrtečem se asteroidu 54509 YORP, katerega vrtilni čas se vsako leto relativno skrajša za 1,7 milijonink (Lowry et al., 2007).

Soroden je pojav Jarkovski (angleško Yarkovsky effect), kjer nas ne zanima vpliv sevalnega tlaka na vrtenje ampak na tirnico asteroida. Osvetljena površina asteroida se namreč segreva, najvišja temperatura površja pa ne sovpada s trenutkom najvišje višine Sonca nad obzorjem, torej "poldnevom", ampak nastopi malo kasneje, podobno kot je tudi na Zemlji najbolj vroč del dneva zgodaj popoldne. Če se asteroid vrti okoli osi v istem smislu kot se giblje okoli Sonca, torej termično sevanje s svojim odrivom nekoliko pospešuje asteroid, ki se mu zato tirnica počasi veča in se asteroid polagoma oddaljuje od Sonca. Pri obratnem, to je retrogradnem vrtenju, se asteroid nekoliko ustavlja in posledično bliža Soncu. Za telesa na sploščeni tirnici je poleg dnevne variacije temperature lahko pomemben tudi prehod perihelija, ko sevanje segretega površja ni nujno simetrično na smer proti Soncu, kar ima zopet za posledico postopne spremembe velikosti tira. Pojav Jarkovskega je pomemben za majhne asteroide, ki so manjši od kilometra. Prvič so ga opazovali na asteroidu 6489 Golevka (Chesley et al., 2003) , kjer so odbiti radarski valovi, s katerimi so iz observatorija v Arecibu osvetlili asteroid, kazali frekvenčni in časovni zamik glede na vrednosti, ki bi jih pričakovali brez tega pojava.



Slika 6.5: Porazdelitev 619.150 oštevilčenih asteroidov po elementih tira: veliki polosi (zgoraj), sploščenosti (spodaj levo) in naklonu glede na ekliptiko (spodaj desno). Na zgornjem grafu smo označili tudi orbitalne periode. Modri ulomki kažejo razmerje orbitalne periode s periodo Jupitra. Uporabili smo elemente tira, navedene na strani Nasinega Jet Propulsion Laba (`https://ssd.jpl.nasa.gov/sb/elem_tables.html`), stanje 21. oktobra 2022.

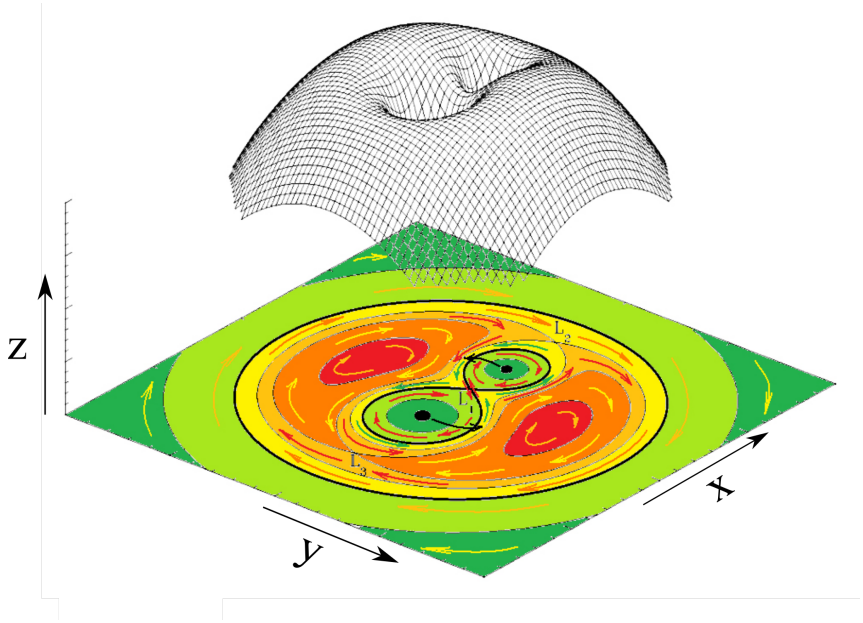
Trenutno poznamo približno 1,15 milijona asteroidov, med njimi so tirnice 619.150 teles dovolj natančne, da smo jih oštevilčili. Slika 6.5 ilustrira velikosti, sploščenost in naklon teh asteroidov. Večina asteroidnih tirov je skoraj krožnih ($\epsilon \sim 0.15$) in nagnjenih le za $\sim 5^\circ$ glede na ravnino ekliptike. Kot že rečeno, se jih večina nahaja med Marsom (a = 1,52 a.e.) in Jupitrom (a = 5,20 a.e.). Njihova porazdelitev v tem območju je močno neenakomerna, pri tem pa imajo močno vlogo resonance z Jupitrom (poglavje 6.1.3). Primanjkuje asteroidov z orbitalno periodo, ki bi bila z Jupitrovo v razmerju $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{3}{8}$, $\frac{2}{5}$, $\frac{3}{7}$, $\frac{4}{9}$ in $\frac{1}{2}$. Po drugi strani pa je presežek njihovega števila blizu razmerij $\frac{2}{9}$, $\frac{2}{3}$ ter pri Jupitrovi orbitalni periodi. O slednjih asteroidih bomo govorili v naslednjem poglavju.

Trojanci

Asteroidi čutijo predvsem privlak Sonca, do neke mere pa tudi masivnih planetov, denimo Jupitra. Ta ima pomemben vpliv na asteroide, katerih obhodni čas okoli Sonca je z Jupitrovim v razmerju majhnih celih števil. O tem smo govorili v prejšnjem razdelku. Tu bomo govorili o posebnem primeru, to je Jupitrovem vplivu na telesa, ki mirujejo v koordinatnem sistemu s središčem v Soncu, ki korotira z Jupitrom. Njihov obhodni čas okoli Sonca je seveda enak Jupitrovemu. Na taka telesa delujeta gravitacijski sili Sonca in Jupitra, ob katerih je treba zaradi vrtenja sistema upoštevati še centrifugalni pospešek. Ker telo v vrtečem se sistemu miruje, je Coriolisov pospešek enak nič. Gravitacijski in centrifugalni pospešek znamo napisati z gradientom potenciala $(-\nabla\Phi)$, ki je za krožni Jupitrov tir enak

$$\begin{aligned}\Phi &= -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{1}{2}|\vec{\omega}\times\vec{r'}|^2 \\ &= -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-a)^2+y^2+z^2}} - \frac{1}{2}\omega^2\left((x-\frac{M_2}{M_1+M_2}a)^2+y^2\right)\end{aligned} \tag{6.13}$$

To je Rochev potencial, ki je dobil ime po francoskem astronomu 19. stoletja Édouardu Rochu. Privzeli smo, da je masa asteroida majhna in se indeksa 1 in 2 nanašata na Sonce in Jupiter. Sonce smo postavili v izhodišče kartezičnega koordinatnega sistema, Jupiter pa je zmaknjen za a v x smeri. Krožna frekvenca $\vec{\omega}$ ima smer osi z in velikost, ki jo podaja tretji Keplerjev zakon $(\omega^2 = \frac{G(M_1+M_2)}{a^3})$. Razdaljo od vrtilne osi smo označili z r'. Os prebada zveznico Sonca in Jupitra na razdalji $\frac{M_2}{M_1+M_2}\,a$ od Sonca.



Slika 6.6: Vrednost Rochevega potenciala (enačba 6.13) v orbitalni ravnini ($z = 0$) obeh masivnih teles. Narisan je primer z $M_2/M_1 = \frac{1}{2}$. Potencial ima ničti odvod v petih točkah, ki jim pravimo tudi Lagrangeove točke. Najnižjo vrednost ima v prvi Lagrangeovi točki (L_1), ki leži med masivnima telesoma. Nekoliko večja je vrednost potenciala v drugi Lagrangeovi točki (L_2), ki je za drugim telesom, in še višja v točki L_3, ki leži na drugi strani podaljška zveznice masivnih teles. Četrta in peta Lagrangeova točka sta maksimuma potenciala v točkah orbitalne ravnine, ki z masivnima telesoma tvorita enakostranični trikotnik. Na sliki sta ti točki v sredi rdečih ovalov. Črni puščici opozarjata, da se masivni telesi vrtita okoli skupnega težišča. Barve označujejo podobne vrednosti potenciala, barvne puščice pa nakazujejo možno počasno gibanje snovi v območjih podobnih vrednosti potenciala. Prirejeno po sliki na Wikipediji avtorja Samuela Hona.

Telo lahko miruje v vrtečem se sistemu Sonca in Jupitra, če je pospešek enak nič, kar pomeni, da je odvod potenciala v taki točki enak nič. Zunaj orbitalne ravnine obeh masivnih teles ($z \neq 0$)

se to nikoli ne zgodi, saj gravitacija telo vleče v orbitalno ravnino, centrifugalni člen pa ni odvisen od z koordinate. V xy ravnini pa imamo 5 točk z ničelnim odvodom potenciala, ki jim pravimo tudi Lagrangeove točke (angl. Lagrange points, slika 6.6). V teh točkah asteroidi lahko mirujejo, saj nanje ne deluje nobena sila, ki bi jih vlekla drugam. Vendar se moramo vprašati, kaj se zgodi, če je asteroid malenkost zmaknjen iz Lagrangeove točke. Premik v z smeri ni problematičen, saj gravitacijski privlak obeh masivnih teles asteroid povleče nazaj proti Lagrangeovi točki. Drugače je z majhnimi premiki v orbitalni ravnini xy. Tu se vse Lagrangeove točke obnašajo kot nestabilne. Torej majhne motnje povzročijo, da se asteroid počasi oddalji od izhodiščne Lagrangeove točke. Izjema sta točki L_4 in L_5, ki sta stabilni za primer, da je masno razmerje $M_2/M_1 < 0{,}0385$. Izpeljava tega pogoja je v zapiskih predavanj prof. Richarda Fitzpatricka[68]. Za sistem Sonca in Jupitra je stabilnostni pogoj izpolnjen, torej so v bližnji okolici četrte in pete Lagrangeove točke tako imenovani Trojanci, oziroma trojanski asteroidi (angl. Trojan asteroids). Točki sta na enaki razdalji od Sonca kot Jupiter, vendar 60° pred (L_4) oziroma za (L_5) njim. Tako so Sonce, Jupiter in Lagrangeova točka v ogljiščih enakostraničnega trikotnika.

Obe skupini Trojancev sta dobro ločeni, skupna sila Sonca in Jupitra pa poskrbi, da ostajajo v svoji skupini. Po zgledu obleganja Troje imajo tisti v okolici četrte Lagrangeove točke imena po grških, v okolici pete pa po trojanskih junakih. Skupaj v obeh skupinah poznamo približno 10 tisoč asteroidov, v resnici pa je tam verjetno okrog milijon doslej še neodkritih teles večjih od kilometra. Kot v življenju je tudi na nebu mogoče prehajati med obema taboroma. Asteroid lahko zamenja tabora, tako da se giblje po podkvastem oranžnem območju skozi okolico tretje Lagrangeove točke na sliki 6.6. Numerično je obnašanje trojancev v svoji diplomski nalogi leta 2007 raziskal naš študent Gregor Kladnik.

Asteroide najdemo tudi v bližini četrte in pete Lagrangeove točke Sonca in drugih planetov. En tak asteroid smo odkrili pri Veneri, tri pri Zemlji, štiri pri Marsu, tri pri Uranu in devet pri Neptunu[69]. V prvih dveh Lagrangeovih točkah sistema Sonce-Zemlja, ki smo ju locirali z enačbo 5.58, je tudi veliko astronomskih raziskovalnih satelitov. Kljub temu, da sta ti dve točki nestabilni za majhne motnje, pa lahko z občasnim vžigom motorjev poskrbimo, da ti sateliti ne odvandrajo vstran. Asteroidi seveda motorjev nimajo, torej nestabilnost gibanja v okolici prvih treh Lagrangeovih točk pomeni, da jih tam ni.

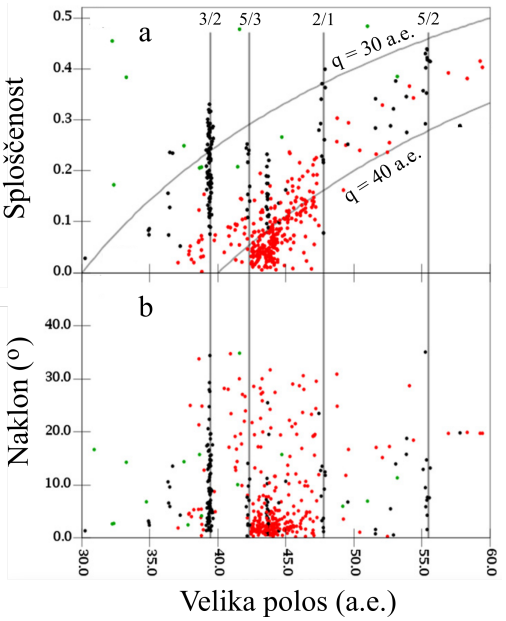
Telesa Kuiperjevega pasu

Med Neptunovo orbito s polmerom 30 a.e. in razdaljo 50 a.e. od Sonca so telesa, ki jih uvrščamo v Kuiperjev pas (angl. Kuiper belt). Njihova skupna masa je približno petdesetina mase Zemlje (Pitjeva & Pitjev, 2018), kar je 50-krat toliko, kot je masa asteroidov v glavnem pasu med Marsom in Jupitrom. Na tako maso sklepamo po gravitacijskem vplivu teles Kuiperjevega pasu na gibanje planetov in vesoljskih sond, individualno pa smo odkrili le kak odstotek teles z velikostjo nad 100 km in zanemarljiv delež manjših teles. Mnoga od največjih teles Kuiperjevega pasu so dovolj masivna, da jih uvrščamo med pritlikave planete (tabela 6.2). Za razliko od asteroidov v glavnem pasu, ki so večinoma karbonatne ali silikatne sestave, so telesa Kuiperjevega pasu ledena, večinoma iz zmrznjenega metana, amonijaka ali vode.

Tirnice teles Kuiperjevega pasu lahko razdelimo v dve skupini. V prvi so telesa s skoraj krožnimi tiri in z zelo majhnimi nakloni glede na ravnino ekliptike, ki so približno 45 a.e. od Sonca in imajo obhodni čas krajši od dvojne vrednosti Neptunove orbitalne periode. Na sliki 6.7 so označena z rdečimi točkami. Njihov izvor povezujemo z vplivi planeta Neptuna, ki je imel kmalu po nastanku Osončja bolj sploščeno tirnico in je lahko telesa iz bolj notranjih delov sipal v to območje (Levison et al., 2008). Ob teh telesih pa je očiten obstoj še ene skupine teles, ki so na sliki 6.7 označena s črnimi točkami. Njihove tirnice so bolj sploščene in bolj nagnjene. Predvsem pa njihove velike polosi kažejo na orbitalno resonanco z Neptunom, saj so njihovi obhodni časi okoli Sonca z Neptunovim v razmerjih $3:2$, $5:3$, $2:1$ ali $5:2$.

Trenutno poznamo le majhno število teles na desni strani slike 6.7. To so telesa na približno dvojni razdalji Neptuna, ki ima veliko polos enako 30 a.e. Dvojna razdalja pomeni, da so zato videti 16-krat temnejša, saj se Sončeva svetloba na poti do telesa na dvojni razdalji 4-krat bolj razredči, nato pa se isto zgodi še z odbito svetlobo, ki se vrača proti Zemlji. Populacijo teles v zunanjih delih Kuiperjevega pasu torej slabo poznamo.

[68] https://farside.ph.utexas.edu/teaching/336k/Newton/node126.html
[69] https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_objects_at_Lagrange_points



Slika 6.7: Tirnice teles Kuiperjevega pasu. Graf a podaja sploščenost, graf b pa naklon tira glede na ravnino ekliptike v odvisnosti od velike polosi tira. Točke so vrednosti za posamezna telesa: črne za telesa v resonanci s tirnico Neptuna (razmerja orbitalnih period telesa in Neptuna so navedena na vrhu zgornjega grafa), zelene točke so telesa, ki se Neptunu močno približajo, ostala od Neptuna nezmotena telesa so rdeča. Poševni črti na zgornjem grafu povezujeta položaje teles, ki se Soncu najbolj približajo na razdaljo 30 oziroma 40 astronomskih enot. Prirejeno po Levison et al. (2008, https://arxiv.org/pdf/0712.0553.pdf).

Kometi

Komet (angl. comet) je v osnovi kepa umazanega ledu velikosti od nekaj desetink do nekaj deset kilometrov. Samostalnik *led* se tu nanaša na zmrznjeno vodo, v manjšem deležu pa tudi ogljikov dioksid, ogljikov monoksid, metan in amonijak. Pridevnik *umazan* pa poudarja prisotnost organskih spojin, prahu in včasih tudi skal. To kepo imenujemo tudi jedro (angl. nucleus) kometa. Gostota kometovega jedra je $\sim$ 600 kg m^{-3}, torej je redkejši od vode (Britt et al., 2006). Je tudi redkejši od vodnega ledu (930 kg m^{-3}) ali prahu oziroma skal ($\sim$ 2200 kg m^{-3}). Torej jedro kometa ni monolitna kepa ledu in prahu, ampak je njegova struktura precej porozna. Jedro mora biti prepredeno z vmesnimi prazninami, ki napolnjujejo več kot polovico njegove prostornine.

Jedro kometa je tudi vse, kar lahko vidimo, če je komet daleč od Sonca. Zaradi nizke ravnovesne temperature (enačba 6.4) je led globoko zmrznjen. Relativno majhna velikost in zaradi zamazanosti običajno nizka odbojnost pomenita, da takega telesa ne moremo zaznati. V tem je podoben zgoraj omenjenim asteroidom v zunanjih delih Kuiperjevega pasu, ki so v ogromni večini pretemni in jih zato še nismo odkrili.

Situacija se spremeni, če je telo na zelo sploščeni tirnici, ki ga v okolici perihelija pripelje v bližino Sonca. Sedaj je telo bližje Zemlji, predvsem pa se močno dvigne ravnovesna temperatura njegovega površja. Led sublimira in v obliki curkov plina brizga skozi razpokano ledeno skorjo. To se zgodi na razdalji 3 do 4 astronomskih enot od Sonca, za komete, ki imajo na površini precej prahu, pa lahko šele na polovici te razdalje (glej sliko 1 v Crifo & Rodionov, 1997). Ravnovesna temperatura jedra kometa z odbojnostjo 0,2 je na razdalji 4, 3 in 1,5 a.e. po enačbi 6.4 enaka 132, 152 in 215 K. Primerjamo jo lahko s temperaturo ravnovesja trdne, tekoče in plinaste faze, ki je 273 K za vodo, 217 K za CO_2, 68 K za CO, 91 K za CH_4 in 195 K za NH_3. Očitno se sublimacija prične preden temperatura naraste nad ledišče vode ne pa tudi nad ledišča nekaterih drugih prisotnih hlapljivih spojin. Feldman et al. (1986) so tako opazovali izbruhe CO_2 iz kometa Haley, ko je bil ta še relativno daleč od Sonca. Pomemben dejavnik je tudi stopnja pokritosti površine s prahom.

Zaradi sublimacije se jedro kometa ovije v razsežen približno okrogel in za svetlobo neprozoren oblak hlapljivih snovi. To je koma kometa, ki naglo naraste na velikost tisočev kilometrov, v skrajnem primeru pa je lahko oblak tako velik kot Sonce. Velik oblak močno odbija Sončevo svetlobo, zato je tak aktiven komet lahko opaziti. Aktivnost je tudi lastnost, ki v osnovi loči asteroide od kometov, saj prvi kljub bližini Sonca ostajajo brez opaznega izparevanja hlapljivih snovi.

V komi so molekule hlapljivih spojin in zrna prahu, ki jih gejziri hlapljivih spojin prinašajo s seboj. Zaradi njene velikosti je gostota snovi v komi zelo majhna. Molekule Sončeva svetloba fotodisociira na posamezne atome, ki so pogosto v obliki nabitih ionov. Ti ioni seveda čutijo magnetna polja, ki jih prinaša s seboj Sončev veter in zato po spiralnih poteh potujejo vzdolž

magnetnih silnic. Za magnetno polje z gostoto $B = 1$ nT (Neugebauer et al., 2007) je za protone z maso m_p in relativno hitrostjo glede na Sonce $v = 40\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ polmer spiralnega tira enak $\frac{m_p\,v}{e_o\,B} \simeq 420\,\mathrm{km}$. To je zelo malo v primerjavi s polmerom kome, sploh pa razdaljami povezanimi s tirnico kometa. Ker je tok delcev s Sonca navadno usmerjen v smeri radialno navzven, tudi ione iz kometove kome odnaša v tej smeri. Nastane ionski rep kometa. Seva zaradi rekombinacije ionov, ki ujamejo proste elektrone v okolni plazmi. Z opazovanji s ozkopasovnimi filtri, prilagojenimi za opazovanje kometov (Farnham et al., 2000), so Neugebauer et al. (2007) zaznali značilno modro svetlobo rekombinacije molekul CO^+ pri 427 nm in CN^+ pri 387 nm v ionskem repu kometa McNaught. Ionski rep značilno modre barve usmerjen radialno proč od Sonca je tudi na sliki 4.10 kometa Hale-Bopp. Če v ionskem repu pride do prevezovanja magnetnih silnic, se tok ionov lahko prekine in v repu nastane vrzel. Tako fino strukturo v ionskih repih pogosto opazujejo.

Ob ionskem razvije komet še en, to je prašni rep. Zaradi Sončeve svetlobe, ki se odbija od prašnih delcev, sveti v neizrazitih, sivkastih tonih. Prašni delci v komi kometa so precej večji od molekul in niso električno nabiti, torej magnetna polja v Sončevem vetru za nastanek prašnega repa niso pomembna. Delci prahu in molekule zaradi velikosti kome niso gravitacijsko vezani na jedro kometa. Tako kot jedro kometa pa tudi ti delci čutijo gravitacijski privlak Sonca. Na prvi pogled bi pričakovali, da se bodo prašni delci v komi gibali okoli Sonca po enaki tirnici kot komet. Vendar nanje deluje tudi tlak Sončeve svetlobe. Če ga pomnožimo s ploskvico, s katero delec prestreza Sončeva svetlobo, dobimo silo zaradi svetlobnega tlaka. To lahko primerjamo z gravitacijskim privlakom Sonca. Za prašni delec s polmerom r, gostoto ρ, odbojnostjo alb, maso $m = 4\pi\rho\,r^3/3$ in presekom $S = \pi r^2$, sledimo enačbi 5.53 in zapišemo razmerje pospeška zaradi sevalnega tlaka in gravitacijskega pospeška

$$\begin{aligned}\frac{(dv/dt)_{sevalni\,tlak}}{(dv/dt)_{gravitacija}} &= \frac{(1+k\cdot alb)\,L_\odot}{4\pi G M_\odot\,c\,(m/S)} = \frac{3(1+k\cdot alb)\,L_\odot}{16\pi G M_\odot\,c\,\rho\,r} \\ &= 0{,}21\,(1+k\cdot alb)\left(\frac{\rho}{\rho_o}\right)^{-1}\left(\frac{r}{r_o}\right)^{-1} \end{aligned} \tag{6.14}$$

kjer je $r_o = 1\,\mu$m in $\rho_o = 2700$ kg m^{-3}, kar je običajna gostota silikatnih zrn. Odbojnost smo pomnožili s faktorjem $k < 1$, saj vsi odbiti fotoni ne potujejo v nasprotni smeri vpada ampak tudi vstran in tako manj prispevajo k sili usmerjeni proč od Sonca.

Razmerje sevalnega in gravitacijskega pospeška ni odvisno od razdalje delca od Sonca, saj oba padata s kvadratom razdalje. Vidimo, da je za delce manjše od tisočinke milimetra to razmerje blizu enice in majhna zrna svetlobni tlak hitro odpihne iz Osončja, kljub temu, da taka zrna slabo absorbirajo in odbijajo Sončevo svetlobo. V prašnem repu vidimo nekoliko večja zrna velikosti 20 do 70 μm (Zolensky & Lindstrom, 1992), ki so sprimki manjših zrn. Taka zrna so mnogo večja od valovne dolžine vidne svetlobe, torej jo lahko dobro vpijajo in odbijajo. Obenem pa vpliv sevalnega tlaka ni zanemarljiv, saj ta zmanjša gravitacijski pospešek za približno odstotek.

Prašno zrno še vedno čuti pospešek, ki pada s kvadratom razdalje od Sonca, je pa zaradi sevalnega tlaka njegova velikost malenkost manjša. Gibanje je torej tako, kot če bi imelo Sonce malo manjši gravitacijski privlak, kar lahko ilustriramo s Soncem z maso za kak odstotek manjšo od dejanske ($\frac{dm}{m} \sim -0{,}01$). Ko zapušča komo, je prašno zrno na skoraj istem mestu kot komet in ima enako smer in velikost hitrosti. Torej ima enako tudi vrtilno količino na enoto mase. Nima pa enake polne energije na enoto mase. Njeno spremembo s pomočjo enačbe 5.15 zapišemo

$$\frac{dE}{E} = \frac{-G dm/r}{-Gm/(2a)} = \frac{2a}{r}\frac{dm}{m}, \tag{6.15}$$

kjer smo upoštevali, da se spremeni le potencialna energija na razdalji r kometa od Sonca, in uporabili zvezo 5.27 med polno energijo na enoto mase in veliko polosjo (a) eliptičnega tira. Ker je $dm < 0$, je polna energija prašnega delca nekoliko bolj negativna, kot polna energija kometa. Spremembo lahko prevedemo v povečanje velike polosi tira prašnega delca

$$\begin{aligned}\frac{dE}{E} &= \frac{d(-Gm/(2a)}{-Gm/(2a)} = \frac{dm}{m} - \frac{da}{a} \\ \frac{da}{a} &= \left(1 - \frac{2a}{r}\right)\frac{dm}{m}, \end{aligned} \tag{6.16}$$

povečanje sploščenosti

$$d\epsilon = d\left(\sqrt{1+\frac{2E\Gamma^2}{G^2m^2}}\right) = \frac{\epsilon^2-1}{2\epsilon}\left(\frac{dE}{E}-2\frac{dm}{m}\right) = \frac{\epsilon^2-1}{2\epsilon}\left(\frac{2a}{r}\frac{dm}{m}-2\frac{dm}{m}\right)$$
$$= \frac{\epsilon^2-1}{\epsilon}\left(\frac{a}{r}-1\right)\frac{dm}{m} \tag{6.17}$$

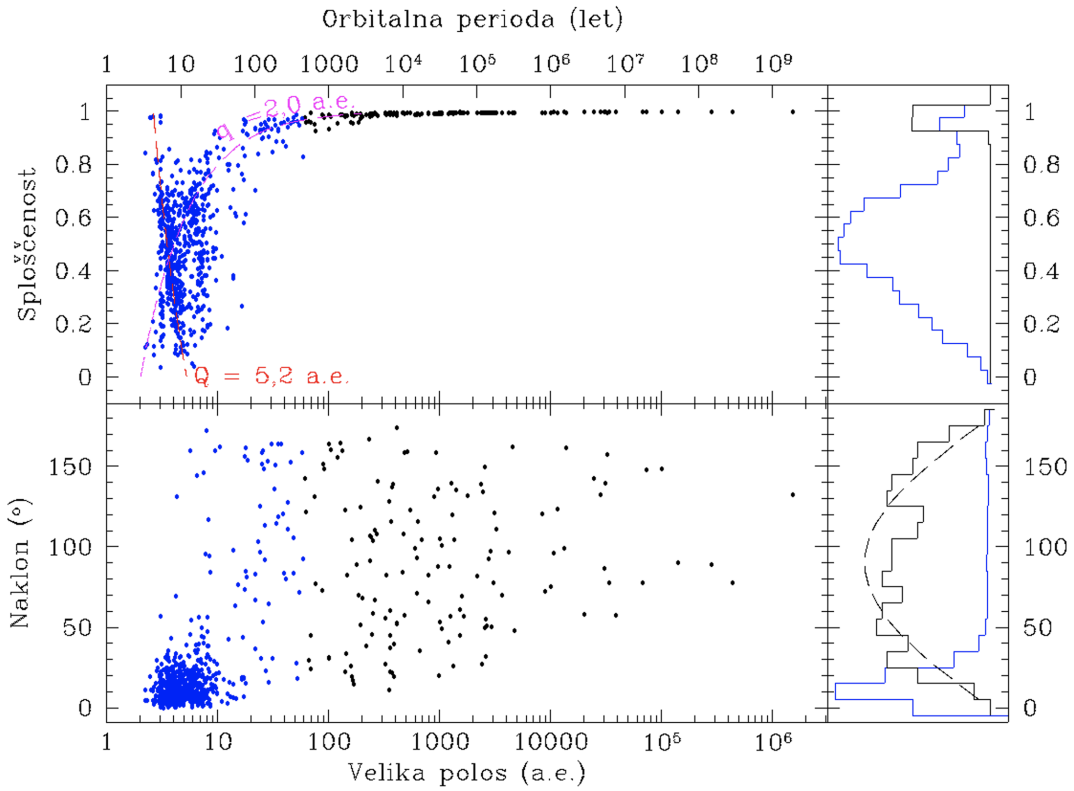
in podaljšanje orbitalne periode P

$$\frac{dP}{P} = \frac{3}{2}\frac{da}{a}-\frac{1}{2}\frac{dm}{m} = \frac{3}{2}\left(1-\frac{2a}{r}\right)\frac{dm}{m}-\frac{1}{2}\frac{dm}{m}$$
$$= \left(1-\frac{3a}{r}\right)\frac{dm}{m} \tag{6.18}$$

Uporabili smo enačbe 5.19 in 5.28. Prašni delec se torej giblje po elipsi, ki ima večjo polos, daljši obhodni čas in večjo sploščenost od jedra kometa, obenem pa se prašni rep začne v tangencialni smeri gibanja jedra kometa. Dokler se komet približuje Soncu, je rep usmerjen nazaj po tiru, po prehodu perihelija pa se obrne v smer gibanja kometa. Ker so tiri kometov močno sploščeni in ker do nastanka prašnega repa pride blizu perihelija, je razmerje $\frac{a}{r} \gg 1$ in se torej tiri prašnih delcev v repu lahko precej razlikujejo od tira jedra kometa. Prašni delci, ki so zapustili komo ob različnih časih, se gibljejo po različnih tirih, torej je prašni rep ob danem trenutku ukrivljen in se z oddaljevanjem od kometa pahljačasto širi. Relativno usmerjenost ionskega in prašnega repa je iz opazovanj pogosto težko razbrati, saj so naše slike dvodimenzionalne, sama gibanja pa so prostorska. To je podobno, kot ko spremljamo smučarske skoke in se na televizijskem zaslonu zdi, da se je skakalec nagnil vstran, čeprav je v resnici nagnjen le v smer leta.

Na osnovi povedanega se zdi, da prašni delec sicer sledi drugačni tirnici kot komet, še vedno pa je ta tirnica periodična, saj tako gravitacijska sila kot sevalni tlak padata s kvadratom razdalje od Sonca in imata nasprotno smer. Slednje ni povsem res. Za prašna zrna velikosti med tisočinko milimetra in milimetrom moramo na daljši rok upoštevati še en pojav, ki počasi spreminja njihov tir. Imenujemo ga Poynting–Robertsonov efekt (angl. Poynting–Robertson effect). Če se postavimo v inercialni sistem prašnega delca, ki se glede na Sonce giblje s hitrostjo nekaj deset kilometrov v sekundi, ni povsem res, da svetlobni tlak deluje v smeri proč od Sonca. Zaradi aberacije svetlobe (poglavje 3.10.2) se zdi, da je smer svetlobe nekoliko zmaknjena v smer gibanja delca. Posledično svetlobni tlak počasi zmanjšuje vrtilno količino delca in tudi njegovo polno energijo. Spremembe so počasne, saj je komponenta svetlobnega tlaka v nasprotni smeri gibanja v primerjavi z radialno komponento enaka le $\frac{v}{c}\sin\chi$, če je v hitrost delca, c svetlobna hitrost in χ kot med smerjo gibanja in smerjo proti Soncu (enačba 3.27). Vendar manjšanje vrtilne količine in vedno bolj negativna polna energija pomenita, da se velika polos tira manjša, raste pa tudi njegova sploščenost. V nekaj milijonih let prašni delec pade v Sonce. Lahko zaključimo, da zelo majhne delce sila sevalnega tlaka odpihne iz Osončja, nekoliko večji delci spiralno padejo v Sonce, zares trajne pa so le tirnice kosov večjih od milimetra, pri katerih sevalni tlak ni pomemben.

Slika 6.8 ilustrira oblike tirov 885 kometov. Očitno jih je smiselno razdeliti v dve skupini. V prvi so kometi označeni z modrimi točkami, ki imajo veliko polos manjšo od 60 a.e., v drugi pa tisti z večjim tirom, ki so označeni s črnimi točkami. Tirnice prve skupine imajo orbitalne periode krajše od 460 let in so večinoma le zmerno nagnjene na ravnino ekliptike, sploščenosti tira pa segajo od majhnih do zelo velikih. Velik del kometov te skupine ima največjo oddaljenost od Sonca (Q) na razdalji Kuiperjevega pasu. To območje je zato dober kandidat za izvor te skupine kometov, še posebej zato, ker je tam, kot smo razložili zgoraj, veliko takih ledenih teles. Levison et al. (2008) razložijo, da so gravitacijske motnje Neptuna, katerega tirnica je bila včasih mnogo bolj sploščena, zmotile tirnice teles v Kuiperjevem pasu in jih uvrstile med kratkoperiodične komete. Telesa na precej sploščenih tirnicah in z majhnim naklonom glede na ekliptiko sekajo tirnico Jupitra. Občasno torej lahko pride do bližnjega srečanja s tem masivnim planetom, tir kometa po srečanju pa je zaradi efekta gravitacijske frače (glej poglavje 5.3.1) močno spremenjen. Če se je kometova hitrost po srečanju z Jupitrom poveča, njegova polna energija lahko postane pozitivna in telo po hiperbilični tirnici zapusti Osončje. Druga možnost je precejšnje zmanjšanje hitrosti glede na Sonce, tako da tak komet po srečanju nima dovolj energije, da bi se oddaljil od Sonca bistveno dlje, kot je Jupitrov tir. Rdeča črtkana črta na sliki 6.8, ki označuje tire kometov z največjo oddaljenostjo od Sonca enako polmeru Jupitrovega tira ($Q = 5{,}6$ a.e.). Kaže, da je takih kometov



Slika 6.8: Tirnice kometov. Zgornji graf podaja sploščenost in spodnji naklon tira glede na ravnino ekliptike v odvisnosti od velikosti velike polosi tira. Na vrhu smo označili tudi ustrezne obhodne dobe okoli Sonca. Modre točke so kometi z veliko polosjo manjšo od 60 a.e., črne pa tisti na večjih tirih. Rdeča črta povezuje komete, ki imajo največjo razdaljo od Sonca enako polmeru Jupitrovega tira (5,2 a.e.), rožnata pa tiste, ki se Soncu najbolj približajo na 2 astronomski enoti. Grafa na desni podajata normalizirane histograme porazdelitev modrih in črnih točk. Črtkana črna črta sledi sinusni odvisnosti od naklonskega kota, ki bi jo pričakovali za izotropno porazdelitev kometnih tirov v prostoru. Narisali smo podatke 885 kometov na gravitacijsko vezanih tirih, kot jih v datoteki `https://www.minorplanetcenter.net/iau/MPCORB/CometEls.txt` navaja Center za mala telesa Mednarodne astronomske zveze.

kar nekaj. Za te komete rečemo, da so člani Jupitrove družine kometov. Njihov status je začasen, saj se bodo čez čas zopet srečali z Jupitrom in jih bo bodisi ustavilo in bodo padli proti ali celo v Sonce, ali pa bodo z veliko hitrostjo zapustili Osončje. Obstaja pa še tretja možnost za končno usodo kometa po srečanju z Jupitrom. Komet lahko dobesedno pade v Jupiter, pred tem pa ga plimske sile raztrgajo na ločene kose. Prav to se je leta 1994 zgodilo kometu Shoemaker-Levy 9. Do raztrganja kometa z maso m, polmerom r in povprečno gostoto $\rho = \frac{m}{4\pi r^3/3}$ pride, če razlika v prečni komponenti hitrosti med površjem ($v_y(r)$) in središčem ($v_y(0)$) kometa preseže ubežno hitrost na površju

$$\begin{aligned} v_y(r) - v_y(0) &> \sqrt{\frac{2Gm}{r}} \\ \frac{2GM_J}{(b-r)\,v_x} - \frac{2GM_J}{b\,v_x} &> \sqrt{\frac{2Gm}{r}} \\ \frac{2GM_J}{b\,v_x}\frac{r}{b} &> \sqrt{\frac{2Gm}{r}} \\ b &< \sqrt{\frac{2GM_J}{v_x}\sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho}}} = 2{,}63\,R_J \left(\frac{v_x}{v_o}\right)^{-0.5} \left(\frac{\rho}{\rho_o}\right)^{-0.25} \end{aligned} \tag{6.19}$$

Uporabili smo izraz za ubežno hitrost (enačba 5.44), enačbo 6.1 in skico 6.1. M_J je masa in R_J polmer Jupitra, v_x je hitrost kometa glede na Jupiter pred srečanjem in b najmanjša razdalja med Jupitrom in kometom. Pri prehodu med drugo in tretjo vrstico smo upoštevali, da je razmerje $r/b \ll 1$. Rezultat smo izrazili s konstantama, ki sta enaki $v_o = 10$ km s^{-1} in $\rho_o = 1000$ kg m^{-3}. Komet Shoemaker-Levy 9 s povprečno gostoto 600 kg m^{-3} (Asphaug & Benz, 1996) se je leta 1992 Jupitru približal na minimalno razdaljo $1{,}31\,R_J$ in pri tem razpadel na 20 približno enako velikih kosov. Njegova hitrost glede na Jupiter pred srečanjem je bila $\sim 1{,}2$ km s^{-1} (Benner & McKinnon, 1994), torej nam zgornja zveza da $b < 8{,}63\,R_J$. Sklep ni povsem pravilen, saj je ta hitrost tako majhna, da je bil tir glede na Jupiter blizu paraboli in zato hiperbolični približek, ki smo ga uporabili pri izpeljavi enačbe 5.44, ne velja. Kot drugo skrajnost bi lahko privzeli približno krožni tir kometa okoli Jupitra in tako dobili (enačba 6.9)

$$b < \left(\frac{3\rho_J}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}} R_J = 1{,}58\,R_J \left(\frac{\rho}{\rho_o}\right)^{-\frac{1}{3}} \tag{6.20}$$

kar pri gostoti 600 kg m^{-3} ustreza razdalji $b < 1{,}88\,R_J$. Dejanska razdalja kometa od Jupitra je bila manjša od obeh limit, torej je razumljivo, da je komet razpadel. Posredno pa to potrjuje, da je komet skupaj držala le lastna gravitacija in ni imel dodatne trdnosti, ki jo manjšim kamnom dajejo sile v trdni snovi. V juliju 1994 so kosi kometa eden za drugim zadeli Jupiter in pri tem razburkali njegovo atmosfero, kar smo z zanimanjem opazovali[70]. Zanemarljivo majhna notranja trdnost je za komete značilna. Tako je leta 1886 ob mimoletu Jupitra na razdalji $2\,R_J$ razpadel komet Brooks 2, medtem ko je komet Gehrels 3 leta 1970 pri mimoletu na razdalji $3\,R_J$ ostal cel (Asphaug & Benz, 1996). Kometi lahko razpadejo na manjše kose tudi ob bližnjem mimoletu Sonca. Ti kosi lahko potem tudi povsem izparijo. Tako pogosto opazujemo komet, kako se približuje Soncu, medtem ko ga po prehodu perihelija ni več opaziti. Včasih kometi razpadejo tudi brez močne plimske motnje ali toplotnega stresa. To kaže, da kometi niso kompaktne ledene kepe, ampak slabo gravitacijsko vezani sprimki manjših ledenih kosov.

Druga skupina kometov na sliki 6.8 so telesa z veliko polosjo tira večjo od 60 a.e., ki so na zelo sploščenih, skoraj paraboličnih tirih. V nasprotju s kratkoperiodičnimi kometi njihove tirnice niso blizu ravnine ekliptike. Porazdelitev njihovih naklonov je skladna z izotropno porazdelitvijo $dN/di = (dN/d\Omega)(d\Omega/di) \propto |d(\cos i)/di| = \sin i$, ki jo kaže črna črtkana črta na histogramu spodaj desno na sliki 6.8. Ti kometi torej ne morejo izvirati v Kuiperjevem pasu v bližini ekliptike, ampak morajo prihajati iz krogelnega oblaka teles na mnogo večjih razdaljah od Sonca. Ta rezervoar imenujemo Oortov oblak (angl. Ooort cloud). Orbitalne periode teh kometov so dolge in merijo od nekaj tisočev do nekaj sto milijonov let. Vseeno pa so krajše od starosti Sonca in Osončja. Torej si lahko predstavljamo, da se ledena telesa v Oortovem oblaku gibljejo z zelo majhnimi hitrostmi ($v = \sqrt{GM_\odot/a} = 95$ m s^{-1} za $a = 10^5$ a.e.) po tirih z majhno sploščenostjo okoli Sonca. Zaradi

[70] https://en.wikipedia.org/wiki/Comet_Shoemaker-Levy_9

velike oddaljenosti so neopazljiva. Če pa prileti mimo kakšna zvezda, jih to lahko skoraj ustavi in potem padejo proti Soncu po zelo sploščenem tiru, pomemben pa je lahko tudi vpliv galaktične plime (Matese & Whitmire, 1996; Higuchi, 2020). Z astrometričnimi meritvami položaja zvezd v prostoru in njihovega gibanja s satelitom Gaia Evropske vesoljske agencije (Gaia Collaboration et al., 2016) lahko za približno 6 milijonov let v preteklost in v prihodnost identificiramo zvezde v naši bližini (Bailer-Jones, 2022). Tako se je pred 2,8 milijona leti zvezda HD 7977, ki je po tipu podobna našemu Soncu, približala na razdaljo, ki je bila s tretjinsko verjetnostjo manjša od 10^4 a.e., sedaj pa je na razdalji 76 pc. Zaradi merskih napak njena najmanjša razdalja od Sonca ni natančno znana. Bolj gotovo je srečanje v prihodnosti, ko se bo čez 1,3 milijona let zvezda Gl 710 (ki je podobna Soncu, vendar ima le dve tretjini njegove mase) Soncu približala na razdaljo 13.100 ± 900 a.e. (90% interval zaupanja). Skupaj poznamo 42 zvezd z minimalno razdaljo od Sonca manjšo od 1 pc, 6 od teh pa se v obdobju do 12 millijonov let v preteklost in prihodnost približa na manj kot 0,4 pc, oziroma 82500 a.e.. Posamezne opazovane komete je težko povezati z mimoletom določene zvezde. Komet namreč po srečanju potrebuje nekaj milijonov let, da doseže okolico Sonca in prav lahko se zgodi, da je ta čas nekaj tisočletij krajši ali daljši, kar pomeni, da ga nismo ali še nismo zaznali.

Preusmeritev kometa iz Oortovega oblaka na izjemno sploščen tir, ki ga pripelje v notranje dele Osončja, je zelo redek dogodek. Ker pa smo takih kometov kljub opazovanjem, ki trajajo le nekaj stoletij, opazili kar veliko, mora biti v Oortovem oblaku izjemno veliko teh teles. Njihovo skupno maso na razdalji do 150.000 a.e. ocenjujejo na nekaj Zemljinih mas, kar ustreza nekaj bilijonom objektov kilometrskih velikosti. Ker mnoga od teh teles prvič prihajajo v bližino Sonca, so posebej zanimiva, saj predstavljajo prvotno, še nikoli zmoteno snov, ki se je zgostila v zunanjih delih Osončja ob njegovem nastanku pred 4,6 milijarde let. Še posebej nas zanima, ali so padci takih kometov na Zemljo lahko prinesli vodo. Naš planet je namreč nekoliko preblizu Soncu, da bi se na njem kmalu po nastanku lahko kondenzirale velike količine vode. Na to vprašanje lahko odgovori primerjava izotopske sestave vodnega ledu s kometov in vode na Zemlji, konkretno primerjajo deleža atomov devterija in vodika v vodi. Kot kaže, voda na Zemlji ne izvira iz kometov, ampak njen izvor lahko pripišemo padcem zgodnjih meteoritov (Marty, 2012).

Medzvezdni obiskovalci

Doslej smo govorili o telesih, ki so gravitacijsko vezana na Sonce. Ta se okoli Sonca gibljejo po periodičnih tirih, torej jih lahko vedno znova opazujemo. Drugače je s telesi, ki zapustijo Osončje ali tistimi, ki vanj priletijo od zunaj. Omenili smo že, da manjša telesa ob srečanju s katerim od masivnih planetov v sistemu, ki miruje glede na Sonce, lahko pridobijo toliko kinetične energije, da za vedno zapustijo naše Osončje. Vendar je bližnje srečanje z masivnim planetom redek dogodek. Torej pričakujemo, da bi večina teles, ki bi v območje Osončja vstopila po hiperboličnem tiru, Osončje po skoraj enakem hiperboličnem tiru tudi zapustila. Obisk je torej enkraten in moramo imeti srečo, da se zgodi ravno v obdobju naših opazovanj. Kljub redkosti pa nas taki dogodki zanimajo, saj predstavljajo izjemno priložnost, da snov, ki prihaja "od drugod", opazujemo v naši bližini.

Do pred nekaj leti nismo poznali nobenega medzvezdnega obiskovalca. Sedaj sta dva. Zlasti prvi je vzbudil veliko zanimanja, medtem ko je drugi povsem običajen komet z imenom C/2019 Q4 Borisov, ki se je Soncu na tiru s sploščenostjo $\epsilon = 3{,}356$ dne 8. decembra 2019 približal na 2 a.e., nato pa po hiperboličnem tiru zopet zapustil Osončje. Prvo odkrito telo je delilo podobno usodo, zanimiva pa je njegova narava. Torej bomo v nadaljevanju z majhnimi dopolnitvami sledili članku, ki je bil 15. novembra 2018 objavljen v prilogi Znanost časnika Delo.

V Zvezdici Zaspanki Frana Milčinskega kot vesoljski sel nastopa komet Repatec. Leta 2017 pa so s teleskopom na Havajih odkrili prvo telo, ki je v naše Osončje prišlo od drugod (Meech et al., 2017). Zato so razumljivo k evidenčni številki A/2017 U1 dodali še ime 'Oumuamua, ki v havajščini pomeni vesoljski sel. Le da sedaj vemo, da to ni komet in da vsega, kar smo opazili, ne znamo razložiti.

Na začetku je bilo pričakovano presenečenje. 19. oktobra 2017 je astronom Rob Weryk med pregledom posnetkov neba projekta Pan-STARRS 1 odkril telo, ki se je na četrtinski razdalji Zemlje od Sonca naglo oddaljevalo od Zemlje in tudi od Sonca. Odkritje so potrdili s teleskopom Evropske vesoljske agencije na Kanarskih otokih. Telo se je glede na Sonce gibalo s hitrostjo skoraj 52 kilometrov v sekundi. Tako hitrih teles Sonce ne uspe zadržati, ampak uidejo v medzvezdni

prostor. Newtonov zakon nam pove, da telo na taki nevezani tirnici od tam tudi pride. Torej so odkrili prvega galaktičnega obiskovalca iz drugega osončja, kar je bilo pričakovano. Končno tudi v našem Osončju marsikateri komet po srečanju s katerim od večjih planetov odleti v medzvezdni prostor in, če zaide v drugo osončje, postane tamkajšnji zvezdni sel.

Tirnica je kazala, da se je 9. septembra 2017 telo na četrtini Zemljine razdalje zavihtelo okrog Sonca, 14. oktobra pa je letelo mimo Zemlje na šestini Sončeve razdalje. Odkritje šele 5 dni kasneje lahko razložimo s tem, da je bilo telo tedaj blizu ravnine Zemljinega tira. Ker tudi planeti in večina asteroidov kroži okoli Sonca v skoraj isti ravnini, je to tudi glavno iskalno območje projekta Pan-STARRS 1, ki išče nove "kamne"v Osončju. Objekt je bil ob odkritju komaj kaj svetlejši od 20. magnitude, torej je šlo za majhno telo velikosti le nekaj sto metrov. Sploščenost tira je bila 1,201, naklon na ravnino ekliptike pa 122,7°.

Seveda pa so nas zanimale njegove lastnosti. Tako je bil 'Oumuamua v naslednjih dveh mesecih predmet raziskovanja z vsemi najpomembnejšimi svetovnimi teleskopi, od vidne do radijske svetlobe. Njegova rdečkasta barva je kazala na površino pordečeno od vesoljskega prahu, ki se je na telesu nabral med dolgim medzvezdnim potovanjem. Telo razen odboja Sončeve svetlobe ni oddajalo elektromagnetnega valovanja, torej to ni bila kakšna izvidniška ladja, kot so senzacionalistično domnevali nekateri. Še najbolj neobičajno je bilo, da se je sij vsake 7,3 ure zmanjšal na desetino prvotnega. To je kazalo, da je telo precej sploščeno in zato med vrtenjem izmenoma odbija več ali manj Sončeve svetlobe. Take krompirjaste oblike so med majhnimi telesi, ki so okruški razpadlih večjih teles, pogoste.

Do 2. januarja 2018 je bil 'Oumuamua trikrat dlje od Zemlje kot Sonce, njegov sij je padel pod 27. magnitudo, kar je pretemno celo za največje teleskope. Skupna ugotovitev je bila, da smo bili priča mimoletu precej sploščenega, sicer pa običajnega kamna velikosti približno 100 krat 800 metrov. Presenečenje je prinesla objava italijana Marca Michelija s sodelavci v julijski številki revije Nature (Micheli et al., 2018). Ekipa je podrobno analizirala gibanje telesa v dveh mesecih opazovanj in ugotovila, da ga ne more povsem razložiti z gravitacijskim zakonom. Za ujemanje z opazovanji so morali gravitacijski privlak Sonca zmanjšati za skoraj tisočinko. To se morda sliši malo, vendar tega ne moremo razložiti z nepoznavanjem gravitacijskega privlaka, saj je recimo zmnožek mase Sonca in gravitacijske konstante negotov šele na 11. decimalnem mestu. Formalno je bilo izmerjeno odstopanje 30-krat večje od napake meritev. To je sprožilo iskanje dodatne, negravitacijske sile, ki bi 'Oumuamua potiskala proč od Sonca.

V članku so avtorji predlagali, da 'Oumuamua podobno kot kometi izgublja snov. Tako kot vodni curek brizgalne gasilca potisne vzvratno, bi lahko tudi naše telo zaradi curkov snovi odrivalo proč od Sonca. Razlagi nasprotuje dejstvo, da takega toka snovi niso opazili. To sicer morda lahko pojasnimo z neobičajno sestavo izvržene snovi, pomembnejša težava pa je vsebinska. Pomislite na poletno zalivanje vrta. Zalivalka ne brizga vode natanko v radialni smeri, zato se začne vrteti. Podobno bi se zgodilo tudi z našim telesom, saj ni razloga, da bi snov iz njega brizgala natanko radialno. Roman Rafikov iz Cambridgea je jeseni v reviji Astrophysical Journal Letters objavil članek (Rafikov, 2018), v katerem pokaže, da bi se ob brizganju snovi telo že v nekaj urah zavrtelo tako hitro, da bi razpadlo. Opazovanja jasno kažejo, da je bilo vrtenje stabilno. Torej 'Oumuamua ni komet.

Sledila je raziskava Bialy & Loeb (2018), ki skuša opazovanja razložiti z vplivom tlaka Sončeve svetlobe. Ko svetloba zadene ob telo, ga namreč rahlo odrine. Odriv je sorazmeren s presekom telesa, medtem ko je gravitacijski privlak sorazmeren z maso in s tem s prostornino telesa. Zato je svetlobni tlak pomemben za majhna telesa velikosti prašnih zrn ali pa za ploščata telesa, ki imajo ob dani prostornini velik presek. Z uporabo enačbe 6.14 izračunamo, da bi za razlago opazovanj morala biti 'Oumuamua izjemno sploščena. Ob ploščini kakih 10 tisoč kvadratnih metrov bi morala biti tanjša od milimetra!

Kako bi lahko nastalo takšno ploščato, čeprav morda nekoliko zmečkano jadro? Takšna in v resnici tudi precej tanjša jadra znamo narediti ljudje. Vendar razlaga z zunajzemeljsko civilizacijo krši osnovno znanstveno načelo, da morajo biti presenetljive in pomembne trditve podprte s trdnimi in raznorodnimi meritvami.

Kako naj nastane taka plast? Kolega Alojz Kodre je omenil molekularno depozicijo, s katero na Zemlji ustvarjamo recimo plasti grafena. Vendar v naravi takih procesov še nismo opazili. Kolega Andrej Čadež je razmišljal o električno nabitem telesu, vendar ni jasno, kako bi se lahko na telesu nabral tako velik presežek naboja. Vsekakor pa že avtorja v omenjenem članku ugotavljata, da bi ob telesih tipa 'Oumuamua, ki letijo v poljubnih smereh, teh moralo nastati zelo veliko, kar po

Tabela 6.3: Poimenovanje malih teles v Osončju.

Ime	Položaj	Opis
Komet	V Osončju, tirnica okoli Sonca.	Telo, navadno kilometrske velikosti, ki v bližini Sonca razvije rep(a).
Asteroid	V Osončju, tirnica okoli Sonca.	Telo brez repa ali kome, vsaj metrske velikosti, vendar manj od $\sim$ 400 km za pritlikav planet.
Meteoroid	V Osončju, tirnica okoli Sonca.	Telo brez repa ali kome, manjše od metra.
Meteor ali utrinek	V zgornjih plasteh Zemljinega ozračja.	Telo velikosti zrnca, do 100 km nad tlemi, žari pretežno pregreti zrak ob njegovi poti.
Ognjena krogla ali bolid	V Zemljinem ozračju.	Večje telo, kjer med padanjem vidimo žarenje v okolici samega telesa.
Meteorit	Na površini, navadno Zemljini.	Morebitni preostanek ognjene krogle, ki ga najdemo na površju. Lahko naredi krater, ki je na Luni $\sim$ 40x večji in $\sim$ 4x globlji od velikosti telesa. Na Zemlji so kraterji zaradi ustavljanja v ozračju manjši, velika večina padcev sploh ne izdolbe luknje.

10^{15} na vsako zvezdo v Galaksiji. Bi vsako zvezdo lahko oblekli v milimeter debelo srajco, ki bi nato razpokala in odletela v prostor? Vprašanje nastanka torej ostaja odprto.

'Oumuamua se oddaljuje tako hitro, da je ne moremo več ujeti. Morda bi se bilo dobro pripraviti na naslednjo priliko in imeti v nizki tirnici nad Zemljo pripravljeno izvidniško sondo z veliko zalogo goriva, ki bi naslednjega obiskovalca lahko opazovala od blizu. Vsekakor pa 'Oumuamua jasno kaže na širino in vznemirljivost razmislekov, ki jih moramo uporabiti za razlago odkritij v astrofiziki.

Meteoroidi

Meteoroidi (angl. meteoroids) so telesa, ki so po velikosti med prahom in metrskimi telesi, ki jih že štejemo k asteroidom. So predrobna, da bi jih lahko opazili, z dvema izjemama. Prvo je udarec ob vesoljsko sondo, drugi pa vstop telesa v Zemljino atmosfero. Ker je meteoroid gravitacijsko vezan na Sonce, je njegova hitrost glede na Sonce na Zemljini razdalji manjša od ubežne hitrosti iz Osončja, to je 42 km s^{-1}. Ker se Zemlja okoli Sonca giblje s hitrostjo 30 km s^{-1}, je relativna hitrost meteoroida glede na Zemljo do 72 km s^{-1}. Tako velike hitrosti se lahko zgodijo pri čelnem trku, to je na strani Zemlje, ki gleda v smer gibanja. Iz slike 3.11 razberemo, da najhitrejša telesa v Zemljino atmosfero vstopajo v jutranjih urah. Nasprotno so zvečer vstopne hitrosti manjše, saj meteoroidi "lovijo" Zemljo in je velikost relativne hitrosti bližje preprosti razliki hitrosti telesa in Zemlje okoli Sonca, ki je za meteoroid na paraboličnem tiru 12 km s^{-1}, za takega na eliptičnem pa še manj.

V vsakem primeru so vstopne hitrosti v Zemljino atmosfero znatne. Zato za telesom na višini približno 100 km nad Zemljinim površjem nastane žareča sled ioniziranega zraka, ki jo imenujemo utrinek. Kot smo razložili zgoraj, so utrinki zvečer počasnejši, zjutraj pa hitrejši. Pri telesih metrske velikosti na začetku sledi vidimo tudi žarenje telesa samega, pojav imenujemo ognjena krogla. Taka telesa zaradi toplotnega stresa razpadejo na manjša. V vsakem primeru se koščki zaradi trenja ustavijo in počasi kot prah padejo na Zemljo. Ocenjujejo, da se dnevno nabere za 15 tisoč ton tega materiala. To se sliši veliko, vendar je v primerjavi z maso Zemlje zanemarljivo malo. Vsako milijardo let se na Zemljo usede $5{,}5 \cdot 10^{18}$ kg ali milijoninka mase Zemlje.

Meteorski roji

Kometi izgubljajo snov v prašnem repu, v prah pa razpadejo tudi posamezni kosi kometa, če ta razpade med letom. Brizganje gejzirov hlapljivih snovi in prahu iz kometovega jedra pomeni, da prašni delci nimajo povsem enake hitrosti okoli Sonca kot komet. Če je zrno prahu hitrejše oziroma počasnejše od kometa, to po enačbi 5.41 ustreza majhnemu podaljšanju oziroma skrajšanju njegovega obhodnega časa okoli Sonca. Na majhna prašna zrna deluje tudi sevalni tlak Sonca, kar

po enačbi 6.18 nekoliko podaljša njihov obhodni čas.

Relativne hitrosti prašnih zrn glede na komet so majhne, torej je tudi tir prašnih zrn podoben kometovemu. Pomembno pa je, da je njihov obhodni čas drugačen od kometovega. Zato večja prašna zrna lahko prehitevajo ali zaostajajo za kometom, manjša zrna pa zlasti zaostajajo za kometom. Njihov trenutni položaj se razmaže po kometovi tirnici, saj je denimo prašno zrno, odkar je zapustilo komet, naredilo 4,7, komet pa že 5 obhodov okoli Sonca. Zrna so tako porazdeljena po vsej kometovi tirnici. Ker zrna niso na istem mestu kot komet, čutijo tudi različne vplive motenj planetov, saj denimo tirnico zrna zmoti mimolet Jupitra, medtem ko je sam komet tedaj že daleč spredaj in je tokratni vpliv Jupitra nanj zanemarljiv. Razlike v motnjah planetov povzročijo precesijo usmerjenosti tirov prašnih delcev, ki ne sovpadajo več s kometovim. Po dolgem času motnje popolnoma zabrišejo izvor, tako da ne moremo reči, iz katerega kometa izvira posamezno prašno zrno. Dodatna težava je tudi, da je komet medtem morda že razpadel, ga je vrglo iz Osončja ali pa je padel v Sonce.

Prašna zrna v tirnici kometa je težko opaziti. Izjema so nedavno izvržena zrna v bližini kometa. Včasih je na nasprotni strani prašnega repa kometa viden tudi kratek antirep. Situacija se spremeni, če tirnice prašni zrn sekajo Zemljin tir okoli Sonca. V tem primeru bo okrog določenega datuma v letu, ko je Zemlja v bližini presečišča, v njeno atmosfero vstopalo zelo veliko prašnih zrn, ki bodo tudi prihajala iz določene smeri in z določeno hitrostjo. Govorimo o meteorskem roju, saj tedaj ponoči opazimo veliko število meteorjev oziroma utrinkov, za katere se zdi, da zvezdasto izhajajo iz iste točke na nebu. To točko imenujemo radiant meteorskega roja. V resnici so sledi prašnih zrn med seboj vzporedne, nam pa se zdi, da izhajajo iz določene točke. To je podobno, kot ko gremo čez železnico in se zdi, da se tiri stekajo na obzorju. Aktivnost meteorskega roja lahko traja tudi nekaj dni, saj imajo zaradi različnih motenj planetov posamezna prašna zrna nekoliko različne tirnice, obenem pa te motnje zrna združujejo v pramene, kar pomeni, da aktivnost meteorskega roja niha od noči do noči ali celo od ure do ure.

Aktivnost roja navadno merimo s številom utrinkov na uro. Radiant na nizki višini nad obzorjem pomeni, da bo več utrinkov blizu obzorja, te pa je težje opaziti. Pomembna je tudi mejna magnituda, ki pove, kako temne zvezde še lahko vidimo s prostim očesom. Oba vpliva upoštevamo tako, da podamo število utrinkov na uro, ki bi jih videl opazovalec v odličnih pogojih (mejna magnituda 6,5), če bi ob jasnem vremenu opazoval roj, katerega radiant bi bil v zenitu. Običajno je to število le nekaj na uro in tudi pri najbolj aktivnih rojih ni bistveno večje od 100 utrinkov na uro. Izjemoma pa lahko pride do meteorskega dežja, ko gre Zemlja skozi posebej gosto območje prašnih zrn. Pojav je povsem nenevaren, saj se meteorji ustavijo več deset kilometrov nad površjem, obenem pa je to eno najlepših doživetij v naravi. 12. novembra 1799 je raziskovalec Alexander von Humbolt s sodelavci iz Venezuele opazoval meteorski dež, ko "na nebu ni bilo ploskve dveh ali treh polnih lun, ki ne bi bila polna ognjenih krogel in utrinkov". 13. novembra 1833 so iz Združenih držav Amerike opazovali meteorski dež s približno 20 utrinki v sekundi. Bolj nedavno so 19. novembra 2002 iz Evrope in ZDA opazovali več kot 2000 utrinkov na uro.[71]

Meteorski roj imenujemo po ozvezdju, v katerem leži njegov radiant. Če je v istem ozvezdju več radiantov, dodamo še grško črko svetle zvezde v bližini. Omenjeni novembrski izbruhi tako pripadajo meteorskemu roju Leonidov, ki imajo radiant v ozvezdju Leva. Meteorji tega roja izvirajo iz kometa 55P/Tempel–Tuttle, ki naredi en obhod okoli Sonca v 33 letih. Zelo znan je tudi meteorski roj Perzeidov, ki prihaja iz smeri ozvezdja Perzeja. Najbolj aktiven je okoli 13. avgusta, njegov izvor pa je komet 109P/Swift-Tuttle z obhodno dobo 133 let, ki je v 1 : 11 resonanci z Jupitrom. Mednarodna astronomska zveza kot "potrjene" trenutno vodi 95 meteorskih rojev, na spisku za preverjanje pa je skupaj 495 rojev. Meteorski roji so priljubljeni cilj ljubiteljskih opazovanj[72]. V zadnjem desetletju za njihovo objektivno karakterizacijo uporabljamo vsenebne kamere (Jenniskens et al., 2016), kar postaja tudi način dela domačih ljubiteljskih opazovalcev[73].

Prah v ravnini ekliptike

Po sončnem zahodu ali pred sončnim vzhodom vidimo v smeri od Sonca poševno proti jugu pas medle svetlobe. To je zodiakalna svetloba (angl. zodiacal light), ki nastane zaradi sipanja

[71] Kroniko dogodkov meteorskega dežja najdemo na naslovu https://www.space.com/greatest-meteor-storms-in-history, o meteorjih pa v slovenščini piše Mihaela Triglav Čekada (2000).

[72] Primer je https://smart.ad-labod.si/perzeidi/.

[73] http://www.adj.si/pmwiki/uploads/Mesecnik/HomePage/JaM-2019-04.pdf

Sončeve svetlobe na prašnih delcih blizu ravnine ekliptike. Ne smemo je zamenjati z navpičnim stolpom svetlobe direktno nad Soncem, ki je posledica odboja Sončeve svetlobe na v vodoravni smeri poravnanih ploščicah ledu, ki lebdijo v višjih plasteh Zemljine atmosfere. Zodiakalna svetloba (angl. Zodiacal light) je delno (do 20%) polarizirana in ima Sončev spekter. V infrardeči svetlobi se odboju pridruži termična emisija prašnih zrn, ki so segreta na ravnovesno temperaturo (enačba 6.4). Zodiakalna svetloba je najsvetlejša v ekliptični ravnini skoraj v smeri Sonca. Na kotni razdalji 30^o od Sonca njena intenziteta pri $\lambda = 550$ nm dosega $I_\lambda = 2{,}4 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{W\,m^{-2}\,steradian^{-1}\,\mu m^{-1}}$, na kotni razdalji 140^o je 13-krat temnejša, najtemnejšo, 32-krat nižjo intenziteto pa doseže na ekliptičnem polu (Lasue et al., 2020). V smeri natanko nasprotni smeri Sonca intenziteta zaradi povratnega sipanja malenkost naraste, pojavu rečemo protisij (s tujko gegenschein).

Zodiakalna svetloba je vsota emisije prašnih zrn, ki jih vidimo v določeni smeri, vendar na različnih razdaljah od Zemlje. Če predpostavimo, da lastnosti zrn niso odvisne od heliocentrične ekliptične dolžine in da gostota zrn potenčno pada z oddaljenostjo od Sonca, nam opazovanja z Zemlje omogočajo določiti lastnosti prašnih zrn v prostoru. Na Zemljini razdalji od Sonca je v ravnini ekliptike gostota prašnih zrn $10^{-19}\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$, njihov albedo $0{,}07 \pm 0{,}03$, stopnja polarizacije za sipanje pod kotom 90^o pa $30 \pm 3\%$ (Lasue et al., 2020).

Ker taka prašna zrna zaradi Poynting–Robertsonovega efekta (stran 216) v nekaj milijonih let padejo v Sonce, je treba prah v ravnini ekliptike stalno nadomeščati. Opazovanja z Zemlje kažejo, da so njegov vir predvsem kratkoperiodični kometi (Lasue et al., 2020). Vendar je bila nedavno predlagana še ena možnost (Jorgensen et al., 2021). Nasina sonda Juno trenutno raziskuje Jupiter in njegovo okolico, na poti do tja pa si je pomagala z gravitacijsko fračo pospeševanja notranjih planetov. Zaradi velike oddaljenosti Jupitra je plovilo za zadovoljivo proizvodnjo električne energije opremljeno z veliko površino sončnih celic, ki meri kar 60 $\mathrm{m^2}$. Na poti proti Jupitru so v te celice z veliko hitrostjo trkala zrna medplanetarnega prahu, odbite okruške pa so zaznali na posnetkih kamer za določanje položaja plovila s slikanjem zvezdnega neba. Tako je plovilo s tem neplaniranim "detektorjem" prašnih delcev med potjo merilo njihovo lokalno gostoto. Izkazalo se je, da se prah v ravnini ekliptike razteza okraj tirnice Marsa, konča pa se pri 1/4 orbitalni resonanci z Jupitrom, ki je na razdalji 2,065 a.e. od Sonca (slika 6.5). Gravitacijske motnje Jupitra lahko povzročijo tudi velik nagib tirnic nekaterih zrn glede na ekliptično ravnino. Jasna meja v gostoti prašnih zrn pri resonanci z Jupitrom tudi kaže, da so zrna na skoraj krožnih tirih, saj na močno sploščenih tirih te resonance ne bi čutila. Postavlja se vprašanje njihovega izvora. Možen vir bi bil lahko planet Mars, ki leži znotraj prašnega oblaka in je planet, katerega površino občasno bičajo prašni viharji. To opažanje se ujema tudi z relativno veliko gostoto prahu, ki jo je na razdaljah do več kot 1000 km od Marsa izmerila sonda Maven (Andersson et al., 2015). Vendar zgodba še ni zaključena: ni namreč jasno, kako bi prašna zrna lahko ušla Marsovi težnosti in posledično, ali so zrna v okolici Marsa prišla s planeta, ali pa je ta le ujel večji oblak medplanetarnih prašnih zrn.

Meteoriti

Meteorit je trdno telo, ki ga po padcu na planet ali luno najdemo na tem telesu. Na Zemlji padec skozi atmosfero preživijo le dovolj velika telesa, pomembna pa je tudi njihova sestava. Ogromna večina znanih meteoritov je kamnitih, približno 6% pa je kovinskih, predvsem železnih. Slednji lažje preživijo padec skozi atmosfero, obenem pa jih je zaradi različnosti od okolice lažje razpoznati. Na Antarktiki, kjer smo lahko prepričani, da je vsak kos, ki leži na ledenem pokrovu, priletel "od zgoraj", je železnih meteoritov le 0,6%[74]. Meteoriti so praviloma kosi asteroidov, ki so v preteklosti trčili in razpadli. Kovinski meteoriti v tej sliki prihajajo iz središč večjih teles, ki so bila pred trkom v sredi vroča in stopljena. Torej se je tam, podobno kot v Zemljinem jedru, nabralo precej železa, ki je gostejše od silikatov. Včasih se v atmosfero zarije tudi kakšno ledeno telo, ki bi ga lahko šteli med komete ali telesa Kuiperjevega pasu, vendar takim telesom manjka notranje trdnosti in razpadejo preden dosežejo površje. V vsakem primeru so meteoriti kosi teles, ki so pred padcem blodila po Osončju skoraj od njegovega nastanka. So torej pomembni, saj omogočajo preučevanje lastnosti Osončja, ko je bilo to še mlado.

V zgornje plasti Zemljine atmosfere telesa vstopijo z različnimi hitrostmi. Za telesa, ki bi se okoli Sonca gibala skoraj skupaj z Zemljo, je ta le nekaj kilometrov v sekundi, medtem ko čelni trki s telesi na zelo sploščenem tiru v skrajnem primeru dosegajo vsoto Zemljine krožilne hitrosti okoli Sonca in ubežne hitrosti na Zemljini razdalji, torej kar 72 km $\mathrm{s^{-1}}$. V vsakem primeru je vstopna

[74] https://www.lpi.usra.edu/meteor/metbull.php.

hitrost mnogo večja od hitrosti zvoka, ki predstavlja zgornjo mejo za hitrost molekul zraka. Zrak se torej pred telesom nima časa umakniti, kinetična energija telesa pa se prenaša nanj. Močno pospeševanje in trkanje molekul zraka povzroči drastičen dvig temperature pred telesom, ki lahko doseže 20 tisoč stopinj. Zaradi pregrevanja kamnita telesa velikosti do nekaj deset metrov praviloma razpadejo. Kosi se nato skoraj ustavijo in padejo na površje z majhnimi hitrostmi, ki merijo le nekaj deset m s^{-1}. "Dež" padajočega kamenja ne dela kraterjev, ampak obleži na območju podolgovate oblike, ki je poravnano s smerjo gibanja padlega telesa. Z veliko hitrostjo ob tla udarijo le velika telesa, ki praviloma ob vstopu v atmosfero merijo vsaj kakih sto metrov. Nastane krater, to je krožni nasip okrog vdolbine na mestu padca, v katerem se zbere izbita snov. Najbolj znani taki strukturi na Zemlji sta Meteorski krater v Arizoni in ostanek kraterja Chicxulub na severnem delu polotoka Jukatan v Mehiki, kjer je verjetno pred 66 milijoni let padel velik asteroid, odgovoren za izumrtje dinozavrov. Zemlja je planet z aktivnim površjem, kjer sledove preteklih padcev uspešno briše tektonika plošč ter erozije vseh vrst. Tako se zdi, da je bilo padcev malo, vendar nam že bližnja s kraterji posuta Luna, ki nima aktivnega površja ali atmosfere, pove, da videz vara.

V preteklem stoletju je bil eden najzanimivejših padcev na območju Tunguske v vzhodni Sibiriji. Eksplozija v jutranjih urah 30. junija 1908, je porušila približno 80 milijonov dreves, ki so rasla na površini, ki ustreza naši Gorenjski. Najverjetneje je šlo za eksplozijo kamnitega telesa s premerom okrog 50 m, ki je v ozračje vstopilo iz vzhodne smeri s hitrostjo 30 ± 10 km s^{-1} in nato eksplodiralo na višini 6 do 12 km (Jenniskens et al., 2019). Meteoritskih kosov niso našli, prav tako niso našli nikakršnih kraterjev. Po sproščeni energiji, ki je $\sim 5 \cdot 10^{16}$ J, je to najbolj energetičen zabeležen dogodek, čeprav so se seveda v predzgodovinskih časih dogajale še večje katastrofe.

Tok meteoritov, ki padejo na Zemljo, je najlažje oceniti na Antarktiki. Kot smo že omenili, je tam meteorite v ledeni pokrajini lahko odkriti. Ob tem pa nam poznavanje dinamike premikanja ledu pove, koliko časa je posamezen kos ostal na površju. Evatt et al. (2020) so za analizirani vzorec ugotovili, da je bil ta čas povprečno 7200 let. Iz relativno velikega števila najdb meteoritov in časa po padcu, v katerem kosi še ostanejo na površju, so torej lahko izračunali, da na Zemljo vsako leto pade skupaj za 16600 kg meteoritov, ki so težji od 50 g. Če štejemo le kose težje od kilograma, je njihova skupna masa približno 10-krat manjša. Poudariti velja, da tu govorimo o meteoritih na tleh, masa prahu in teles vseh velikosti, ki vstopajo v atmosfero, pa je mnogo večja. Padci masivnih teles so redki, seveda pa vzbudijo pozornost. V zadnjih desetih letih sta bila taka dva dogodka: globalno je bil to padec v bližini ruskega mesta Čeljabinsk, lokalno pa padec v bližini Novega mesta. V nadaljevanju z manjšimi spremembami navajamo sestavka, ki sta bila v prilogi Znanost časnika Delo objavljena 21. februarja 2013 in 5. marca 2020 (slednji v soavtorstvu z Jurijem Pahorjem in Mladenom Živčičem z Agencije za okolje Republike Slovenije).

Padec majhnega asteroida nad Rusijo

V petek, 15. februarja 2013, ob 9:20 po lokalnem, oziroma ob 3:20 zjutraj po našem času so prebivalci južnega Urala v okolici mesta Čeljabinsk opazili slepeče svetlo ognjeno kroglo, ki se je naglo premikala po nebu. Celotni pojav je trajal približno 15 sekund. Ko je krogla potemnela, se je razlegel zelo močan pok, ki je razbijal okenske šipe, udrla se je tudi kakšna slabše zgrajena streha. Po nekaterih poročilih se je malo kasneje z neba usula še toča kamenja. Zanimivo se je vprašati, kaj se je pravzaprav zgodilo, kakšno je astrofizikalno ozadje ter komentirati nekatere špekulacije, ki so se pojavile v nekritičnih medijih.

Hitro potujoča ognjena krogla nastane, ko večje telo iz vesolja vstopi v Zemljino atmosfero. Če je krogla svetlejša od magnitude -14, kar nekoliko prekaša sij polne Lune, pravimo, da smo videli bolid. Ognjena krogla je pravzaprav žareč, ioniziran zrak vzdolž poti, ne pa žarenje telesa samega. Svetlobo oddajajo torej molekule zraka, ki so le delno pomešane z odkruški padajočega telesa. Leteča krogla, za katero se pogosto vleče svetla sled, pojav jasno loči od eksplozije v atmosferi, ki je vedno hipna in prostorsko omejena.

O eksploziji ljudje pogosto govorijo zaradi močnega zvočnega udara, ko telo vstopi v atmosfero s hitrostjo, ki je več desetkrat večja od hitrosti zvoka. Zvočni udar je odgovoren tudi za škodo na tleh. Tlačna razlika je v Rusiji razbila stekla na stavbah. Ni pa bila dovolj velika, da bi počila avtomobilska stekla, ki so trdneje grajena in omejujejo manjšo prostornino, kot jo imajo stavbe. K sreči tudi ni povzročila večjih okvar sluha ljudi. Zvočna hitrost pri tleh je približno 331 m/s. Lahko ocenimo, da je zvočni val od ognjene krogle 30 km nad tlemi do tal potreboval približno minuto in pol. Stekla je torej razbilo precej po tem, ko je ognjena krogla že ugasnila. Zakasnitev

lahko primerjamo s časovno razliko med bliskom in gromom, le da je razdalja do bobneče nevihte precej manjša.

Ognjeno kroglo so posneli s številnimi kamerami v avtomobilih, v Rusiji je namreč snemanje med vožnjo kot zbiranje dokazov v morebitnih prometnih sporih običajno. Filmi so posneti z različnih kotov, tako je bilo mogoče rekonstruirati hitrost in pot vstopa v atmosfero. Sonce vzhaja na vzhodu, zato se Zemlja suka od zahoda proti vzhodu. Ker je telo priletelo v dopoldanskih urah in to s severovzhoda, to pomeni, da je na svoji poti Zemljo "lovilo". Tako ne preseneča njegova relativno majhna vstopna hitrost, ki je bila 18 km s^{-1}. Če bi ob isti uri priletel z zahoda, bi prišel Zemlji nasproti in bi bila zato vstopna hitrost, s tem pa tudi sproščena energija, mnogo večja. Ko vemo smer in velikost hitrosti, nam enostavni fizikalni račun razkrije obliko tira telesa pred padcem. Ta asteroid je priletel iz glavnega pasu asteroidov med Marsom in Jupitrom. Njegova tirnica se je verjetno že dolgo sekala z Zemljino, vendar se telesi doslej nista srečali. Do usodnega petka, seveda. Pravzaprav je zanimivo, kako malo je manjkalo, da ni zletel mimo. Že premik 100 km proti Soncu, kar je manj kot milijoninka velikosti njegovega tira, bi pomenil, da bi švisnil mimo. Po drugi strani pa bi bolj direkten vpad pomenil več škode na manjšem območju, verjetno pa tudi večji krater v tleh.

Zvočne valove zelo nizkih frekvenc, ki jih je sprožil vstop telesa v ozračje, so zaznali s sprejemniki na Grenlandiji, na Kamčatki in drugod. S temi napravami, ki delujejo v okviru mednarodnega Sporazuma o celoviti prepovedi jedrskih poskusov, so lahko ocenili energijo, ki se je pri tem sprostila. Ekvivalent 450 kton TNT pomeni, da je bila sproščena energija približno 30-krat večja kot ob eksploziji atomske bombe nad Hirošimo. Primerjava ni najboljša, saj se pri padcu energija sprošča dlje časa in ni jedrskega sevanja. V nasprotju s Hirošimo, kjer so se porušile stavbe do razdalje 1,6 km od eksplozije, ki so jo sprožili 600 m nad tlemi, je bil pri petkovem padcu izvor udarnega vala 30 km visoko, kar seveda pomeni bistveno manj škode na tleh. Sproščeno energijo lahko ocenimo na $1{,}9 \cdot 10^{15}$ J. Ob vstopni hitrosti 18 km s^{-1} ustreza taka kinetična energija masi 12.000 ton. Če predpostavimo gostoto 3 tone na kubični meter, lahko domnevamo, da je imelo telo pred padcem približno 17 m premera.

Vesoljski prah se nenehoma useda na Zemljo, vsak dan se ga nabere za kakih 100 ton. Padci masivnejših teles so redkejši. Vsak dan zadene Zemljo približno eno telo velikosti 40 cm, med zadetki 4-metrskih teles mine kako leto, največje telo v stoletju pa ima velikost približno 20 m. Petkov padec torej sodi med večje v zadnjih desetletjih. Še večja telesa, recimo velikosti 2 km, zadenejo Zemljo na vsakih nekaj milijonov let. Večina teles pade v morje, kjer ne pustijo resnejših posledic, razen tistih največjih, ki lahko sprožijo uničujoč cunami. Tudi o petkovem dogodku bi vedeli bolj malo, če se ne bi zgodil nad dokaj gosto naseljenim območjem in če Rusi dnevno ne bi uporabljali visokotehnološke snemalne opreme.

Telo, ki je padlo v petek 15. februarja 2013, je bilo premajhno, da bi zanj vedeli vnaprej. Tudi tistega, ki je mimo letel isti dan zvečer, so odkrili šele pred letom dni. Pri večjih telesih je slika boljša. V zadnjih 20 letih smo uspeli odkriti približno tretjino vseh teles večjih od 100 m, ki bi lahko v prihodnosti padla na Zemljo. Za boljše poznavanje bo treba povečati finančna vlaganja v astronomska raziskovanja.

Padec pri Čeljabinsku je za seboj pustil le nekaj manjših kraterjev. Dejstvo, da je ognjena krogla ugasnila visoko nad tlemi, kaže, da se je telo močno upočasnilo in verjetno razpadlo. Toča kamenja je površje dosegla šele precej za zvočnim udarom. Makroskopska telesa namreč zaradi zračnega upora padajo relativno počasi. Hitrost padanja sokola selca doseže skoraj 400 km/h, padalec z glavo navzdol ali navzgor izstreljena puškina krogla se vračata proti Zemlji s 320 km/h. Manj aerodinamična telesa so počasnejša. Prav zaradi relativno majhne končne hitrosti je Vesna Vujović v Jatovem letalu, ki je leta 1972 eksplodiralo nad Čehoslovaško, preživela padec z višine 10 km. V primeru petkovega padca lahko ocenimo, da so kosi za padec z višine 30 km do tal potrebovali 5 minut.

V Rusiji so iz kraterja v zamrznjenem jezeru lahko izvlekli nekaj meteoritskih kosov. Najdbe meteoritov na zmernih geografskih širinah so relativno redke. Tudi pri nas je iskanje po gozdovih pogosto neuspešno. Leta 1908 je bil tako v Avčah pri Kanalu Janez Kolenc priča padcu in je tako tudi najditelj dober kilogram težkega železnega meteorita, ki je sedaj v Prirodoslovnem muzeju na Dunaju. Leta 1992 je Božidar Jernej Malovrh med ruševjem v bližini Češke koče na Jezerskem našel 1,38 težki meteorit Jezersko, da gre za kamniti meteorit pa se je izkazalo šele 20 let kasneje, ko ga je pokazal strokovnjakom. Pri njegovi analizi in klasifikaciji je sodeloval dr. Bojan Ambrožič z Instituta Jožef Stefan. Jožef Pretnar in Bojana Krajnc sta 17. 5. 2009 na Mežakli nad

Jesenicami našla 2,35 kg težak kos kamnitega meteorita, ki je tja padel 9. aprila 2009. Sedaj je v Prirodoslovnem muzeju v Ljubljani. 5. novembra 2009 je Mirko Štibelj v gozdu pri vasu Javorje nad Poljanami odkril 5 kg težak meteorit, katerega kopijo si sedaj lahko ogledamo kot spomenik sredi vasi. Ponekod je najdb več. Če hodite po antarktičnem ali grenlandskem ledu ali po ravnih puščavah osrednje Avstralije in naletite na osamljen kamen, skoraj ni druge možnosti, kot da je prišel od zgoraj.

Za konec komentirajmo še nekaj špekulacij. Pojavile so se trditve, da naj bi imel padec pri Čeljabinsku vojaško ozadje. Take domneve so v nasprotju z dejstvi: na nebu ni bilo eksplozije, sploh pa ne jedrske, ki bi edina lahko sprostila toliko energije in bi seveda povzročila smrtonosno sevanje. Telo se je gibalo bistveno prehitro, previsoko in je bilo premasivno. Niti ni jasno, zakaj naj bi po vojaški eksploziji z neba padalo kamenje. Trdijo tudi, da naj bi bili kosi v petek padlega telesa dražji od zlata. To je seveda mogoče, zlasti če bo pretirano povpraševanje pognalo ceno teh na pogled navadnih kamnov v nebo. Objektivno je gram meteorita navadno mogoče dobiti za kak evro. Skrajno redki primerki meteoritov, ki izvirajo z Lune ali Marsa, so lahko tudi tisočkrat dražji, vendar padec v Rusiji ne sodi mednje. Seveda je treba tudi pri meteoritih upoštevati, da sodijo pomembni primerki v nacionalne muzeje in ne v zasebne zbirke.

Končno omenimo še senzacionalistične trditve nekaterih ameriških firm z zvenečimi imeni, vendar brez ugleda, ki govorijo o neverjetnih vrednostih teles, ki letijo mimo Zemlje. 50-metrski asteroid, ki je slučajno na isti petek letel mimo Zemlje, naj bi bil vreden stotine milijard evrov. Za ljubljanski Rožnik, ki je podobne velikosti in iz podobnega materiala, najbrž ne bi hoteli plačati toliko. Trditev sloni na lažni predpostavki, da bi bilo prav iz asteroidov najlažje črpati material za gradnjo vesoljskih ladij, proizvodnjo goriva, ipd. Pri tem pozabljajo, da asteroidi letijo mimo Zemlje z ogromnimi hitrostmi. Le kako bi jih upočasnili in utirili v pot okoli Zemlje? Namesto asteroidov bi bilo seveda bolje uporabiti Luno. Dotlej pa bo polet v vesolje še vedno drag in to tudi, če boste za izstrelitev uporabili firmo, ki je brez izkušenj a polna samohvale, kako da dela vse bolje kot NASA ali javni sektor po naše.

Padec v okolico Novega mesta

V petek, 28. februarja 2020 malo po pol enajsti so mnogi kljub sončnemu vremenu slišali grom. Na jasnem nebu se je zarisala bela sled. Na video posnetkih se je jasno videlo ognjeno kroglo, ki je letela preko neba. Opazovalci iz okolice Novega mesta so videli sled nad sabo in tudi poročali, da se je telo gibalo proti severozahodu. Že ta kratek povzetek jasno kaže, da se je v ozračje nad Dolenjsko zarilo relativno veliko telo, ki se je dotlej gibalo okoli Sonca. V petek opazovano telo je imelo premer enega do dveh metrov, močno pregreti zrak v udarnem valu pred njim pa je začel taliti čelne dele telesa. Skozi morebitne razpoke je pregreti zrak prodiral tudi v notranjost telesa in ga talil od znotraj. Telo je postopoma izgubilo notranjo trdnost in je sledil razpad na manjše kose. Ko ti kosi vsak posebej prodirajo skozi atmosfero, je njihova skupna površina večja, kot jo je imelo prvotno telo. Razpad in povečano velikost udarnega vala opazimo kot blisk, skozi okolni zrak se širi tudi glasen pok. Po razpadu se posamezni kosi močno upočasnijo. Večina jih zgori v atmosferi, nekaj kamenja pa lahko doseže tudi tla.

Če bi dogodek nastal ponoči, bi ga zabeležili vsenebni kameri na Astronomskem observatoriju na Golovcu in na observatoriju Črni Vrh. Dnevni petkov padec se je slučajno ujel le na dveh video kamerah. Ena je snemala iz avtomobila, ki je vozil proti zahodu na zagrebški južni obvoznici. Na drugem video posnetku je telo nizko nad obzorjem, saj je posnetek nastal iz kraja Lucretia med San Marinom in Ancono. Številni so svetlo sled, ki jo je telo pustilo na nebu, tudi fotografirali. Z analizo teh posnetkov sta Mednarodna meteorska zveza in ljubiteljski astronom Jim Goodall ugotovila okvirno tirnico telesa. V atmosfero se je zarilo približno iz smeri Sonca, njegovo hitrost ob poku so ocenili na 24 kilometrov v sekundi in maso na 6 ton. Padci tako velikih teles so relativno redki, saj v povprečju enkrat mesečno pade na Zemljo telo, ki sprosti toliko energije kot petkov dogodek. Kot vedno nas zanima iskanje morebitnih meteoritov na tleh, seveda pa moramo vedeti, kje iskati. Določanje poti padca iz video posnetkov ali fotografij zna biti problematično. Negotove so geometrijske popačitve slike, usmerjenost kamere, manjka tudi točna časovna informacija. Zanimiva alternativa za določanje mesta padca je okoliščina, da je bil petkov pok dovolj močan, da je povzročil tresenje Zemlje.

Agencija za okolje ima po Sloveniji razporejeno mrežo seizmoloških opazovalnic. Njihova prednost je natančno poznavanje lokacije in točnega časa dogodka. Namenjene so meritvam potresov,

zabeležijo pa tudi druge motnje. Tako je na primer iz zapiskov seizmološke postaje na ljubljanskem Golovcu mogoče do sekunde natančno razbrati zamude dolenjskih vlakov, ki so v zadnje pol stoletja vozili pod hribom. Seizmografi pa zaznajo tudi tresenje zraka, torej zvok.

Zvok padca v okolici Novega mesta je zaznala vrsta seizmoloških opazovalnic v vzhodni polovici Slovenije in opazovalnice v okolici Zagreba na Hrvaškem. Pravzaprav sta bila dogodka dva. Prvega je zaznalo sedem opazovalnic v širši okolici Novega mesta, drugi in močnejši pok pa je zabeležilo kar 12 opazovalnic. Pri analizi meritev smo upoštevali odvisnost zvočne hitrosti od temperature in izračunali čas potovanja od izvora do posamezne opazovalnice. Rešitev, ki se je najbolje prilegala vsem meritvam, nam je tako razkrila, kje in kdaj je zvok nastal.

Analiza je pokazala, da se je časovno najprej zgodil drugi dogodek, ki ga je zaznalo 12 opazovalnic. Zgodil se je ob 10:30:27 na višini približno 34 kilometrov nad točko na Gorjancih, ki je 3 km zahodno od vasi Jugorje pri Metliki. To je bil trenutek prvega razpada telesa, ko so opazovalci na Zemlji opazili tudi svetel blisk na nebu. Potresne opazovalnice so zvok zaznale od 141 do 256 sekund kasneje. Izračunani in izmerjeni časi prihodov zvoka do posameznih opazovalnic se ujemajo bolje kot na 2 sekundi, zato je ta rezultat točnejši od vizualnih ocen preko fotografij. Na sedmih opazovalnicah so pred tem zaznali še en pok, ki pa se je v resnici zgodil kasneje. Zgodil se je ob 10:30:48 na višini približno 4 kilometre nad Goriško vasjo, 7 km severozahodno od Novega mesta. Položaj na površju je zelo dobro določen, višina dogodka pa je bolj negotova, vendar nižja od 9 km.

Ko dogodka povežemo, lahko ugotovimo, da je padajoče telo v 21 sekundah preletelo 34 km, torej je v povprečju letelo s hitrostjo 1,7 km v sekundi. To je mnogo počasneje kot pred vstopom v Zemljino atmosfero, kar je razumljivo, saj ga je razpad na višini 34 km močno upočasnil. Še vedno pa je bilo spuščanje nadzvočno. Opazovalnice so zato najprej zaznale nižji pok, šele kasneje pa je do njih prišlo grmenje eksplozije na veliki višini.

Nižji pok ne more biti udarec telesa ob tla. V tem primeru bi se potresni valovi širili skozi Zemljo, njihova hitrost pa bi bila mnogo večja, kot je hitrost zvoka v zraku. Tako domnevamo, da je ta pok dokončni razpad telesa nizko nad tlemi. Ker je telo letelo v smeri severozahoda in se spuščalo pod kotom 60 stopinj, lahko domnevamo, da bi morebitni kosi lahko padli na tla med Goriško vasjo in Trebnjim. Močan severozahodni veter je zlasti manjše kose lahko "pometel" bolj proti Goriški vasi.

Telo je priletelo po močno sploščenem tiru približno iz smeri Sonca. Najverjetneje izvira iz območja onkraj tirnice Marsa, kar je potrdila tudi kasnejša analiza vizualnih opazovanj (Vida et al., 2021, $a = 1{,}45$ a.e., $\epsilon = 0{,}609$). Na svoji eliptični tirnici se je že velikokrat zavihtelo okoli Sonca. Zadnjič tudi v februarju 2020, ko pa je na poti proč od Sonca zadelo ob Zemljo. Odločilen je bil čas sekanja Zemljinega tira: če bi ga sekalo le 5 minut prej ali kasneje, Zemlje ne bi bilo tam in do trka ne bi prišlo. Smola pač. Pa tudi sreča, vsaj za najditelje meteoritskih kosov.

Skladno z zgornjimi napovedmi so domačini doslej našli tri kose[75]. Prvega, z maso 203 g, je 4. marca našel Gregor Kos na dovozu k hiši v vasi Prečna pri Novem mestu. Drugi kos z maso 469 g so našli 10. marca blizu Mirne Peči, zadnjega z maso 48 g pa je 14. marca v gozdu pri tovarni Adria našla Gaja Urek Ekart. Vsi kosi so kamniti. Dejansko število meteoritskih kosov mora biti še precej večje, med njimi bi morali biti tudi večkilogramski, vendar bodo zaradi poraščenosti terena in oranja njiv verjetno za vedno izgubljeni.

Odkrivanje malih teles Osončja

Kot že ime pove, mala telesa odbijajo malo Sončeve svetlobe, svoje pa nimajo, torej so zelo temna. Gostota svetlobnega toka s Sonca pada s kvadratom razdalje, nato pa se odbita svetloba zopet redči s kvadratom razdalje. Če opazujemo telo, ki je daleč od Sonca in s tem tudi od Zemlje, tako njegov sij pada kar s četrto potenco razdalje. Telo, ki je desetkrat dlje, je kar 10.000-krat temnejše, torej bi za enako opazovanje morali uporabiti teleskop s 100-kratnim premerom zbiralne površine. Desetkratnik razdalje torej pomeni, da moramo namesto ljubiteljskega teleskopa uporabiti največje teleskope, ki jih imamo na Zemlji. Ker je teh malo, je razumljivo, da je naše razumevanje malih teles v zunanjem delu Osončja zelo nepopolno in bo tako najverjetneje tudi

[75] Če domnevate, da se vam je posrečila najdba naslednjega slovenskega meteorita, priporočam, da najprej preberete strokovno razlago dr. Bojana Ambrožiča, katere lastnosti bi bile jasen znak, da držite v rokah le kamen zemeljskega izvora. Zapis je dostopen na https://bojanambrozic.com/znanost-2/ali-sem-nasel-meteorit/.

ostalo. Ob tem imajo veliki teleskopi navadno majhno zorno polje in so zasedeni z drugimi vrstami opazovanj, kar še poslabša situacijo.

Strategiji sta lahko dve: bodisi zberemo opazovanja ljubiteljev, ki jih je veliko in lahko tudi z manjšimi teleskopi učinkovito pregledujejo nebo, ali pa zgradimo večje, širokokotne teleskope, ki lahko v kratkem času pokrijejo znaten del neba. Primer prve strategije je Observatorij Črni Vrh (https://observatorij.org/Discovery.html) v lasti Hermana Mikuža, kjer so do leta 2021 odkrili 663 objektov v našem Osončju, kar je gotovo velik uspeh ekipe, v kateri sodelujejo (po abecedi) Bojan Dintinjana, Stanislav Matičič, Herman Mikuž, Blaž Mikuž, Jure Skvarč, Jan Vales in Jure Zakrajšek. Odkrili so 2 kometa, 28 objektov, ki se zelo približajo Zemlji, in 633 asteroidov. Odkrili so tudi 28 izbruhov supernov, 3 spremenljive zvezde in 7 objektov, ki v vidni svetlobi ustrezajo izbruhom gama žarkov.

Večino novih objektov v našem Osončju sedaj odkrijemo s širokokotnimi pregledi neba. Naštejemo lahko preglede neba Catalina (https://catalina.lpl.arizona.edu/), Pan-STARRS (https://www2.ifa.hawaii.edu/research/Pan-STARRS.shtml), LINEAR (http://www.ll.mit.edu/impact/watch-potentially-hazardous-asteroids) in NEOWISE (https://neowise.ipac.caltech.edu/). Predvidoma v letu 2024 bo Čilu začel delovati Observatorij Vere C. Rubin (https://en.wikipedia.org/wiki/Vera_C._Rubin_Observatory), ki bo z 8-metrskim zrcalom in z vidnim poljem s premerom 3,5 stopinje daleč zmogljivejši od predhodnikov. Misija Gaia Evropske vesoljske agencije je oktobra 2023 objavila izračune natančnih tirnic skoraj 157.000 asteroidov.

Kako pa sploh vemo, da smo odkrili novega prebivalca Osončja? Kot prvo pogledamo tekoči seznam na Minor Planet Center Mednarodne astronomske unije (https://www.minorplanetcenter.net/, MPC). V zavihku DATA najdemo parametre tirov, ki jih nato s primernim planetarskim programom preračunamo v nebesne koordinate, opazovane z našega opazovališča. Če ima naš kandidat ustreznika v katalogu, smo zaznali od prej znani objekt. V nasprotnem primeru nadaljujemo s preverjanjem. Kot prvo moramo potrditi, da gre za telo v Osončju. Njihova skupna lastnost je, da se premikajo, z izjemo najbolj oddaljenih objektov pa njihovo premikanje lahko zaznamo že v okviru ene noči. Torej tako zastavimo že opazovanja. Vedno naredimo vsaj tri posnetke vsakega opazovanega polja. Za zamike do nekaj ur lahko predpostavimo, da se je v tem času naš objekt gibal približno enakomerno in po premici. Slike poravnamo in najprej poiščemo vse objekte, ki so na istem mestu vidni le na posamezni sliki. V naslednjem koraku preverimo, ali kakšna kombinacija kandidatov ustreza enakomernemu gibanju, to je premikanju v poljubni smeri, vendar s premiki, ki so sorazmerni s časovno razliko med posnetki. Če objekt opravi tudi ta test, je dobra ideja, da ga v bližini s premim gibanjem predvidenega položaja najdemo tudi naslednjo noč. Ali pa to nalogo prepustimo kolegom, ki prispevajo dodatna opazovanja, ki jih osebje MPCja združi najprej v približni, nato pa v natančni izračun tirnice. Na koncu novo telo dobi svoje ime, odkritelj pa ga lahko sledeč splošnim navodilom tudi poimenuje.

Večina novo odkritih teles je zelo temnih, tako da jih je na posamezni sliki težko sploh zaznati. Tu lahko pomaga moč grafičnih procesorjev, ki poskušajo z zamikanjem serije posnetih slik. Če je na njih temen objekt, se bodo njegove slike ob zamikanju v pravi smeri in s pravo hitrostjo seštele v svetlejšo in zaznavno sliko. Za uspeh moramo imeti veliko posnetih slik ter precej računske moči. Razultat pa je odkritje telesa, ki morda niti ni daleč, je pa majhno. Nekatera od teh teles bi lahko kdaj v prihodnosti morda lahko celo trčila v Zemljo, zato je njihovo zgodnje odkritje pomembno. To je naša naslednja tema.

Zmanjševanje nevarnosti padcev na Zemljo

Zemlja je majhna tarča, ki je ni lahko zadeti. Če bi velikost Sonca pomanjšali na pomarančo, bi bila Zemlja milimeter veliko zrno na razdalji 15 metrov (tabela 1.1). Torej se nerado zgodi, da bi telo na svoji poti okoli Sonca Zemljin tir sekalo ravno ob pravem času in na pravem kraju, da bi zadelo v zrnce Zemlje. Vseeno pa nas taki malo verjetni dogodki zanimajo. Če ima telo velikost vsaj nekaj deset metrov, lahko njegov padec povzroči lokalno, pri kilometrskih telesih pa celo globalno opustošenje.

Do trka lahko pride le ob zelo natančnih vrednostih orbitalnih parametrov. Pri relativni hitrosti 30 km s^{-1} telo preleti razdaljo premera Zemlje v vsega 7 minutah, torej že majhna časovna neusklajenost pomeni, da do trka ne pride. Vendar se je treba zavedati, da se tirnice predvsem zaradi gravitacijskih vplivov planetov s časom spreminjajo in je nabor potencialno zanimivih objektov

smiselno razširiti. Med bližnje objekte štejemo tiste, katerih perihelij je manjši od 1,3 a.e., med potencialno nevarne pa tiste s perihelijem znotraj Zemljinega tira, če so ta telesa tudi večja od 140 m. Poznamo nad 30.000 bližnjih asteroidov, 2300 je potencialno nevarnih, med slednjimi pa je 153 teles večjih od kilometra[76]. Polovica bližnjih asteroidov je bila odkrita v zadnjih 6 letih. Ocenjujejo, da trenutno poznamo preko 90% bližnjih objektov večjih od kilometra, med manjšimi pa je slika nepopolna. Kot smo omenili na strani 228, je pri odkrivanju malih teles Osončja pomemben tudi Observatorij Črni Vrh. Doslej so tam odkrili že 28 bližnjih asteroidov.

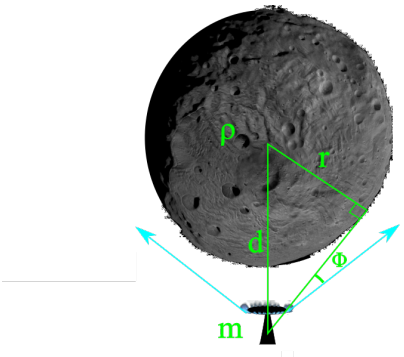
Trenutno ne poznamo nobenega telesa, ki bo v prihodnosti trčilo v Zemljo. Nasin Jet Propulsion Laboratory stalno spremlja situacijo in na osnovi novih opazovanj posodablja seznam možnih padcev[77]. Trenutno je najbolj zanimivo telo 490-metrski asteroid Bennu, za katerega v letih med 2178 in 2290 obstaja 0,06% verjetnost za trk. Tudi ta verjetnost bo najbrž padla na nič, ko bodo v računih upoštevali rezultate Nasine misije OSIRIS-REx, ki se je 20. oktobra 2020 z majhno hitrostjo zaletela v asteroid, zbrala izbite delce in se z nabranim materialom vrnila proti Zemlji, kjer je kontejner z vzorci pristal 23. septembra 2023.

Če bi enkrat v prihodnosti ugotovili, da se bo zgodil nevaren trk, bi se mu želeli izogniti. Pri tem telesa ne želimo razbiti na več kosov, saj bi pri velikem telesu tudi posamezni kosi predstavljali nevarnost in zato škoda ne bi bila bistveno manjša. Cilj je torej spremeniti tirnico telesa kot celote. Optimalna strategija, kako to narediti, je v veliki meri odvisna od časa do predvidenega trka. Če se bo trk zgodil šele čez 100 let, torej čez mnogo obhodov asteroida in Zemlje okoli Sonca, za izogib trku potrebujemo le majhno spremembo hitrosti asteroida. Če ga upočasnimo za 1 mm s^{-1}, bo tako telo glede na prvotnega "zamujalo" za $\sim 100 \cdot 365{,}25 \cdot 24 \cdot 3600 \cdot 0{,}001\,m = 3200$ km, kar je morda že dovolj, da Zemlja švisne mimo. Za nevarnosti v naslednjem stoletju torej zadoščajo že spremembe hitrosti, ki niso večje od nekaj milimetrov v sekundi. Za ne preveč masiven asteroid to znamo narediti. 26. septembra 2022 je 500-kilogramska Nasina sonda DART s hitrostjo 6,6 km s^{-1} čelno trčila v asteroid Dimorphos s premerom 160 m. Ohranitev gibalne količine vseh teles ob trku (ki vključujejo tudi material, ki je ob trku brizgnil v smer gibanja asteroida) je zmanjšala hitrost asteroida za približno 2 cm s^{-1}. Šlo je za test, saj nismo vedeli, koliko bo k upočasnjevanju prispeval ta naprej izvrženi material. Njegova količina je namreč odvisna od trdnosti telesa. Sprememba hitrosti je dovolj majhna, da se pozna šele na dolgi rok in je na hitro ni mogoče izmeriti. Razen, če uporabimo trik: asteroid Dimorphos in asteroid Didymos namreč sestavljata dvojni sistem, kjer telesi v slabih 12 urah obkrožita skupno težišče. Zaradi trka se je Didymos upočasnil, torej sta se zmanjšali velikost in orbitalna perioda njegovega tira, ki je po trku krajša za 32 minut. To je seveda merljivo in smo zato že v nekaj dneh vedeli, da je bil poskus uspešen. Bi pa taka strategija delovala tudi za asteroide, ki so sami.

Kadar je na voljo dovolj časa, obstajajo še drugi načini za spremembo hitrosti asteroida. Morda lahko telo pobarvamo in s tem zaradi pojava Jarkovski (stran 211) sčasoma spremenimo njegov tir. Žal se asteroidi vrtijo, torej dodatni pospešek ne kaže stalno v želeno smeri. Ob tem so za velika telesa spremembe tira izjemno majhne, zato ideja ni posebej uporabna. Bolj kot za načrtno preusmerjanje asteroidov se velja nanjo spomniti, ko ocenjujemo, ali bi določeno telo v prihodnosti lahko trčilo ob Zemljo. Ohlajanje površine vrtečega se telesa namreč lahko po naravni poti spremeni njegovo tirnico, tako da kljub začetnim strahovom ne bo trčilo v Zemljo (in obratno, seveda).

Ena najbolj zanimivih možnosti je gravitacijski vlačilec (angl. gravitational tractor, Lu & Love, 2005). Kot pove že ime, asteroid tu z lastnim pogonom sonde vlečemo v drugačno tirnico. Pri tem nismo zasidrani na površini, saj bi zaradi vrtenja asteroida morali pogon ves čas vklapljati in izklapljati, kar povečuje zapletenost in zmanjšuje učinkovitost aktivnega pogona. Naše plovilo lebdi v bližini asteroida in kot povezavo izkorišča gravitacijski privlak obeh teles, ki se zaradi vrtenja asteroida skoraj ne spreminja. Da ne pademo na asteroid, z lastnim pogonom uravnotežamo privlačno silo. Ker so sile majhne, pogon pa mora delovati zelo dolgo, uporabimo ionski motor (poglavje 5.5.2). Njegov curek usmerimo tako, da za kot Φ zgreši površje asteroida, saj izbijanje delcev z asteroidovega površja ni zaželjeno (slika 6.9). Da s plovilom mase m lebdimo na razdalji d od središča okroglega asteroida, ki ima polmer r in povprečno gostoto ρ, mora ionski pogon vzdolž

[76] https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/totals.html.
[77] Sentry: Earth Impact Monitoring: https://cneos.jpl.nasa.gov/sentry/.



Slika 6.9: Gravitacijski vlačilec. Sonda z maso m lebdi na razdalji d od središča asteroida. S pahljačasto postavljenimi motorji, usmerjenimi za kot Φ nad površjem asteroida, uravnoteža gravitacijsko silo asteroida z gostoto ρ in polmerom r. Sonda vleče asteroid v spremenjeno tirnico ter tako sčasoma prepreči možnost, da bi asteroid trčil v Zemljo.

plašča stožca s polovičnim vršnim kotom $\Phi + \arcsin(r/d)$ delovati s potisno silo

$$F = \frac{G\,m\,\rho\,(4\pi r^3/3)}{d^2\cos(\Phi + \arcsin\frac{r}{d})} \tag{6.21}$$

Za $m = 10^4$ kg, $\rho = 2000$ kg m^{-3}, $r = 100$ m, $d = 150$ m in $\Phi = 20^o$ dobimo potisno silo $F = 0{,}53$ N, od katere se 0,25 N porabi za spreminjanje hitrosti asteroida. Sprememba položaja asteroida zaradi vlačilca, ki deluje čas t, je tako enaka $\Delta s = \frac{Gm}{d^2}\frac{t^2}{2}$, kar pri $t = 20$ let nanese $\Delta s = 5900$ km. To je lahko dovolj, da asteroid zgreši Zemljo, ki švisne mimo tik pred ali tik za njim. Ionski motor z izstopno hitrostjo 50 km s^{-1} deluje 20 let s potisno silo 0,53 N, če v tem času porabimo skupaj 6,6 t goriva. Za masivnejše asteroide ali hitrejše spremembe položaja moramo uporabiti masivnejšo sondo. Včasih vemo, da se bo naš asteroid že pred potencialno usodnim srečanjem večkrat približal Zemlji. Taka srečanja lahko končno spremembo tira dodatno povečajo.

Kakšne pa so naše možnosti, če ugotovimo, da bo veliko telo trčilo v Zemljo že čez leto ali dve in se tega do zdaj nismo zavedali, morda preprosto zato, ker smo telo odkrili šele nedavno. Kot je pokazala misija DART, je čelni trk z vesoljsko sondo uspešen, saj znamo telo zadeti telo točno tako in točno tja (znotraj nekaj metrov!), kot smo si zamislili. Za odvrnitev skorajšnjega trka bi morali le povečati spremembo hitrosti asteroida po trku. Tega žal ni preprosto narediti, saj ne moremo bistveno povečati hitrosti trka ali uporabiti bistveno masivnejšega plovila. Edina možnost, ki jo imamo, je, da drastično povečamo količino snovi, ki bo ob trku z asteroida brizgnila naprej in ga s svojim odrivom zavrla. Tu pridejo v igro bombe. Pa ne za to, da bi asteroid razgnale na koščke kot v kakšnem slabšem holywoodskem filmu, saj bi bili ti kosi še vedno nevarni, le več bi jih bilo. Ideja bombe je, da eksplodira nad površino asteroida, z močno segrete površine asteroida po nato brizgne veliko snovi. Alternativa je dvojni vpad, kjer najprej v telo izdolbemo manjši krater, nato pa aktiviramo eksplozivni naboj na dnu kraterja, tako da snov brizga navzven fokusirano, podobno kot iz šobe raketnega motorja.

V obeh primerih potrebujemo čim močnejšo bombo zmernih dimenzij. Najmočnejše bombe so jedrske. Če jih eksplodiramo nad površino, rentgenski žarki nastali ob eksploziji uplinijo velike količine snovi na delu telesa, ki gleda proti eksploziji. Taka možnost seveda ni čista, ni ekološka, niti ni dovoljena, saj Pogodba o vesolju[78], ki jo je doslej podpisalo 135 držav, neposredno prepoveduje pošiljanje jedrskega orožja v vesolje. Vseeno pa je to možna rešitev, o kateri se bo imelo smisel pogovarjati, če ne bo druge rešitve problema. Dotlej pa je treba pomisliti, da imajo nekateri od takih razmišljanj korist. Vojske in države, ki se nočejo odreči jedrskemu orožju, namreč v njegovi potencialni uporabi za zaščito Zemlje pred padci teles iz vesolja vidijo možnost, da hranjenje in razvoj takega orožja ter s tem povezane za človeštvo povsem nepotrebne težave prikažejo v humanitarni luči. Nenadoma tàko orožje dobi človekoljubno noto. Gre seveda za manipulacijo, ki pa ne bo uspela, če se je bomo zavedali.

6.2 Površje in notranja struktura

[78] Outer Space treaty: https://www.unoosa.org/oosa/en/ourwork/spacelaw/treaties/introouterspacetreaty.html.

6.2.1 Plinasti planeti

Podatki o masah (M_p) in polmerih (R_p) velikih planetov (tabela 6.2) nam povedo, da imajo povprečno gostoto, ki je podobna gostoti vode. Taka je tudi povprečna gostota Sonca (enačba 4.15), podobna pa je tudi kemična sestava, tako da večino mase Jupitra in ostalih velikih planetov predstavlja vodik. Ker se relativno hitro vrtijo, Jupiter na primer naredi en obrat v 10 urah, so na ekvatorju nekoliko napihnjeni. To omogoča, da ob bližnjih mimoletih vesoljskih sond merimo rast gostote z globino, saj privlak takega sploščenega planeta ni enak, kot če bi bila vsa njegova masa zbrana v središču. Pojav smo spoznali že pri Zemlji, kjer smo ugotovili, da se zaradi njene sploščenosti ravnina tira bližnjega umetnega satelita suka (poglavje 5.3.2). Za Jupiter velja (Helled et al., 2014), da gostota ρ pada približno s kvadratom razdalje od središča r:

$$\rho = \rho_c \left(1 - \left(\frac{r}{R_p}\right)^2\right) \tag{6.22}$$

kar pomeni, da masa znotraj radija M_r raste z razdaljo od središča kot (enačba 4.44)

$$M_r = \int_0^r \rho\, 4\pi r^2 dr = \frac{4\pi}{3}\rho_c\, r^3 \left(1 - \frac{3}{5}\left(\frac{r}{R_p}\right)^2\right) \tag{6.23}$$

Iz tega sledi $M_p = \frac{4\pi}{3}\rho_c\, R_p^3(1-\frac{3}{5}) = \frac{8\pi}{15}\rho_c\, R_p^3$. Po vstavljanju mase in polmera Jupitra ugotovimo, da je njegova središčna gostota $\rho_c = 1100$ kg m^{-3}. Gostota navzven pada, in ima na treh četrtinah polmera planeta vrednost $\rho(r = \frac{3}{4}R_p) = 480$ kg m^{-3}. Jupiter je v hidrostatičnem ravnovesju in rast tlaka z globino uravnoveša gravitacijsko silo (enačba 4.43). Torej mora biti tlak na radiju r enak

$$\begin{aligned} p(r) &= \int_0^{p(r)} dp = -\int_{R_p}^{r} \rho\, \frac{GM_r}{r^2}\, dr \\ &= \frac{2\pi G}{3}\rho_c^2 R_p^2 \left(\frac{4}{5} - \left(\frac{r}{R_p}\right)^2 + \frac{4}{5}\left(\frac{r}{R_p}\right)^4 - \frac{3}{5}\left(\frac{r}{R_p}\right)^6\right) \end{aligned} \tag{6.24}$$

Ker imata gostota in masa znotraj radija preprosto potenčno odvisnost od razdalje od središča, integrala ni bilo težko izračunati. Središčni tlak je enak $p(r=0) = 6{,}7 \cdot 10^{11}$ Pa, na treh četrtinah razdalje do površja pa pade na $p(r = \frac{3}{4}R_p) = 3{,}2 \cdot 10^{11}$ Pa.

Kot vidimo, je tlak v Jupitru kar velik, gostota pa ostaja podobna gostoti vode. Tudi temperatura relativno počasi raste z globino. Na treh četrtinah radija je blizu 8000 K (Hubbard et al., 2002), v središču pa doseže 15000 K (Guillot, 2005). V Soncu je plast s tlakom $3{,}2 \cdot 10^{11}$ Pa na razdalji $0{,}885\,\mathrm{R}_\odot$ od središča (Vinyoles et al., 2017). Tam je gostota enaka 33,7 kg m^{-3} in temperatura 7000 K. Torej je pri podobni temperaturi, tlaku in kemični sestavi Sonce mnogo redkejše od Jupitra. Ko se potapljamo globlje v Sonce, njegova temperatura naglo raste, saj vedno večji tlak v razredčenem idealnem plinu lahko dosežemo le z veliko temperaturo in s tem hitrim gibanjem atomov. V Jupitru je drugače. Pri gostoti podobni gostoti vode in pri tlaku nad $3 \cdot 10^{11}$ Pa so vodikove molekule tako na gosto skupaj, da se atomska jedra usedejo v kristalno strukturo, elektrone pa iztisne iz atomov in začno prosto potovati po snovi. Dobimo kovinski vodik, ki je prevoden. Električni tokovi v notranjosti Jupitra so tudi vzrok za njegovo močno magnetno polje. Ker je elektronski plin v notranjih plasteh Jupitra na mnogo nižji temperaturi od elektronov v Soncu, imajo elektroni v Jupitru majhno termično energijo in se ob veliki gostoti med seboj odbijajo zaradi Paulijevega izključitvenega načela, o katerem bomo govorili v poglavju 8.4. Tlak v Jupitru torej ustvarja degenerirani elektronski plin. Tlak takih elektronov je odvisen le od gostote, ne pa od temperature.

Pod plastjo kovinskega vodika ima Jupiter najverjetneje jedro iz skal in morda ledu, ki sega do manj kot desetine polmera planeta in ima maso manjšo od 5% mase planeta (Guillot, 2005). Razmere v notranjih delih Jupitra in celo obstoj skalovitega jedra so negotove, saj spremembe v porazdelitvi teh plasti skoraj ne vplivajo na odstopanja od sferno simetričnega gravitacijskega privlaka planeta, ki jih merimo z mimoleti vesoljskih sond. Jedro je bodisi seme, okrog katerega so se med nastajanjem planeta kondenzirale okolne plasti iz hlapljivih snovi, ali pa so se v jedro po nastanku planeta usedli težji elementi iz višjih plasti (Helled et al., 2014).

Za planete navadno rečemo, da ne sevajo svoje svetlobe. Vidimo jih, ker odbijajo del svetlobe z zvezde, ob tem pa sevajo še enak energijski tok, kot ga absorbirajo z zvezde. Tak neaktivni planet je

Tabela 6.4: Najpomembnejši dolgoživi radioaktivni izotopi. Zadnji stolpec navaja toplotni tok, ki ga ustvarja razpad izotopa v 4,6 milijarde let starem skalovitem vzorcu. Prilagojeno po Lewis (2004).

Element	Izotop	Masni delež	Razpolovni čas (10^9 let)	Toplotni tok (W kg^{-1})
Kalij	^{40}K	$9{,}7 \cdot 10^{-8}$	1,47 (razpad v ^{40}Ca)	$2 \cdot 10^{-12}$
			11,8 (razpad v ^{40}Ar)	
Rubidij	^{87}Rb	$7 \cdot 10^{-7}$	50	$2 \cdot 10^{-13}$
Torij	^{232}Th	$4 \cdot 10^{-8}$	13,9	$1 \cdot 10^{-12}$
Uran	^{235}U	$9 \cdot 10^{-11}$	0,72	$7 \cdot 10^{-14}$
	^{238}U	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	4,51	$1{,}2 \cdot 10^{-12}$

tako v ravnovesju, njegova temperatura in velikost ostajata s časom enaki. Iz tega lahko po enačbi 6.4 izpeljemo efektivno temperaturo planeta. Za Merkur, Venero, Zemljo, Luno, Mars in Uran je naša predpostavka upravičena, izračunana temperatura pa se ujema z dejansko, ko upoštevamo še morebitni vpliv tople grede in neenakomernost temperaturne porazdelitve zaradi počasnega vrtenja glede na Sonce. Ko vstavimo podatke za Jupiter, ki so navedeni v tabeli 6.2, dobimo temperaturo 101 K. Dejanska temperatura Jupitra je za skoraj 30 K višja. Razlike ne moremo razložiti z rastjo temperature z globino, ampak Jupiter dejansko seva dodatni svetlobni tok $L_J = 3{,}3 \cdot 10^{17}$ W. Ta dodatek pomeni, da Jupiter seva več kot dvojni svetlobni tok, ki ga absorbira s Sonca. Še nekoliko večje razmerje med izsevanim in absorbiranim svetlobnim tokom ugotovimo za Saturn in zlasti za Neptun. Tako velik lastni izsev teh planetov pomeni, da se ta energija iz notranjosti proti površju planeta lahko pretaka le ob podpori konvekcije, ki torej poteka po celotni prostornini planeta (Hubbard, 1980). Na površju omenjenih treh planetov konvekcija poganja tudi močne vetrove vzporedno s planetovim ekvatorjem. Hitrosti vetrov na Jupitru dosegajo 100 m s^{-1}, na Saturnu in Neptunu pa do 500 m s^{-1}.

Lastni svetlobni tok Jupitra mora imeti svoj izvor v planetu. Ena možnost bi bila, da je to energija, ki se sprošča pri razpadih radioaktivnih elementov. Ker je Osončje staro 4,6 milijarde let, nas zanimajo le dolgoživi radioaktivni izotopi, ki morajo biti tudi relativno pogosti. Tabela 6.4 nam pove, da na ta način v skalovitem materialu lahko sproščamo $\sim 5 \cdot 10^{-12}$ W kg^{-1}. Če bi bil ves Jupiter iz skal, bi torej dobili 10^{16} W. To je 30-krat premalo, ob tem pa Jupiter ni iz skalovitega materiala ampak predvsem iz vodika in helija in je zato delež radioaktivnih elementov precej nižji. Druga možnost je krčenje planeta, ki morda poteka že vse od njegovega nastanka. V tem primeru lastni izsev Jupitra po virialnem teoremu (enačba 4.71) lahko ocenimo kot polovico časovne spremembe gravitacijske energije. Slednjo izračunamo iz privzete porazdelitve gostote (enačbi 6.22 in 6.23):

$$\begin{aligned} W_G &= -\int \frac{GM_r dM}{r} = -\int_0^{R_p} G\frac{4\pi}{3}\rho_c r^3 \left(1 - \frac{3}{5}\left(\frac{r}{R_p}\right)^2\right) \rho_c \left(1 - \left(\frac{r}{R_p}\right)^2\right) \frac{4\pi r^2}{r} dr \\ &= -\frac{45}{63}\frac{GM_p^2}{R_p} = -k_P \frac{GM_p^2}{R_p} \end{aligned} \tag{6.25}$$

Ker gostota Jupitra počasi raste z globino, je numerični faktor k_P le nekoliko večji od $\frac{3}{5}$, kolikor bi dobili za kroglo s konstantno gostoto. Izsev Jupitra L_J torej lahko razložimo s krčenjem planeta s hitrostjo

$$L_J = -\frac{1}{2}\frac{dW_G}{dt} = -\frac{1}{2}k_P \frac{GM_p^2}{R_p}\frac{dR_p/R_p}{dt} \tag{6.26}$$

Relativna sprememba velikosti je enaka

$$\frac{dR_p/R_p}{dt} = -\frac{2L_J}{W_G} = 2{,}7 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{s}^{-1} = 8{,}3 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{leto}^{-1} = \frac{8{,}3 \cdot 10^{-3}}{10^9\,\mathrm{let}} \tag{6.27}$$

Torej se mora Jupiter vsako leto skrčiti le za $8{,}3 \cdot 10^{-12} R_p = 0{,}6\,\mathrm{mm}$, v milijardi let pa se mu polmer skrči za manj kot odstotek. To so nemerljivo majhne številke. Ob tem smo privzeli, da se enakomerno krči po vsej prostornini, kar ni nujno res, saj so za izračunane spremembe dovolj že

manjša premeščanja snovi v njegovi notranjosti. Torej s počasnim krčenjem Jupitra, ki poteka že vse od nastanka pred 4,6 milijarde leti, lahko razložimo njegov lastni izsev. Podobno velja tudi za planete Saturn, Uran in Neptun.

Notranjost Saturna je podobna Jupitrovi, čeprav so gostote, tlaki in tudi temperature nekoliko nižje. Uran in Neptun sta manjša planeta, zato v njih ni kovinskega vodika, njuna povprečna gostota pa je nekoliko večja od Jupitrove. Ti štirje planeti imajo, podobno kot Zemlja, tudi znatno lastno magnetno polje, kar lahko razložimo s konvektivnim mešanjem prevodne snovi v njihovi notranjosti, kjer gibajoči naboji ustvarjajo magnetno polje. Magnetno polje na Zemljinem ekvatorju ima gostoto približno $0{,}3 \cdot 10^{-4}$ Tesla, na ekvatorjih Saturna, Urana in Neptuna ima gostota magnetnega polja polovico do treh četrtin te vrednosti, medtem ko je Jupitrovo magnetno polje na ekvatorju približno 14-krat močnejše (Lewis, 2004). Magnetna polja Urana in Neptuna, pa tudi Jupitra, niso dipolna, ampak imajo znatno kvadrupolno komponento.

6.2.2 Kamniti planeti

Gostota kamnitih planetov je precej večja od gostote vode in s tem plinastih planetov (tabela 6.2), od slednjih jih loči tudi dejstvo, da imajo trdno površje. Podobno kot pri Jupitru tudi tu lahko z meritvami gravitacijskega pospeška grobo sklepamo o rasti gostote z globino. V primeru Zemlje pa imamo še en izjemno koristen način vpogleda v notranjost planeta. To je merjenje širjenja potresnih valov skozi Zemljino notranjost. Tako bomo najprej orisali lastnosti Zemljine notranjosti, nato pa sliko uporabili za grob razmislek o notranjosti Merkurja, Venere in Marsa. Pri tem bomo črpali iz knjig Stein & Wysession (2003) in Stacey & Davis (2008).

Razlog za potres je premik zemeljskih plasti na mestu, ki mu rečemo žarišče ali hipocenter. Motnja se v obliki periodičnih nihajev širi iz hipocentra v okolne plasti. Ti potresni valovi so dveh vrst: pri prvih, ki jih imenujemo tudi primarni ali tlačni valovi in jih označujemo s črko P, je odmik vzdolž smeri širjenja. To je v bistvu zvočni val in lahko potuje skozi trdno snov, tekočino, ali plin (recimo zrak). Drugi valovi so sekundarni oziroma strižni in jih označujemo s črko S. Pri teh se snov premakne v smeri pravokotno na smer širjenja in so v tem podobni prečnemu nihanju napete vrvi. Ti valovi se lahko širijo skozi trdno snov, ne morejo pa potovati skozi tekočino ali plin, saj tam delci niso dovolj trdno povezani med seboj, da bi se kot po verigi lahko prenašala prečna motnja. Hitrost valov ene in druge vrste je med seboj različna, valovi tipa P so vedno hitrejši od valov tipa S.

Potresne valove lahko primerjamo z zvokom, pa tudi s svetlobnim valovanjem. Podobno kot hitrost svetlobe, je tudi hitrost potresnih valov v različnih medijih različna, zato na meji med sredstvoma različne gostote pride do loma in odboja potresnih valov. Kot svetloba tudi potresni valovi skozi sredstvo s spremenljivo gostoto ne potujejo naravnost. Pri svetlobi se spomnimo na pojav fatamorgane v razredčenem zraku nad pregretim asfaltom. Ker se gostota Zemlje z globino spreminja, pa so ukrivljene tudi poti potresnih valov. Vseeno pa je med svetlobo in potresnim valovanjem bistvena razlika: hitrost svetlobe je manjša v bolj gosti snovi, nasprotno pa se potresni valovi v gostejšem sredstvu širijo hitreje: če so atomi med sabo bližje, se sile med njimi povečajo, to pa pospeši tudi hitrost širjenja motnje. Pomembna je tudi moč vezi med atomi: v tekočini atomi lahko drsijo eden mimo drugega, zato je hitrost zvoka manjša kot v trdni snovi, kjer so sosedi trdno zvezani med seboj. Pomembna je tudi narava vezi: železo je gostejše od diamanta, vseeno pa je zvočna hitrost v železu 5,1 km s^{-1}, v diamantu pa kar 12 km s^{-1}.

Hitrost valov tipa P je v površinskih plasteh Zemljine skorje enaka 5,8 km s^{-1}, medtem ko so valovi tipa S počasnejši in imajo hitrost 3,2 km s^{-1}. Ker so to v osnovi krogelni valovi, se amplituda njihovega nihanja manjša s kvadratom razdalje od hipocentra. Amplituda nihanja je odvisna tudi od sprememb hitrosti valovanja. Če val s trdne skale preide v peščene naplavine, njegova hitrost znatno pade, zato pa se poveča amplituda nihanja. Stavbe zgrajene na pesku ali celo na močvirju utrpijo torej ob potresu hujše poškodbe kot bližnje stavbe, ki stojijo na trdni skali. Potresni valovi pa se ne širijo le skozi notranjost Zemlje, ampak tudi po njeni površini. Taki površinski valovi so nekoliko počasnejši od valov tipa S, vendar njihova amplituda počasneje pada z razdaljo. Zaradi njihove omejenosti na nihanje površine se jim amplituda manjša le z večanjem obsega kroga, torej sorazmerno z razdaljo od žarišča potresa in ne s kvadratom razdalje, kot to velja za valove tipa P in S. Pri močnih potresih tako lahko površinski valovi tudi po večkrat obkrožijo celotno Zemljo. Primer površinskih valov pa so tudi tsunamiji, ki se jim amplituda in s tem rušilna moč (žal) le počasi manjša z razdaljo.

Nas zanimajo predvsem valovi tipa P in S, ki se širijo skozi Zemljino notranjost in nam s tem razkrivajo informacijo o tamkajšnjih razmerah. Nihanje seveda lahko merimo le s seizmološkimi postajami na površju Zemlje. Pri tem je osnovna informacija čas, ki ga določen tip potresnega vala potrebuje do določene merske postaje. Ta je enak vsoti drobnih odsekov poti, ki jo je napravil, deljenih s hitrostjo na teh odsekih. Naš cilj je torej iz površinskih meritev ugotoviti spreminjanje hitrosti potresnega valovanja in s tem gostote snovi z globino. To je značilni primer inverznega problema, kjer želimo iz rezultata ugotoviti verigo dogodkov, ki so do njega pripeljali[79].

Odločilno je, da dogajanja merimo na več seizmoloških postajah. Če so te postaje blizu žarišču potresa, je naloga preprosta. Potresni valovi se v vse smeri širijo s približno enako hitrostjo, torej je časovni zamik med trenutkom potresa in časom, ko določen tip potresnih valov prispe do merske postaje, sorazmeren z oddaljenostjo opazovalnice od žarišča potresa. Tako lahko s primerjavo meritev različnih postaj ugotovimo, kje in kdaj je prišlo do potresa, iz meritve amplitude valov pa tudi, kolikšna je bila sproščena energija.

Tu nas zanima, kako potrese uporabiti za razvozlanje strukture Zemljine notranjosti. Namesto lokalnih meritev uporabimo meritve seizmoloških postaj, ki so razporejene po vseh celinah, upoštevamo pa tudi podatke velikega števila potresov, tako da so iste postaje v različnih relativnih položajih glede na njihova žarišča. Rezultat je tako imenovani preliminarni referenčni model Zemlje (Dziewonski & Anderson, 1981), ki ob predpostavki krogelne simetrije podaja hitrost valov tipa P in S ter gostote snovi v odvisnosti od globine oziroma razdalje od središča Zemlje. Na sliki 6.10a rišemo širjenje potresnih valov za potres na globini 70 km. Črtice ponazarjajo položaje valovne fronte v časovnih razmakih ene minute. Ker se v skorji in plašču hitrost valov veča z globino, ti rahlo zavijajo nazaj proti površini. Skozi ti dve plasti se širijo tudi valovi tipa S, zato morata biti ti dve plasti v trdnem stanju. Na globini 2891 km imamo ostro mejo: na njej se valovi tipa P lomijo, valovi tipa S pa globlje sploh ne prodrejo. Iz plašča smo prešli v zunanje jedro, ki je stopljeno oziroma tekoče, zato strižnih valov v njem ni, valovom tipa P pa zaradi šibkih vezi med atomi v tekočini hitrost močno pade. Bližje središču imamo na globini 5150 km še eno mejo, ko zunanje jedro preide v notranje jedro. To je trdno, zato se hitrost potresnih valov nekoliko poveča.

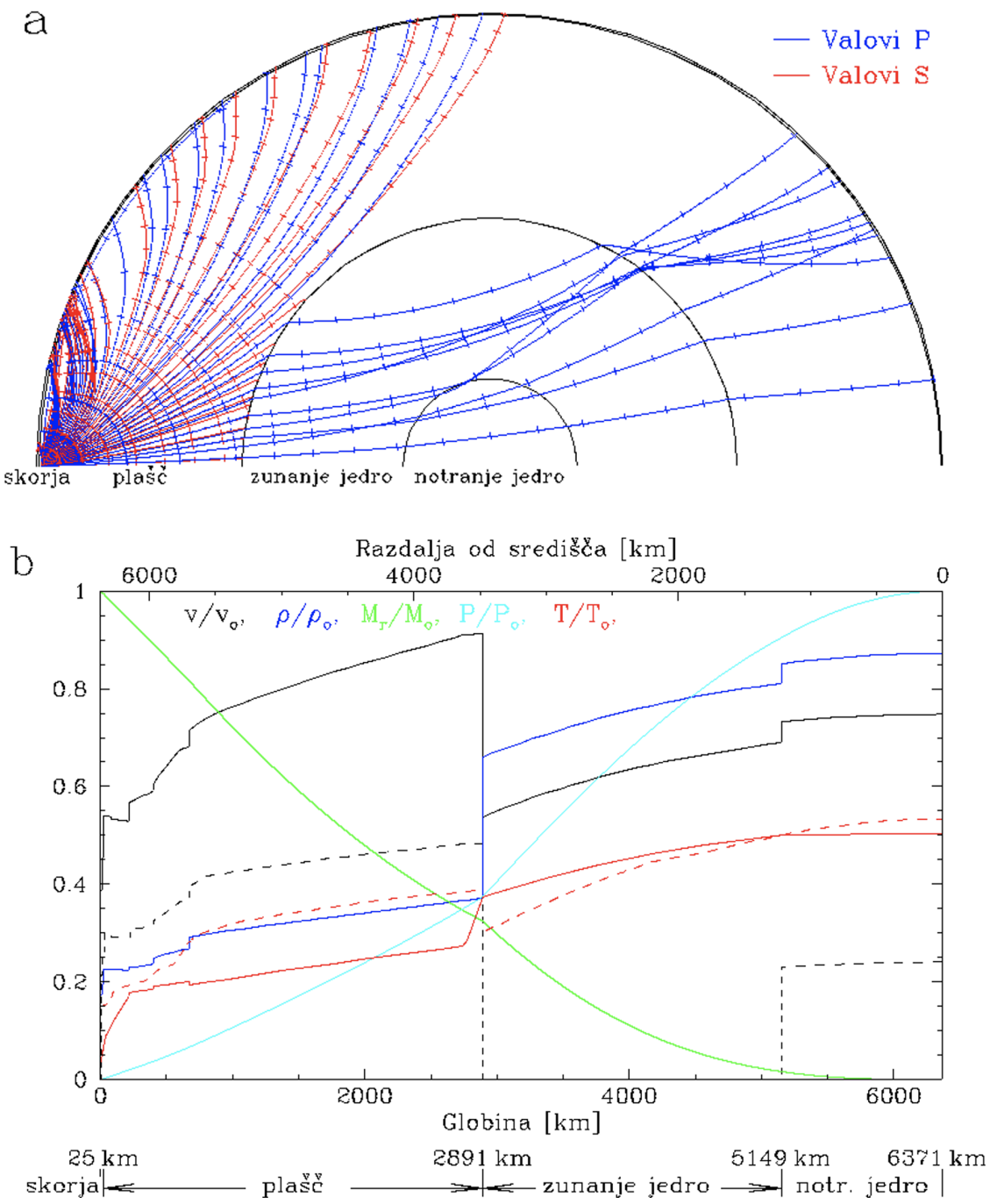
Slika 6.10a prikazuje le širjenje direktnih valov, to je tistih, ki prvi pridejo do določene opazovalnice na Zemlji. Zaradi spreminjanja gostote z globino in zlasti zaradi loma na meji zunanjega jedra, opazovalnice, ki so od žarišča potresa oddaljene[80] med približno 98° in 145°, ne bodo zaznale valov tipa P, podobno pa tudi valove tipa S zaznajo le opazovalnice, ki niso več kot približno 145° od žarišča. Ti direktni valovi pa sprožijo dodatna nihanja. Tako opazujemo večkratne odboje med mejo plašča in jedra ter površino, pa tudi vzbujanja drugih tipov valov na meji med plastemi. Valovi tipa P tako ob prehodu v trdno notranje jedro lahko sprožijo nastanek valov tipa S v notranjem jedru, ti pa zopet nihanje tipa P ob vnovičnem prehodu v zunanje jedro ter morda novo valovanje tipa S ob končnem prehodu iz zunanjega jedra v plašč. Ker so valovi tipa S vedno počasnejši od valov tipa P, take zamenjave vrste valovanja pomenijo zamudo v času prihoda na mersko postajo. Posledično pa nam ravno taki pojavi kažejo, da je notranje jedro trdno in se zato skozenj lahko širijo tudi valovi tipa S.

Slika 6.10b kaže spreminjanje fizikalnih količin z globino oziroma z oddaljenostjo od Zemljinega središča. Hitrost potresnih valov in gostota snovi sledita Preliminarnemu referenčnemu modelu Zemlje (Dziewonski & Anderson, 1981). S kontinuitetno enačbo (4.44) smo iz poteka gostote izračunali tudi maso znotraj ustreznega radija. Ker je jedro gostejše od plašča in skorje, je v jedru skoraj polovica Zemljine snovi. Težnostni pospešek v jedru, ki ima skoraj konstantno gostoto, raste približno sorazmerno z oddaljenostjo od središča, nato pa v plašču in vse do površja ostaja skoraj konstanten. Z enačbo hidrostatičnega ravnovesja (4.43) smo izračunali še spreminjanje tlaka v notranjosti Zemlje. Ta vseskozi raste z globino in v središču doseže 3,6 Mbar. To je manj od tlaka v središčih plinastih planetov, po absolutni vrednosti pa seveda zelo veliko. Tako velik tlak je tudi razlog za večanje gostote z globino, ki v središču doseže 13000 kg m^{-3}.

Temperatura v Zemljini notranjosti je odvisna od virov toplote in od njenega prenašanja proti površju. Tako v plašču kot v zunanjem in morda tudi notranjem jedru se toplota prenaša predvsem s počasno konvekcijo, to je dviganjem toplejših in potapljanjem hladnejših plasti. Do dviganja v

[79] "Če ljudem opišeš potek dogodkov, bo večina povedala, kakšen bo rezultat. Je pa bolj malo ljudi, ki bi uspeli, ko bi jim povedali rezultat, iz svoje lastne notranje zavesti dognati, kaj je pripeljalo do tega rezultata. Na to možnost mislim, ko govorim o vzvratnem razmišljanju." Sherlock Holmes v *Študija v škrlatnem* Arthurja Conana Doyla. (prevod Tamare Maričič, Karantanija, 1998).

[80] Kot med žariščem in opazovalnico, merjen s središča Zemlje.



Slika 6.10: (a) Potovanje direktnih tlačnih (P) in strižnih (S) potresnih valov skozi Zemljo, črtice so položaji v minutnih razmakih za potres, ki je nastal na meji med skorjo in plaščem. Zunanje jedro je tekoče, zato se strižni valovi tam ne širijo. Izpustili smo odboje valov in nastanek novih valov tipa P in S na meji glavnih plasti. (b) Hitrost tlačnih (P, polna črna črta) in strižnih (S, črtkana črna črta) potresnih valov, gostota (modro), masa znotraj radija (zeleno), tlak (tirkizno) in temperatura (polna rdeča črta) v odvisnosti od globine. Rdeča črtkana črta je temperatura stalitve. Vrednosti konstant: $v_o = 15$ km s^{-1}, $\rho_o = 15000$ kg m^{-3}, $M_o = M_z = 5{,}972 \cdot 10^{24}$ kg, $P_o = 3{,}6406 \cdot 10^{11}$ Pa $= 3{,}64$ Mbar, $T_o = 10^4$ K. Uporabili smo Preliminary Reference Earth Model (Dziewonski & Anderson, 1981) in tabele v dodatkih knjige Physics of the Earth (Stacey & Davis, 2008).

plašču prihaja na območju srednjemorskih grebenov (npr. sredi Atlantika, kar poganja vulkanizem na Islandiji), spuščanje pa je podrivanje kontinentalnih plošč. Konvektivni tokovi v zunanjem jedru poganjajo mešanje prevodne tekoče snovi, kar ustvarja Zemljino magnetno polje. Pri računanju poteka temperature nam je v pomembno oporo, da je zunanje jedro tekoče, torej mora biti njegova temperatura nad talilno, medtem ko sta notranje jedro in plašč trdna. V površinskih plasteh temperatura hitro raste z globino, v povprečju za okrog 13 °C na kilometer. Če bi se tako strma rast temperature nadaljevala, bi hitro prišli do nerazumno visokih vrednosti. Na dnu skorje, ki je debela od kakih 5 do 10 km pod oceanskim dnom in 20 do 90 km pod celinami in gorskimi masivi, se hitrost potresnih valov naglo poveča, kar je posledica povečanja gostote snovi. Govorimo o Mohorovičićevi diskonuiteti, imenovani po hrvaškem seizmologu, ki je leta 1909 odkril njen obstoj z analizo hitrosti potresnih valov. Višanje temperature zmanjšuje trdnost materiala in s tem hitrost potresnih valov ter povečuje njihovo absorpcijo, medtem ko višji tlak povzroča ravno nasprotne spremembe. V zgornjih plasteh plašča se temperatura približa talilni in dobimo mejo tako imenovane astenosfere, ki predstavlja drsno ploskev, na kateri se premikajo kontinentalne tektonske plošče. Tekoče stanje nastopi zopet v zunanjem jedru, medtem ko je notranje jedro zaradi velikega tlaka trdno.

Z globino se spreminja tudi kemična sestava, kar zopet lahko ugotovimo z modeliranjem hitrosti potresnih valov pri določeni temperaturi in gostoti in tlaku v različnih materialih. Razmere v zgornjem plašču so skladne z olivinom, to je magnezijevim ali železovim silikatom (Mg_2SiO_4 ali Fe_2SiO_4). Spodnji plašč je pretežno iz perovskita, to je družine mineralov, katerega primer je $CaSiO_3$, namesto kalcija pa lahko nastopa železo ali magnezij. Zunanje jedro je iz snovi z večjim atomskim številom in je skladno z Fe_2Si, ki ob železu vsebuje še 20 utežnih odstotkov silicija. Notranje jedro je najverjetneje iz čistega železa pomešanega z v periodnem sistemu bližnjim elementom, nikljem. Zunanje jedro ima precej višjo temperaturo od plašča, torej se iz jedra skozi plašč lahko dvigajo stolpi stopljene snovi. Ta lava, ki se dviga s hitrostmi do nekaj centimetrov letno, ima zaradi izjemnih tlakov v jedru v sebi le malo vode, plinov in drugih snovi, ki so bistveno lažje od železa. Zato je gosta in povzroča eksplozivne izbruhe. Primer so vulkani na zahodu ZDA. Nasprotno ima lava, ki izvira iz zgornjih plasti plašča, v sebi precej vode in plinov, je zato tekoča, njeni izbruhi pa niso destruktivni. Primer so vulkani na Havajih in na Islandiji.

Kontinentalna skorja je relativno debela, granit pa vsebuje znaten del radioaktivnih elementov, tako da je toplotni tok zaradi relativnih razpadov enak kar $1{,}05 \cdot 10^{-9}$ W kg^{-1}. Pri gostoti 2600 kg m^{-3} to pomeni, da iz 23 km debelega sloja granita dobimo toplotni tok 63 mW m^{-2}, ki je tudi opaženi povprečni tok na območju kontinentov. Rast temperature na kopnem torej lahko razložimo z radioaktivnimi razpadi v Zemljini skorji. Na oceanskem dnu je prispevek radioaktivnosti skorje majhen, saj je radioaktivnih snovi v bazaltih precej manj, skorja pa je pod oceani tudi tanjša. Tako da za Zemljo kot celoto izmerimo skupni toplotni tok iz plašča v skorjo, ki je enak 87 mW m^{-2} (Pollack et al., 1993). To je zelo malo v primerjavi z gostoto svetlobnega toka s Sonca na Zemljini razdalji, ki je 1,4 kW m^{-2} (kot smo utemeljili v poglavju 4.4). Ko gostoto toplotnega toka iz Zemlje pomnožimo z njeno površino, dobimo celotni toplotni tok iz Zemlje, ki je enak $4{,}42 \cdot 10^{13}$ W. S trenutnim toplotnim tokom bi Zemlja v 4,5 milijarde letih izgubila $4{,}42 \cdot 10^{13} \cdot 4{,}5 \cdot 10^9 \cdot 3{,}1 \cdot 10^7$ J $= 6{,}2 \cdot 10^{30}$ J. V resnici so toplotne izgube večje, saj se je nekdaj bolj vroča Zemlje ohlajala hitreje. Tako so dejanske toplotne izgube v 4,5 milijardah let enake $1{,}34 \cdot 10^{31}$ J (Stacey & Davis, 2008). Radioaktivni razpadi po vsej Zemlji so v tem času prispevali $7{,}6 \cdot 10^{30}$ J. Ugotovimo, da radioaktivnost sicer generira nekaj toplote, vendar ne dovolj, da bi z njo lahko razložili temperature v današnji Zemlji. V resnici je njena notranjost vroča zaradi gravitacijske vezavne energije, ki se je sprostila ob nastanku Zemlje. Ta je enaka[81] $\sim 0{,}67\, GM_z^2/R_z = 2{,}2 \cdot 10^{32}$ J. Zemljina notranjost je torej vroča še od časov njenega nastanka, medtem ko radioaktivni razpadi ohlajanje Zemlje le upočasnjujejo.

Vztrajnostni moment (angl. moment of inertia) Zemlje je enak $J_z = \int r^2 dm = 4\pi \int_0^{R_z} \rho(r)\, r^4 dr = 0{,}331\, M_z R_z^2 = 8{,}02 \cdot 10^{37}\,\mathrm{kg\,m^2}$ (Stacey & Davis, 2008). To je manj kot $\frac{2}{5} M_z R_z^2$, kar bi bil rezultat za okroglo Zemljo s konstantno gostoto. Ker se v jedru zbrani težji elementi, je rezultat tudi nekoliko manjši od $0{,}373\, M_z R_z^2$, ki bi ga dobili za homogeno kemično sestavo, kjer bi upoštevali le rast tlaka in s tem gostote z globino.

Zemlja se še ni ohladila, saj je največji od kamnitih planetov v našem Osončju. Ker je skupna toplota sorazmerna s prostornino, toplotne izgube pa s površino, se manjša telesa hitreje ohlajajo.[82]

[81] Za Zemljo s konstantno gostoto bi bil numerični faktor enak 3/5, v Zemlji pa gostota raste z globino in je zato njegova vrednost nekoliko večja.

[82] To zelo dobro vedo majhni sesalci, ki se morajo proti mrazu boriti s stalno aktivnostjo.

Pri Merkurju sklepamo, da je jedro vseeno tekoče, saj na to kaže obstoj magnetnega polja, pa tudi obsežna kotlina Caloris, ki s krožnimi deformacijami beleži posledice padca velikega telesa v geološki preteklosti. Za Mars je situacija manj gotova. Seizmograf, ki ga je na Mars prinesla sonda Viking, ni deloval najbolje, saj ni bil v stiku s tlemi in je bil zato občutljiv na sunke vetra. Leta 2018 je Nasin pristajalnik InSight na planet prinesel prvi dobro delujoči seizmometer, ki so ga naredili v Franciji in je v 4 letih zabeležil 1319 marsovskih potresov, ki jih lahko razložimo kot padce teles na planet. Največji dogodek je bil udarec meteorita 24. decembra 2021, ki je za seboj pustil krater s premerom 150 metrov. Na osnovi meritev se zdi, da ima Mars tekoče jedro, medtem ko konvekcija v plašču ne poteka in je tudi sicer planet geološko neaktiven. Na Veneri zaenkrat še nismo postavili nobenega seizmografa, torej lahko o njeni notranji strukturi sklepamo le po njeni podobni velikosti, kot jo ima Zemlja. Na Marsu doslej še niso opazili delovanja vulkanov, čeprav so nekateri tamkajšnji vulkani geološko mladi. Nasprotno pa je ponovna analiza radarskih posnetkov, ki jih je sonda Magellan posnela med leti 1990 in 1992, pokazala spremembe v obliki in verjetno tudi prisotnost novih tokov lave iz enega od vulkanskih stožcev (Herrick & Hensley, 2023). Tako je Venera, ki je skorajda povsem pokrita z vulkanskimi tvorbami[83], potrjeno vulkansko aktivna. Ob tem Zemlja ostaja za sedaj edini planet z aktivno tektoniko plošč.

Površja Venere ne moremo direktno opazovati, saj planet stalno ovijajo oblaki. Zaradi izjemno močnega efekta tople grede je površje izjemno vroče s temperaturo 460 °C, površinski tlak pa je 92 barov (tabela 6.5). Na površju je pristalo 9 sovjetskih sond programov Venera in Vega med leti 1972 ter 1983. Preden so se pregrele so s površja poslale tudi slike, ki kažejo suho kamnito puščavo.

Mars je bolj gostoljuben, saj so temperature na površju zmerno pod lediščem vode. Danes je tudi Mars suh, kamnit in peščen svet, ki ga občasno bičajo peščeni viharji. V ledenih kapah ob obeh polih je precej vodnega in suhega (CO_2) ledu. Na površju povsod najdemo sledi erozije tekoče vode, kar pomeni, da je bila v daljni preteklosti klima na planetu bolj podobna Zemljini. Videti je suhe rečne doline in kotanje, v katerih je bila nekoč voda. Med slednjimi omenimo kotanjo oziroma krater Jezero (uradno ameriško ime, poimenovano istoimenski vasi v Bosni), ki ga sedaj raziskuje rover Vztrajnost (angl. Perseverence) Nasine misije Mars 2020, ki ima s seboj tudi majhen helikopter. Na ravnicah pogosto najdemo sipine odloženega materiala, ki ga je v bližini ovir odložil rečni tok. Na robovih rečnih strug so našli tudi brečo zlepljenih prodnikov, ki jih je odložila voda. Danes vsaj na površju ni tekoče vode, čeprav včasih opazimo namige, da je po kakem strmem pobočju kraterja nedavno stekel kratkotrajni hudournik. Mars trenutno nima delujočih vulkanov, čeprav je od zadnjega izbruha vulkana Olympus Mons minilo komaj 25 milijonov let. To je ogromen ščitast vulkan, ki je visok skoraj 22 km, njegova pobočja pa pokrivajo premer 600 km. Tako je to največji vulkan v našem Osončju.

6.2.3 Lune

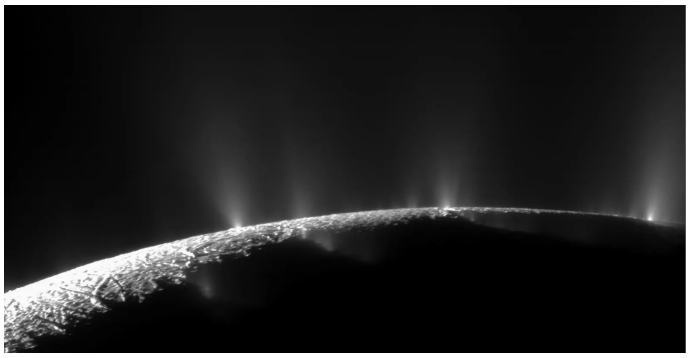
Program Apollo je na Luni pustil nekaj seizmografov. Ti so zabeležili vrsto udarcev meteoritov, medtem ko so bili potresi omejeni na šibke dogodke, ki jih lahko pripišemo sproščanju napetosti zaradi plimskih sil. Luna je torej skoraj povsem neaktivno telo z notranjostjo v trdnem stanju. Izjema je tanka, delno stopljena plast ob jedru. Za višje plasti se zdi, da se razlikujejo po kemični sestavi (Stein & Wysession, 2003).

Na lunah drugih planetov z izjemo Titana še nismo pristali, torej potresnih valov ne moremo uporabiti za razvozlanje njihove strukture. Omejeni smo na plasti bližje površja, kjer pa nas je čakalo nekaj presenečenj. Te lune so dlje od Sonca kot Zemlja in naša Luna, zato so površinske temperature na njih nizke (enačba 6.4) in jih pokrivajo skale in led. Za Jupitrovo luno Evropa in za Saturnovo luno Enkelad pa smo odkrili, da je pod površinskim ledenim pokrovom plast tekoče vode, medtem ko ima Jupitrova luna Io (oziroma Jona) zelo aktiven vulkanizem.

Ravnovesna temperatura na Saturnovi razdalji od Sonca je blizu −200 °C (tabela 6.2), torej bi pričakovali, da je njegova luna Enkelad (angl. Enceladus) s premerom 500 km nezanimivo zmrznjeno telo. Tako je bilo presenečenje, ko je Nasina sonda Cassini leta 2005 opazila zavese gejzirjev v bližini luninega južnega pola (slika 6.11). To je kazalo na rezervoar tekoče vode pod ledenim pokrovom. Podobno kot naša Luna Zemljo, tudi Enkelad gleda proti Saturnu vedno z isto stranjo. Vendar je njegova tirnica rahlo sploščena, sam pa ima obliko nekoliko sploščenega troosnega elipsoida z največji polmerom v smeri Saturna in najmanjšim v smeri, pravokotni na ravnino tira. Posledično

[83] https://source.wustl.edu/2023/03/scientists-share-comprehensive-map-of-volcanoes-on-venus-all-85000-of-them/

Saturn na luno vpliva z navori, ki povzročajo periodična nihanja usmerjenosti njenega površja, ki jim rečemo tudi libracije. Ta nihanja lahko natančno določimo iz položaja udarnih kraterjev na luninem površju. Z analizo sedmih let opazovanja Enkelada med mimoleti Nasine sonde Cassini, so Thomas et al. (2016) ugotovili, da ledeno površje niha z amplitudo $0{,}120^{\mathrm{o}} \pm 0{,}007^{\mathrm{o}}$. Če bi bil leden pokrov lune v stiku s skalnato notranjostjo, bi pričakovali mnogo manjše nihanje. Če pa stika med ledom in skalami ni, je vztrajnostni moment ledenega pokrova brez nihanja skalnate notranjosti mnogo manjši in veliko amplitudo nihanja lahko razumemo. Tako danes vemo, da je pod ledenim pokrovom globalni ocean tekoče vode, ki obliva celotno luno. Debelina ledenega pokrova je vsaj nekaj kilometrov, medtem ko je plast tekoče vode pod njim debela približno 30 km, torej precej več, kot je globina oceanov na Zemlji.



Slika 6.11: Gejzirji, ki brizgajo iz $\simeq$ 130 km dolge razpoke v ledu v bližini južnega pola Saturnove lune Enkelad. Sliko je 30. novembra 2010 posnela Nasina sonda Cassini, točka slike ustreza razdalji 800 m. Vir: Porco et al. (2014), NASA, Jet Propulsion Laboratory.

Tekoča voda na Enkeladu je v stiku s skalami pod njo, saj je sonda Cassini med letom skozi pršec gejzirjev analizirala njihovo kemično sestavo. Poleg vode, molekularnega dušika in ogljikovega dioksida so z masnim spektrometrom našli tudi sledi derivatov amoniaka, metan in celo benzen. Vse to kaže, da je voda v stiku s skalovito notranjostjo, razmere pa bi lahko podpirale preproste oblike življenja, kot jih na Zemlji najdemo blizu podvodnih vrelcev. Tekoča voda mora biti relativno topla, potrebno energijo pa deloma zagotavljajo plimske sile, vsaj deloma pa tudi radioaktivni razpadi. Snov, ki brizga skozi gejzirje, je vir saturnovega obroča E, znotraj katerega leži Enkelad. Ko so s Cassinijem leteli skozi pršec gejzirjev, so zaznali tudi ustavljanje sonde, ki je narinila nekaj vode in tako izmerili, da Enkelad izgublja približno 250 kg vode v sekundi, hitrost curkov v gejzirjih pa dosega 600 m s^{-1}.

Evropa je s premerom 3120 km najmanjša med štirimi galilejskimi lunami Jupitra, obenem pa šesta največja luna v Osončju. Podobno kot na Enkeladu je tudi tu pod ledom ocean tekoče vode, ki obliva celotno luno (Geissler et al., 1998). Vir toplote, da je voda lahko tekoča, so plimska nihanja, ki jih vzbuja orbitalna resonanca 2:1 z luno Io. Spreminjanje oblike površinskega ledu zaradi plimskih sil lahko razloži razpoke, s katerimi je prepleteno ledeno površje Evrope. Med razpokami najdemo tudi žepe gričevnatega terena, kjer se griči vzpenjajo kakih 100 m nad okolico. Schmidt et al. (2011) ugotavljajo, da take pojave lahko razložimo z žepi tekoče vode, ki so do 3 km pod površjem. Debelina površinskega ledu je najverjetneje vsaj 10 km, pod njim pa je globalni ocean debeline $\sim$ 100 km. Če te številke držijo, je količina tekoče vode na Evropi večja kot na Zemlji. Pod oceanom imamo skalnato jedro. Voda je zato najverjetneje slana in zato prevodna, kar je tudi možna razlaga za obstoje šibkega magnetnega polja na tej luni. Morda je absorpcija v natrijevem kloridu tudi vzrok za absorpcijo pri valovni dolžini 450 nm, ki so jo opazili na območju gričevnatega terena. Tudi na Evropi opazimo gejzirje, ki pa so s $\sim$ 7000 kg vode v sekundi precej bolj vodnati kot na Enkeladu. Do sedaj še nobena sonda ni letela skozi njihov pršec, torej še ne poznamo kemične sestave oceana pod njenim površjem. Je pa mogoče, da gejzirji izvirajo iz relativno plitkih žepov tekoče vode in ne iz globalnega oceana. V tem primeru je upanje, da bi v njih našli dokaze o morebitni biološki aktivnosti, manjše. Doslej so Evropo med mimoleti raziskovale sonde Voyager in Galileo, sedaj in v bližnji prihodnosti pa sta to Juno in Juice. Nobena od teh misij se posebej ni posvečala Evropi ali celo iskanju možnih znakov preprostega življenja na njej.

Galilejski sateliti so znotraj območja močnega Jupitrovega magnetnega polja, katerega magnetna pola sta nagnjena glede na os vrtenja planeta. Torej je Jupitrovo polje na vsaki od lun časovno spremenljivo in lahko izmerimo indukcijo, ki jo v notranjosti lune povzroča tako spremenljivo elektromagnetno polje Jupitra. Rezultati kažejo na prisotnost prevodnega in globalnega oceana tekoče

vode, ki je ob Evropi prisoten tudi pod ledenim površjem lun Ganimed in Kalisto[84].

Io (v slovenščini poimenovana tudi Jona) je med vsemi galilejskimi lunami najbližje Jupitru in drugačen svet od svojih z ledom prekritih sester. S 3600 km premera je četrta največja luna v Osončju. S povprečno gostoto 3500 kg m^{-3} je najgostejša luna v Osončju, ki ima tudi najbolj aktivno površje z več kot 400 aktivnimi vulkani. Izbruhe povzroča gretje zaradi gnetenja, ki je posledica plimskih sil Jupitra in ostalih galilejskih satelitov, kjer ima Evropa dvojno, Ganimed pa štirikratno vrednost Jonine orbitalne periode. Podobno kot Evropa tudi Io ni povsem okrogel, proti Jupitru pa stalno gleda z isto stranjo. Vulkani, med njimi tudi taki, ki po višini presegajo Zemljin Everest, bruhajo oblake žvepla in žveplovega dioksida, tokovi lave pa se raztezajo več kot 500 km daleč. Kot Evropa je tudi Io po prostornini pretežno skalovita luna. Mimoleti sond Voyager in Galileo so izmerili porazdelitev snovi v Io, ki kaže na jedro iz železa ali iz mešanice železa in žvepla. Kot ostale galilejske lune je tudi Io znotraj močnega magnetnega polja Jupitra, ki glede na luno časovno spremenljivo. Sonda Galileo je izmerila indukcijo, ki jo v notranjosti Io povzroča tako spremenljivo elektromagnetno polje Jupitra. V primerjavi z manj segretimi ostalimi tremi galilejskimi lunami, je plimsko gnetenje na Io najmočnejše in je zato njegova notranjost najbolj vroča. Prevodna plast, ki omogoča indukcijo, tako ni ocean tekoče vode, ampak vsaj 50 km debel globalni ocean delno stopljene in električno prevodne magme s temperaturo ~ 1000 K pod površjem te lune (Khurana et al., 2011). Ker na Io tipično potekajo izbruhi po več vulkanov hkrati, je površje te lune mlado in brez udarnih kraterjev, žveplene spojine pa ga obarvajo v različne odtenke rumene in oranžne barve.

Galilejske lune z izjemo Io (kjer je za sondo zaradi močnega Jupitrovega magnetnega polja prenevarno) bo v naslednjih letih raziskovala sonda Juice Evropske vesoljske agencije (Raziskovalec Jupitrovih ledenih lun = Jupiter Icy Moons Explorer), ki so jo izstrelili v aprilu 2023, do Jupitra pa bo prispela leta 2031.

6.3 Atmosfere

Atmosfera je plinast prehod med telesom in okolico. Pri plinastih planetih je ta prehod zvezen, za atmosfero imamo lahko površinske plasti planeta. Pri kamnitih telesih je drugače. Pri večini je prehod med trdnim stanjem snovi na površju in skoraj popolnim okolnim vakuumom skokovit, torej lahko govorimo le o sledeh atmosfere, ki pa ni v ravnovesju in je posledica nedavne izgube snovi s telesa. Take pojave bomo omenili na koncu, saj nam včasih razkrivajo notranjo strukturo takih teles. Najprej pa bomo govorili o telesih s trdno površino, ki jih ovija plinska ovojnica v hidrostatičnem ravnovesju. To so Zemlja, Venera, Mars in Titan. Nato bomo razmislili, zakaj taka atmosfera obstaja. Trajnost take atmosfere zahteva tudi odpornost na vplive Sončevega vetra, to je delcev snovi s Sonca, obenem pa dovolj močno gravitacijsko vezavo, da ji delci ne uhajajo v okolni prostor.

6.3.1 Zemlja, Venera, Mars in Titan

V Osončju imajo znatno atmosfero štiri telesa s trdnim površjem. To so planeti Venera, Zemlja in Mars, ter Saturnova luna Titan. Prisotnost znatne atmosfere lahko opredelimo s tlakom na površju. Ta je na Titanu nekoliko večji, na Veneri je znatno večji, na Marsu pa do 150-krat manjši kot na površju Zemlje (tabela 6.5). Ker je atmosfera tanka v primerjavi s polmerom telesa R_p, je za telo z maso m_p gravitacijska sila, ki deluje na atmosfero z maso m_a, enaka $\frac{Gm_pm_a}{R_p^2}$. To silo uravnoteža sila tlaka P na površju telesa. Torej velja $P\,4\pi R_p^2 = \frac{G\,m_p\,m_a}{R_p^2}$ in zato

$$\frac{m_a}{m_p} = \frac{4\pi R_p^4\,P}{Gm_p^2} \tag{6.28}$$

V drugi vrstici tabele 6.5 razberemo, da ta razmerja niso povsem zanemarljiva. V atmosferi je približno desettisočinka mase Venere ali Titana, skoraj milijoninka mase Zemlje in le 20-milijoninka mase Marsa. Tudi na Marsu pa je atmosfera pomembna, saj ob prašnih viharjih prenaša okoli znatne količine peska s površja, obenem pa prisotnost atmosfere bistveno otežuje pristajalne manevre na tem planetu.

[84] Glej npr. https://kiss.caltech.edu/workshops/tidal_heating/presentations/Khurana.pdf.

Tabela 6.5: Fizikalne lastnosti in kemična sestava atmosfere (deleži po številu molekul) za štiri telesa v Osončju z znatno atmosfero. Prilagojeno po Lang (2011) in Niemann et al. (2005).

	Venera	Zemlja	Mars	Titan
Površinski tlak (barov)	92	1,0	0,007-0,010	1,5
Masa atmosfere / masa telesa	$1 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-5}$
Površinska temperatura (K)	735	288-293	183-268	94
Molski delež				
ogljikovega dioksida, CO_2	0,965	0,00035	0,95	
dušika, N_2	0,035	0,77	0,027	0,942
kisika, O_2	0,00003	0,21	0,0013	
argona, ^{40}Ar	0,00007	0,0093	0,016	0,000043
metana, CH_4		0,0000019	$<$0,00000006	$\sim$0,049
vodne pare, H_2O	0,0001	$\sim$0,01	$\sim$0,0003	

Temperatura na površju Marsa je takšna, kot bi jo pričakovali ob ravnovesju med vpitim svetlobnim tokom s Sonca in energijo, ki jo planet seva v vesolje (enačba 6.4). Temperature ostalih treh teles so zaradi efekta tople grede višje, na Zemlji za približno 40, na Veneri pa kar za 480 stopinj. Slednja je svarilni zgled, kaj se lahko zgodi, če v gosti atmosferi prevladuje toplogredni plin ogljikov dioksid.

Po kemični sestavi sta si atmosferi Venera in Marsa podobni, v obeh prevladuje ogljikov dioksid. Prevladujoč plin v atmosferah Zemlje in Titana je dušik, ki se mu v primeru Titana pridružijo znatne količine (nebiološko nastalega) metana, na Zemlji pa kisik. Zemlja je tudi edino telo z znatno količino vodne pare in edino, ki ima na površju vodo v tekočem stanju. Na Titanu zaradi nizkih temperatur najdemo tekoči metan. Leta 2020 je bilo veliko govora o sledeh fosfina (PH_3), ki naj bi ga našli v zgornjih plasteh Venerine atmosfere in naj bi ga bilo toliko, da ga niso mogli razložiti drugače kot z biološkim nastankom. Vendar analiza rezultatov ni bila korektno narejena, tako bodisi fosfina v Venerini atmosferi sploh ni ali pa je prisoten le v sledeh, ki jih lahko razložimo brez biološkega nastanka. Nejasen je tudi izvor občasnih izbruhov metana na Marsu.

Seveda nas zanima, ali se je na teh štirih primerih teles mogoče kaj naučiti o nastanku in razvoju atmosfer. Ti bližnji zgledi nam bodo koristili pri sklepanju o atmosferah na planetih drugih sonc.

6.3.2 Nastanek in razvoj atmosfer

Kamnito telo lahko dobi atmosfero na štiri načine:

1. lahko skupaj s planetom in Soncem nastane z zgoščevanjem prvotnega medzvezdnega oblaka,
2. lahko nastane kasneje iz plina, ki se sprošča iz notranjosti telesa,
3. lahko je atmosfera zajeta snov iz Sončevega vetra,
4. lahko pa je to snov, ki se je nabrala s padci ledenih meteoritov in kometov.

Med temi možnostmi lahko ločimo z analizo prisotnosti žlahtnih plinov. Ti se kemijsko ne vežejo in zato ostajajo v atmosferi planeta. V atmosferah sicer najdemo nekaj argona (tabela 6.5), vendar je to izotop ^{40}Ar, ki nastane z razpadom kalija (tabela 6.4). Izotopa ^{36}Ar, ki prevladuje na Soncu, skoraj ni, podobno pa so tudi zastopanosti ostalih žlahtnih plinov od neona do ksenona milijonkrat nižje kot v Soncu (Sanchez-Lavega, 2011). To govori proti prvi in tretji možnosti. Obenem zastopanost ^{36}Ar močno pada od Venere, preko Zemlje, do Marsa. Ker so bila vsa telesa izpostavljena podobnem bombardiranju meteoritov in kometov, to govori proti četrti možnosti. Preostane nam torej še druga možnost, ki vključuje vulkanizem. Vulkane najdemo na vseh treh planetih.

Ogljikov dioksid prevladuje tako v atmosferi Venere kot Marsa, na Zemlji pa ga je manj, saj je ujet v obliki kalcijevega karbonata na kopnem in pod oceani. Dušik je prevladujoč v Zemljini atmosferi, nekaj ga je tudi na Veneri, v obeh primerih je verjetni izvor vulkanizem. Njegovo

prisotnost na Titanu lahko pripišemo razpadu amonijaka. Končno je kisik v Zemljini atmosferi posledica življenja. Prvotna Zemljina atmosfera ga ni imela, prav tako pa je bila njegova prisotnost v fazi zgodnjega življenja na Zemlji majhna, saj se je kisik, ki so ga s fotosintezo proizvedle cianobakterije, takoj porabil za oksidacijo. Primer je spreminjanje železa v rjo. To se je spremenilo šele pred 2,4 milijardami let. V zadnjih 600 milijonih let je v Zemljini atmosferi precej kisika.

Kot smo omenili zgoraj, so suhe rečne struge in druge geološke tvorbe na Marsu jasen dokaz, da je bila njegova atmosfera vsaj v prvi milijardi let po nastanku dovolj gosta, da je omogočala obstoj tekoče vode na površju. Bila je predvsem iz ogljikovega dioksida, torej podobna atmosferi na mladi Zemlji. Kaj je torej šlo na Marsu narobe? Namig so razmerja zastopanosti izotopov pogostih kemičnih elementov. Razmerje izotopov ogljika ($^{13}C/^{12}C$), kisika ($^{18}O/^{16}O$), argona ($^{38}Ar/^{36}Ar$) in dušika ($^{15}N/^{14}N$) so na Marsu višja kot na Zemlji, kar kaže na to, da je Mars izgubil večino prvotnega ogljikovega dioksida, dušika in argona v atmosferi (Sanchez-Lavega, 2011). Mars se namreč nahaja blizu asteroidnega pasu, torej so verjetno odgovorni pogosti udarci manjših teles, ki so tako močno razburkali atmosfero, da jo je odpihnilo od planeta. Pomemben je tudi vpliv Jupitra, ki je v preteklosti, ko so bile oddaljenosti planetov od Sonca drugačne, precej motil planetovo tirnico, to pa je lahko povzročilo katastrofične spremembe klime na planetu. Poleg tega se je precej ogljikovega dioksida adsorbiralo na skalovitem površju planeta. Ker Mars za razliko od Zemlje nima aktivne tektonike plošč, se ogljikov dioksid ne vrača v atmosfero preko recikliranja v vulkanskih izbruhih.

Med telesi z gosto atmosfero je tudi Saturnova luna Titan. To je nenavadno, saj je Titan malenkost večji od planeta Merkur in le nekoliko manjši od največje lune v Osončju, Jupitrovega Ganimeda. Ob teh dveh telesih najdemo kvečejmu sledi izjemno razredčene atmosfere. Težnostni pospešek na vseh treh telesih je skoraj enak, vendar je na Merkurju bistveno bolj vroče in zato razumemo, da mu je morebitna atmosfera pobegnila (razdelek 6.3.5). Zanimiva pa je primerjava Titana in Ganimeda. Lang (2011) kot razlog vidi okolje. Ganimed je nastal ob relativno masivnem in na začetku vročem planetu Jupitru, Titan pa ob manj masivnem in hladnejšem Saturnu. V Titanovem primeru je tako na površju prihajalo do odlaganja zmrznjenega amonijaka, metana in vodnega ledu. Amonijak in metan sta sublimirala in ustvarila prvotno Titanovo atmosfero, medtem ko je vodni led ostal zmrznjen. Veliko vsebnost vodnega ledu podpira majhna povprečna gostota Titana, ki je le 1880 kg m^{-3}, kar je mnogo manj od skalovitih teles: povprečna gostota naše Lune je 3344 kg m^{-3} in Merkurja 5427 kg m^{-3}. Relativno bolj vroče okolje, v katerem je nastal Ganimed, je pomenilo, da se je odlagal le vodni led, ne pa tudi spojine z nižjim lediščem. Odsotnost amonijaka in metana ni omogočala sublimacije in nastanka atmosfere, saj vodni led za taljenje potrebuje mnogo višjo temperaturo. Tako je Ganimed (pa tudi Evropa in Kalisto) zmrznjeni ledeni svet brez atmosfere. Zopet na to, da so ta telesa mešanica vodnega ledu in skal, nakazuje njihova majhna povprečna gostota, za Ganimed je enaka 1936 kg m^{-3}.

Na koncu omenimo, da skrajno razredčene sledi atmosfere najdemo tudi ob nekaterih drugih telesih. Zaradi vulkanizma in gejzirjev je tako ob Jupitrovih lunah Io in Evropa in ob Saturnovi luni Enkelad. Tudi drugod pa udarci kozmičnih delcev ali bičanje delcev Sončevega vetra s površine izbijajo posamezne delce. Ker gre za občasne dogodke, tak plin ni v hidrodinamskem ravnovesju. Omenili smo Sončev veter. Preden omenimo njegov vpliv na stabilnost atmosfer ima smisel o tem pojavu povedati nekaj več.

6.3.3 Sončev veter

Sonce izgublja snov. Navzven jo odnaša Sončev veter (angl. Solar wind). Na razdalji Zemlje sta značilni gostoti protonov in elektronov enaki po $n = 6 \cdot 10^6$ delcev m^{-3}, njihove hitrosti pa so $v_p \sim 430$ km s^{-1} (Izmodenov & Alexashov, 2015). Tako velike hitrosti so razumljive, saj je ubežna hitrost s površja Sonca enaka $\sqrt{\frac{2GM_\odot}{R_\odot}} \simeq 620$ km s^{-1}, delci Sončevega vetra pa so dovolj hitri, da se niti do Zemlje bistveno ne upočasnijo. Navedli smo povprečne vrednosti. V času izbruhov na Soncu, ki se dogajajo ob enajstletnih vrhovih Sončeve aktivnosti (glej poglavje 4.16), se hitrost lahko tudi podvoji. Trenutne razmere lahko dnevno spremljamo na portalu https://www.spaceweather.com/. Zaradi močnega vpliva na zgornje plasti Zemljine atmosfere in na umetne satelite v okolici Zemlje, so lastnosti Sončevega vetra glavna sestavina raziskovalnega področja z imenom vesoljsko vreme (angl. space weather), ki spremlja spremenljivost fizikalnih razmer v bližnji okolici Zemlje.

Iz zapisanih podatkov izračunamo, da gre ob Zemlji skozi presek kvadratnega metra $\frac{dN_p}{dt\,dS} =$

$n\,v_p = 2{,}6{\cdot}10^{12}$ protonov in prav toliko elektronov v sekundi. Če predpostavimo krogelno simetrijo, je tak tok po površini vse krogle s polmerom razdalje med Zemljo in Soncem (a_z). Ob privzetku, da se delci ne ustavljajo, Sonce izgubi $\frac{dN_p}{dt} = n\,v_p\,4\pi a_z^2 = 7 \cdot 10^{35}$ protonov s^{-1}, kar ustreza $\sim 1{,}2 \cdot 10^9$ kg s^{-1} $= 1{,}9 \cdot 10^{-14}\,\mathrm{M}_\odot$ leto^{-1}. Dobljena vrednost je zgornja meja, saj je tok snovi v smereh pravokotno na ekliptiko manjši. Sončev veter tako za Sonce ne predstavlja velike izgube snovi. Ob današnjem masnem toku bo Sonce v 10 milijardah življenjske dobe spajanja vodika v helij izgubilo manj kot dve desettisočinki svoje mase.

Sončev veter s seboj nosi magnetno polje, ki ima gostoto $B \sim 5$ nT (Lang, 2011). Če za komponento hitrosti pravokotno na magnetno polje vstavimo zgornjo mejo, to je v_p, ugotovimo, da je za protone zgornja meja žiroskopskega radija kroženja enaka $r_p = \frac{m_p v_p}{e_o B} \simeq 800$ km, za elektrone pa 500 m. V primerjavi z velikostmi planetov si torej lahko predstavljamo, da Sončev veter piha od Sonca radialno navzven. Globalno gledano pa to ni povsem res, saj se Sonce zavrti okoli svoje osi v ~ 25 dneh in ima zato tok delcev spiralno strukturo, podobno kot jo opiše curek vode iz vrteče se zalivalne šobe na vrtu.

Delci v Sončevem vetru imajo značilno temperaturo $T_p \sim 130.000$ K, kar je temperatura blizu prehodnega območja med Sončevo kromosfero in korono (slika 4.19). Modeliranje temperature je zapleteno, saj v magnetnih poljih na poti od Sonca prihaja do magnetohidrodinamskega gretja in ohlajanja protonov (Hellinger et al., 2013). Termične hitrosti protonov lahko iz zveze $\frac{3}{2}k_B T_p = \frac{1}{2}m_p v_T^2$ ocenimo na $v_T = \sqrt{\frac{3k_B T_p}{m_p}} = 60$ km s^{-1}, kar je manj od hitrosti v vetru, ki je ~ 430 km s^{-1}. Sončev veter je torej nadzvočen in interakcijo med delci v njem lahko zanemarimo.

Ko se veter oddaljuje od Sonca, se ne širi v prazen prostor, ampak začenja čutiti, da je prostornina zaradi pritiska delcev iz medzvezdnega prostora omejena. Sončev veter se zgosti in postane bolj turbulenten, oboje pa pomeni, da naraste vrednost zvočne hitrosti. Na dovolj veliki razdalji tako postane hitrost Sončevega vetra manjša od zvočne hitrosti. Tej meji pravimo zvočni zid (angl. termination shock). Sonda Voyager 1 ga je prečila konec leta 2004 na razdalji 94 a.e. od Sonca, sonda Voyager 2 pa v drugi polovici leta 2007 na razdalji 84 a.e. (McComas et al., 2019).

Ko se veter oddaljuje od Sonca, se redči, zato njegov tlak pada. Na Zemljini razdalji $2{,}6 \cdot 10^{12}$ protonov na sekundo in kvadratni meter pri hitrosti 430 km s^{-1} povzroča tlak $P = \frac{dF}{dS} = \frac{dm\,v_p}{dt\,dS} = \frac{m_p\,dN_p\,v_p}{dt\,dS} = m_p v_p^2\,n = 1{,}9{\cdot}10^{-9}$ Pa. Če predpostavimo, da se hitrost delcev ne spreminja, pada tlak obratno sorazmerno s površino krogle, ki ima za polmer razdaljo od Sonca. Torej tlak Sončevega vetra pada s kvadratom razdalje od Sonca. Na določeni razdalji postane manjši od tlaka kozmičnih delcev, ki prihajajo iz medzvezdnega prostora. Številska gostota vodikovih atomov v medzvezdnem prostoru v okolici Sonca (območju rečemo Naš mehurček, angl. Local bubble) je približno $1{,}4 \cdot 10^5$ delcev m^{-3} (Izmodenov & Alexashov, 2015), hitrost delcev pa je približno 21,6 km s^{-1} (Eilers et al., 2019), kolikor je tudi hitrost, s katero se giblje Osončje glede na okolni medzvezdni prostor. Za tlak medzvezdne snovi tako dobimo $\sim 1{,}1 \cdot 10^{-13}$ Pa. Tlaka se izenačita na razdalji

$$r_{\mathrm{heliopavza}} \simeq \sqrt{\frac{1{,}9 \cdot 10^{-9}}{1{,}1 \cdot 10^{-13}}}\ \mathrm{a.e.} \simeq 130\,\mathrm{a.e.} \tag{6.29}$$

Na tej meji sonda zapusti prostornino, ki jo napolnjujejo delci Sončevega vetra in vstopi v območje medzvezdne snovi. Mejo imenujemo heliopavza (angl. heliopause). Sonda Voyager 1 je prečila heliopavzo leta 2012 na razdalji 121,6 a.e., Voyager 2 pa leta 2018 na razdalji 119 a.e. (McComas et al., 2019). Zgornje številske ocene povsod upoštevajo le vodikove atome in ione. Tako v Sončevem vetru kot v medzvezdnem prostoru je ob njih še manjših delež helijevih in težjih atomov. Ker je njihov prispevek v obeh primerih enak, ne vplivajo na izračun oddaljenosti heliopavze.

Sredi leta 2023 je Voyager 1 na razdalji 161 a.e. od Sonca, Voyager 2 pa na razdalji 134 a.e. od Sonca. Oba sta v območju medzvezdnega prostora in zunaj dosega Sončevega vetra, vendar sta gravitacijsko gledano še vedno v Osončju, saj sega prevladujoč gravitacijski vpliv Sonca dlje kot do polovice razdalje do najbližje sosednje zvezde, Proksime Kentavra, ki je na oddaljenosti 1,3 pc $= 2{,}7 \cdot 10^5$ a.e..

6.3.4 Zemljino magnetno polje in polarni sij

Zemlja ima magnetno polje, ki običajno ščiti našo atmosfero pred vplivi Sončevega vetra. Položaj magnetnih polov se stalno premika, trenutno je južni pol blizu severnega geografskega pola

in obratno. Zemljin južni magnetni pol je bil leta 2020 na koordinatah 80,7° N, 72,7° W, to je na kanadskem arktičnem otoku Ellesmere, severno od Grenlandije. Severni pol je na Antarktiki južno od Avstralije. Po dogovoru magnetne silnice izhajajo iz severnega pola in se stekajo v južni pol. Tako ima magnetno polje v kanadski arktiki smer navpično navzdol. Gostota magnetnega polja ob polih je približno $6 \cdot 10^{-5}$ T, na ekvatorju pa $3 \cdot 10^{-5}$ T.

Zemljino magnetno polje nabitim delcem s Sonca običajno preprečuje vstop. Magnetne silnice, ki jih s sabo nosi Sončev veter, se namreč izognejo Zemljinemu polju in tako delce s Sonca odnese mimo Zemlje. Življenje na Zemlji, pa tudi sateliti v nizkih tirnicah so zato zaščiteni pred nabitimi delci s Sonca.

V območju ekvatorja imajo Zemljine silnice smer proti severu, saj se stekajo proti polu na kanadskem severu. Če imajo silnice magnetnega polja v Sončevem vetru nasprotno smer od Zemljinega polja, lahko pride do prevezovanja silnic, ko se silnica s Sonca neposredno nadaljuje v Zemljino magnetno polje in v smeri proti Kanadi. Podobno se silnice, ki izhajajo iz Antarktike, lahko nadaljujejo v smeri Sonca. Tako povezovanje magnetnih polj pomeni, da nabiti delci s Sonca neovirano vstopijo v Zemljino magnetno polje. Če za gostoto magnetnega polja vzamemo $B = 10^{-5}$ T in hitrost gibanja 400 km s^{-1}, protoni nad ekvatorjem krožijo po krogih s polmerom $r_p = \frac{m_p v_p}{e_o B} \simeq 400$ m, polmer tirnic elektronov pa je 2000-krat manjši. Elektroni srednjih energij ($\sim$ 0,2 MeV) se naberejo v območju približno 1,5 polmera Zemlje od njenega središča, elektroni visokih energij (do $\sim$ 10 MeV) in pozitivni ioni pa so nekoliko dlje, pri 4,5 polmerih Zemlje. Tem območjem nad magnetnim ekvatorjem in še dve tretjini poti proti poloma pravimo Van Allenova pasova (angl. Van Allen belts).

Običajno so nabiti delci ujeti v območje blizu magnetnega ekvatorja. Gostota magnetnega polja se namreč proti polom veča, zaradi povečane sile pa delci, ki se po spiralni poti gibljejo v smeri pola, čutijo vedno večjo silo. Ta povzroči, da se vrnejo nazaj proti ekvatorju. Ker je območje Van Allenovih pasov nad Zemljino atmosfero, se obstoja teh sevalnih pasov niti ne zavedamo. Ob močnih Sončevih izbruhih se situacija lahko spremeni. Če se magnetna polja v vetru ne morejo prevezati v zemeljsko magnetno polje, zdrsnejo nabiti delci mimo Zemlje. Nasprotno pa se ob vstopanju velikega števila delcev v Zemljino magnetno polje Van Allenova pasova prenasitita in razširita bližje magnetnima poloma. Če se delci pred povratkom proti ekvatorju zadanejo ob vrhnje plasti Zemljine atmosfere, nastane polarni sij (angl. aurora). Nabiti delci vzbudijo elektrone v kisiku in vodiku v višja vzbujena stanja, nato pa elektroni ob vračanju proti osnovnemu stanju sevajo svetlobo značilnih barv. Na najvišjih višinah, to je 300 do 400 km nad površjem, vidimo šibko rdeče žarenje prehoda atomarnega kisika pri 630 nm, ki lahko nastane le, če so trki atomov redki, torej v razredčeni atmosferi visoko nad površjem. Nekoliko nižje, vendar še vedno vsaj 100 km visoko, sledi zelen žar atomarnega kisika pri 557,8 nm, ki ga s trkanjem vzbujajo molekule dušika. Nižje atomarnega kisika ni, saj je vezan v dvoatomne (ali troatomne, ozon) molekule. Tam namesto kisika vidimo žarenje dušika v modrih (pri 428 nm), pa tudi rdečih odtenkih. Atomarni kisik poleg trkov nabitih delcev lahko vzbuja tudi ultravijolična svetloba s Sonca. Tako zelenkasto svetlikanje nočnega neba (angl. atmospheric airglow) ob jasnih brezmesečnih nočeh lahko fotografiramo kjerkoli na Zemlji in nima neposredne povezave s polarnim sijem.

Pojav polarnega sija se s časom spreminja. Če vzamemo, da se nabit delec giblje s hitrostjo 400 km s^{-1} in da mora od bližine enega do bližine drugega magnetnega pola opraviti 30.000 km dolgo pot, za tako potovanje potrebuje 75 sekund. Torej ni presenetljivo, da so polarni siji lahko precej dinamični in se spremenijo že v nekaj sekundah. Običajno so polarni siji omejeni na obroča okrog obeh magnetnih polov. Pogosto so vidni iz Kanade, Skandinavije in severne Sibirije. Ob posebej močnih izbruhih na Soncu pa je včasih šibko rdeče žarenje mogoče videti tudi iz Slovenije (slika 6.12, severne sije pri nas posebej uspešno slika ljubiteljski astronom Javor Kac). Trenutno stanje Sončeve aktivnosti in razsežnosti ovalov polarnega sija so pregledno predstavljene na strani https://www.spaceweather.com/. Polarne sije so opazili tudi na drugih planetih z lastnim magnetnim poljem, to je na Veneri in na vseh štirih velikih plinastih planetih, ter celo na Marsu, čeprav je njegovo magnetno polje zelo šibko in neurejeno.

Magnetno polje Zemlje se s časom spreminja. Poleg stalnega počasnega premikanja je v preteklosti prihajalo tudi do obrata polja, ko sta se položaja severnega in južnega magnetnega pola v kratkem času zamenjala med seboj. Smer magnetnega polja v preteklosti lahko merimo po usmerjenosti magnetnih delcev v bazaltih in usedlinah. V zadnjih 5 milijonih let smo zabeležili približno 8 zamenjav smeri magnetnega polja, ki se pojavljajo povsem naključno. Včasih pride le do nihaja, ko se pol preko prvotnega magnetnega ekvatorja zapelje v območje nasprotne hemisfere,

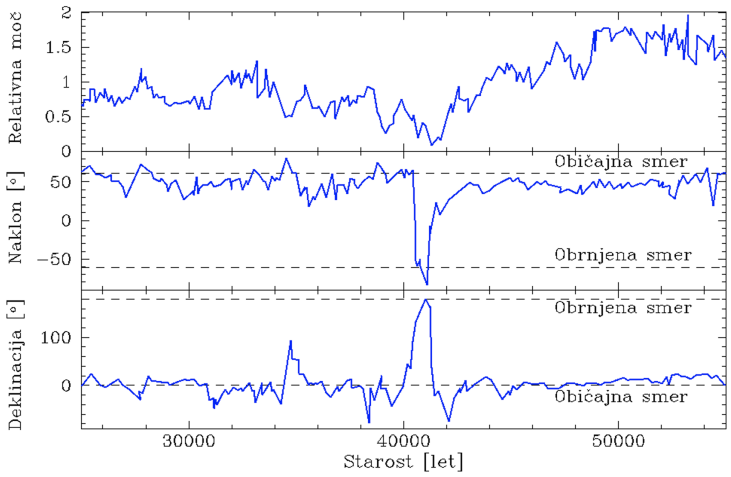
Slika 6.12: Severni sij severno od Bohinja, 5. 11. 2023 ob 18:22. Na nebu je vzorec Velikega voza. Rdeče žarenje ločimo od večerne ali jutranje zarje po času in smeri. Na ta dan je Sonce zašlo ob 16:43, ob času opazovanja je bilo Sonce že 18° pod obzorjem in to v zahodni smeri. Severni sij je sprožil izbruh na Soncu 3. 11. zjutraj. Do Zemlje je potoval 60 ur, torej je imel povprečno hitrost 700 km s^{-1}. Rdeče žarenje kisika nastaja na višini $\simeq$ 200 km, zato je bil žar, ki smo ga videli $\simeq$ 15° nad severnim obzorjem, v resnici nad Berlinom. Foto avtor. Žal take fotografije zaradi novih cestnih svetilk ni več mogoče posneti. Te gorijo vso noč, kljub temu da skupni nočni „promet" običajno ne preseže po treh avtomobilov, pešcev ali kolesarjev.

nato pa kmalu zaniha nazaj v prvotni položaj. V takem nihaju pred približno 42.000 leti se je pol v 800 letih ob tretjini moči prvotnega polja preselil na drugo hemisfero, nato je 500 let ostal v taki konfiguraciji ob polovici prvotne moči, končno pa je v 300 letih ob tretjini prvotne moči zanihal nazaj (Liu et al., 2020; Cooper et al., 2021, po teh dveh virih povzemamo tudi ostale trditve v tem odstavku). Dogodek je znan kot dogodek Lachamps, poimenovan po skladih lave v osrednji Franciji, ki so jih uporabili pri analizi. Ker se je zgodil pred približno 42 tisoč leti, se ga je prijelo tudi ime Adamsov geomagnetni nihaj[85] (angl. Adams geomagnetic excursion, slika 6.13). V času tega dogodka je prišlo do velike spremembe klime v Avstraliji in velikega izumrtja tamkajšnjih večjih živali, to je tudi obdobje zatona Neandartalcev in vzpona jamske umetnosti. Vzročne zveze med slabitvijo Zemljinega magnetnega polja in omenjenimi dogodki sicer nimamo, vseeno pa se ti dogodki časovno pokrivajo. Podobno je tudi s kasnejšim dogodkom pred 34 tisoč leti, ki časovno sovpada z izumrtjem velikih živali v Evraziji. Povedano napeljuje na domnevo, da slabitev Zemljinega magnetnega polja pomembno vpliva na življenjske razmere. Laschampski dogodek je bil zelo hiter, s posameznimi fazami, ki so trajale le nekaj stoletij. Vedno ni tako. Med zadnjim popolnim obratom smeri magnetnega polja, ki se je zgodil pred 790 tisoč leti, je proces trajal kar 20 tisoč let.

6.3.5 Obstojnost atmosfere

Osončje je nastalo pred 4,6 milijardami let (poglavje 4.9), torej morajo biti atmosfere planetov in lun stabilne in se jim snov ne sme izgubiti v prostor. V okolni prostor pobegnejo delci, ki imajo hitrost večjo od ubežne hitrosti. Za Zemljo je ta enaka $\sqrt{2GM_z/R_z}$, kar nam po vstavljanju mase in polmera Zemlje da $v_{ub} = 11{,}2$ km s^{-1}. Seveda lahko domnevamo, da tako hitrih delcev ni veliko. Obenem pa so milijarde let dolg čas, torej uhanja atmosfere ne moremo kar izključiti. Mehanizem, ki ga bomo opisali, imenujemo Jeansovo uhajanje (angl. Jeans escape).

[85] Douglas Adams (1988) je v Štoparskem vodniku po Galaksiji zapisal, da je 42 "odgovor na vprašanje o vesolju, življenju in sploh vsem"(prevod Alojz Kodre). V knjigi Zadnja priložnost (The Last Chance to See) pa je Adams pisal o vrstah na robu izumrtja.



Slika 6.13: Adamsov geomagnetni nihaj, ko je pred $\simeq$ 42 tisoč leti smer Zemljinega magnetnega polja zanihala na drugo poloblo in se nato vrnila v prvotno smer. Za sedimente iz Črnega morja grafi prikazujejo relativno moč magnetnega polja, naklon smeri silnic magnetnega polja glede na površje in magnetno deklinacijo, to je kot med smerema proti magnetnemu in geografskemu severu. Prirejeno po Liu et al. (2020).

Hitrostno porazdelitev hitrosti delcev v atmosferi, ki je na temperaturi T, opišemo z Maxwellovo porazdelitvijo. Najprej ugotovimo, da je verjetnost, da ima delec v plinu komponento hitrosti med v_x in $v_x + dv_x$ sorazmerna z $\exp(-\frac{mv_x^2}{2k_BT})$, kar poznamo kot Boltzmannov faktor. Nas pa ne zanima komponenta hitrosti v_x, ampak velikost hitrosti v. Njen kvadrat zapišemo kot vsoto kvadratov posameznih komponent: $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$. Pri tem je treba upoštevati, da število kombinacij (v_x, v_y, v_z), ki dajo isti v^2, raste kot površina krogle s polmerom v, torej sorazmerno s $4\pi v^2$. Verjetnost, da je velikost hitrosti med v in $v + dv$, zapišemo kot

$$D(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_BT}\right) dv \tag{6.30}$$

Prvi oklepaj je renormalizacijski faktor, saj mora biti verjetnost, da je hitrost med 0 in ∞, enaka 1. Uvedemo brezdimenzijsko spremenljivko

$$x = v\sqrt{\frac{m}{2k_BT}} = v\sqrt{\frac{A\,m_p}{2k_BT}}, \tag{6.31}$$

kjer je A atomska masa, ki je enaka 1 za vodik, 4 za helij, itd. Z novo spremenljivko zapisana verjetnost je enaka

$$D(x)dx = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\, x^2\, \exp(-x^2)\, dx, \tag{6.32}$$

kjer je seveda še vedno $\int_0^\infty D(x)dx = 1$. Tu nas zanima verjetnost za hitrosti, ki so večje od ubežne hitrosti, torej vrednost integrala $\int_x^\infty D(x)dx$ za velike x. Prosto dostopni Wolframov integrator[86] nam razjasni, da je

$$\int_{x\gg 1}^{\infty} D(x)dx = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\, x\, \exp(-x^2) \tag{6.33}$$

Pri temperaturi 250 K je za vodik ($A = 1$) $x = 5{,}5$ in za helij ($A = 4$) $x = 11$, kar nam da verjetnost za pobeg, ki je enaka $4{,}5 \cdot 10^{-13}$, oziroma $3{,}5 \cdot 10^{-52}$. Če predpostavimo, da mora atom za en poskus pobega preleteti nekaj deset km in da to traja 100 s, se bo pobeg vodikovega atoma zgodil po približno $(100/4{,}5) \cdot 10^{13}$ s $= 7 \cdot 10^6$ letih, medtem ko helijev ali kak težji atom ne morejo uiti. Temperatura zelo zgornjih plasti Zemljine atmosfere lahko doseže tudi 1000 K. V takih razmerah bi vodik pobegnil že v enem dnevu, helij pa v 7 milijonih let. Tako razumemo, da v atmosferah Venere, Zemlje ali Marsa ni vodika ali helija, medtem ko ju v vrhnjih plasteh atmosfer plinastih planetov najdemo veliko, saj ju učinkovito zadržuje večja ubežna hitrost in nižja temperatura atmosfere.

Opisani način ni edina možnost, da telo izgubi atmosfero. Atmosfere planetov, ki so v drugih osončjih zelo blizu svetlih zvezd, lahko greje vpijanje ultravijolične svetlobe zvezde, to pa poveča hitrosti molekul, tako da pride do hidrodinamskega pobega atmosfere. Ultravijolični atomi lahko tudi razbijejo molekule, pri tem pa del gradnikov dobi hitrost, večjo od ubežne hitrosti. Možno

[86] https://www.wolframalpha.com/calculators/integral-calculator/

je tudi bičanje atmosferskih plasti z delci zvezdnega vetra, pri čemer hitrosti nekaterih delcev v atmosferi presežejo ubežno hitrost. Končno ioni v zvezdnem vetru lahko zajamejo elektron iz nevtralnega atoma v atmosferi, nastali nevtralni atom pa ne čuti magnetne sile in pobegne iz atmosfere. Ti dogodki so pomembni v ekstremnih razmerah na nekaterih planetih v drugih osončjih. V našem Osončju pa Jeansovo uhajanje pojasni odsotnost vodika in helija v atmosferah kamnitih planetov.

6.4 Nastanek

6.4.1 Prvih 800 milijonov let

O nastanku Sonca in zvezd bomo govorili v poglavju 8.1, tu omenimo le, da se je večina snovi zgostila v bodočo zvezdo, ki pa je bila obdana z vrtečim se diskom snovi. V tem disku so bila prašna zrna, ki so se s počasnimi trki lepila v večje kose. Pri tem je bil na začetku pomemben vpliv sevalnega tlaka (enačba 6.18) ter Poyting-Robertsonov efekt (str. 216). Metrski in kasneje kilometrski kosi so v naslednjih nekaj milijonih let z nadaljnjimi trki rastli za nekaj centimetrov letno.

Blizu nastajajočega Sonca, to je na razdaljah manjših od 4 a.e., je bilo prevroče, da bi se lahko kondenzirale molekule z nizkim vreliščem, kot je voda ali metan. Kondenzirale so se lahko le kovine in silikati, ker pa je teh malo, so nastajajoči skaloviti planeti ostajali relativno majhni. Nasprotno so se zametki na večjih razdaljah od Sonca lahko redili tudi s kondenzacijo lahko hlapljivih spojin, ki jih je veliko (Desch, 2007). Nastajajoči plinasti planeti so zato večji in masivnejši od skalovitih. Njihove padajoče mase od Jupitra proti Neptunu lahko pojasnimo s časom nastanka: najprej je v gostem plinastem disku nastal Jupiter, bolj zunanji planeti pa kasneje, ko je Sončev veter že začel redčiti disk. Ta faza zgoščanja se je odvila v približno 10 milijonih let.

Ob nastanku se planeti in ostala telesa ne po številu ne po razdaljah niso ujemala z Osončjem danes. Kamnitih planetov, vsaj takih velikosti Merkurja, je bilo najmanj nekaj deset, zunanje Osončje, vključno s Kuiperjevim pasom, pa je bilo mnogo bližje Soncu, kot je danes. Padci teles iz asteroidnega pasu so na Zemljo verjetno prinesli vodo, ki se na prvotnem planetu zaradi bližine Sonca ni mogla skondenzirati.

Razvoj zunanjih delov Osončja sta v veliki meri nadzorovala najmasivnejša planeta, Jupiter in Saturn. Njuna tira sta se počasi spreminjala, dokler nista pred približno 4 milijardami let zašla v orbitalno resonanco, kjer je bila orbitalna perioda Saturna dvakratnik Jupitrove (Crida, 2009). To ujemanje je zmotilo Uran in Neptun, ki sta se pomaknila navzven, obenem pa je zaradi močne rasti sploščenosti tirnic upadlo število manjših teles v asteroidnem pasu ali bližje. Nasprotno pa sta daleč od Sonca nastala Kuiperjev pas in Oortov oblak. Obenem je resonanca med Jupitrom in Saturnom in veliko število teles asteroidne velikosti, ki so sekala Zemljin tir, tudi vzrok za kasno močno bombardiranje (angl. late heavy bombardment), ki se je zaključilo približno 800 millijonov let po nastanku Osončja, torej pred 3,8 milijardami let. Odtlej je trkov manj, pogoji pa so bolj stabilni.

Nastanek Lune

Trki v mladem Osončju so odgovorni tudi za nastanek naše Lune, saj drugače ne znamo razložiti relativno velike mase Lune v primerjavi z Zemljino. Trki so bili v času nastanka planetov pogosti, vedno novi poševni trki pa so planete zavrteli skoraj do kritično hitre rotacije. Za okroglega predhodnika današnje Zemlje, podobno kot za asteroide (stran 210), lahko ocenimo, da se je okoli osi zavrtel v vsega $\simeq 2{,}3$ urah. Ko se je po nekaj deset milijon letih končalo obdobje privlaka snovi iz planetarnega diska, je sledil še zadnji večji trk. Ćuk & Stewart (2012) sta predstavila numerični model, kjer v Zemljo s hitrostjo $\simeq 20$ km/s trči planet z maso $\simeq 0{,}05\,M_z$, torej podoben Marsu. Udarec je iz Zemljinih zunanjih plasti izbil veliko snovi, ki se je v nekaj dneh nabrala v disku. Na razdalji takoj za plimskim radijem se je za Lunino maso snovi ($M_L = 0{,}013\,M_z$) zbralo v zametek današnje Lune. Če privzamemo, da sta bili gostoti Lune in Zemlje enaki, je Luna nastala na tirnici s polmerom $\simeq 2{,}6\,R_z$. To je približno dvojna razdalja glede na plimski radij, ki smo ga ocenili z enačbo 6.9. Pri tej enačbi namreč nismo upoštevali, da se Luna zaradi plimskih sil deformira in mora biti zato, da je plima ne raztrga, dlje od svojega planeta.

Par Zemlje in Lune je bil ob nastanku precej drugačen kot danes. Obe telesi sta bili vroči, torej tekoči. Bili sta si tudi blizu. Dogajanje v prvih 65.000 letih po nastanku je nekoliko nejasno, saj na osnovi današnjega gibanja nismo gotovi o razvoju v tej zgodnji razvojni fazi (Kegerreis et al., 2022). Ob navedenem času je bila Luna na razdalji $a_L \simeq 5\,R_z$ (Ćuk & Stewart, 2012), torej je bil njen obhodni čas okoli Zemlje enak 15,7 ur in je bila njena tirna vrtilna količina enaka

$$\Gamma_L = M_L a_L^2 \frac{2\pi}{P_{L\,orb}} = M_L \sqrt{G M_z a_L} = 8{,}3 \cdot 10^{33}\,\mathrm{kg\,m^2/s}. \tag{6.34}$$

Obhodni čas smo s tretjim Keplerjevim zakonom izrazili z razdaljo. Bližina Zemlje je pomenila, da so na Luno delovale zelo velike plimske sile. Če se vrtenje okoli lastne osi ne bi uglasilo z Luninim gibanjem okoli Zemlje, bi Luno ves čas gnetlo in ji spreminjalo obliko. Zato je že tedaj proti Zemlji gledala vedno z isto stranjo, deformacija oblike zaradi plimskih sil pa se s časom ni več spreminjala. Pri Luni torej lahko že tedaj govorimo o vidni strani, obrnjeni proti Zemlji, in o skriti strani, ki gleda proč od našega planeta. Ohlajanje vidne strani je bilo počasnejše, saj jo je dodatno grela bližina vroče Zemlje. Torej je bilo na tej strani več vulkanizma, lava pa se je razlivala po kotlinah, ki so danes zapolnjene z vulkanskim peskom in jim rečemo Lunina morja (slika 5.10). Skrita stran Lune je bila obrnjena proč od Zemlje, zato se je ohladila hitreje. Tam najdemo manj morij in več goratih predelov nagubanega reliefa.

Danes je Luna precej dlje od Zemlje, na razdalji $a_L = 60\,R_z$, zato je njena vrtilna količina narastla na $2{,}9 \cdot 10^{34}\,\mathrm{kg\,m^2/s}$. To je $\sqrt{60/5} = 3{,}5$-krat toliko, kot smo z enačbo 6.34 izračunali za zgodnje obdobje razvoja. Razlika, to je $2{,}1 \cdot 10^{34}\,\mathrm{kg\,m^2/s}$, je posledica ustavljanja vrtenja Zemlje. Ker je vztrajnostni moment Zemlje enak $J_z = 8{,}02 \cdot 10^{37}\,\mathrm{kg\,m^2}$ (stran 236) in je današnja Zemljina vrtilna frekvenca enaka $\omega_z = \frac{2\pi}{23{,}997\,\mathrm{dni}} = 7{,}29 \cdot 10^{-5}/\mathrm{s}$, se je morala Zemlja, ko je bila velika polos Luninega tira $5\,R_z$, okoli svoje osi zavrteti v le 5,3 urah. Upoštevali smo, da se skupna vrtilna količina sistema Lune in Zemlje ohranja.

Ustavljanje Zemljinega vrtenja (slika 1.10) ni težko približno razumeti. Ko je bila velika polos Luninega tira 5 Zemljinih polmerov, je bi njen obhodni čas 15,7 ur, medtem ko se je Zemlja okoli svoje osi zavrtela v 5,3 urah. Razmerje med tema časoma se je od $15{,}7/5{,}3 \simeq 3$ do danes povečalo na 27, kolikorkrat je mesec daljši od dneva. V vsakem primeru je Zemlja naredi en obrat hitreje od časa, ki ga Luna potrebuje za en obhod okoli Zemlje. Zemlja seveda čuti Lunino plimsko silo. Če bi vso Zemljo oblivala morja in bi bil planet idealno prožen, bi bila plimska izboklina na zveznici med Zemljo in Luno. Dejansko pa ima Zemlja zapleten relief in njene deformacije ovira trenje. Zato Zemlja nekoliko zamuja s spremembo oblike zaradi Luninih plimskih sil. Ker se Zemlja vrti hitreje, torej plimsko izboklino odnese nekoliko naprej. Luna zato deluje na Zemljo z navorom, ki skuša zavreti njeno vrtenje in plimsko izboklino vrniti nazaj na zveznico. To ji sicer ne uspe, vendar se zaradi tega navora Zemlja vrti nekoliko počasneje, manjša spinska vrtilna količina Zemlje pa se prenese v večjo Lunino orbitalno vrtilno količino. Ker to pomeni, da se oddaljenost in s tem obhodni čas Lune dodatno podaljša, se razmerje med mesecem in dnevom kljub ustavljanju vrtenja Zemlje veča. Zemlja torej nikoli ne bo gledala Lune z istim obrazom. Če se prebivalcem Lune zdi, da je Zemlja vedno na skoraj istem mestu na nebu, tega Zemljani za Luno nikoli ne bomo mogli reči.

Luna je torej nastala s katastrofičnim trkom le kakih 100 milijonov let po nastanku Osončja. Do konca velikega bombardiranja je na obe telesi padlo še veliko teles znatne velikosti, vendar so bila ta precej manjša od tistega, ki je povzročil nastanek Lune. Sledi teh udarcev so se na Zemlji zaradi tektonike plošč in erozije zabrisale, Luna pa je že kmalu postala neaktivno telo, na katerem so pretekli udarci lepo vidni. Pravzaprav je vsa Luna prekrita s kraterji, pri čemer so manjši in mlajši kraterji pogosto znotraj večjih in starejših. Izjema so le morja, to je peščene ravnice strjenega vulkanskega peska, ki je prekril prvotno površje. Najbolj dramatični padec na Luno je na njeni strani, ki je obrnjena proč od Zemlje, povzročil nastanek udarne kotline Aitken. To je ogromen, do 8 km globok udarni krater, ki ima premer kar 2500 km, kar je skoraj toliko, kot razdalja Luninega pola od ekvatorja. Ta udarna struktura je nastala pred $\simeq 4{,}2$ milijardami let, povzročil pa jo je padec telesa velikosti $\simeq 200$ km. Ker je tak udar razkril tudi bolj notranje plasti Lune, lahko upamo, da v tem kraterju na površju najdemo tudi kamnine, ki niso nastale s kasnejšim vulkanizmom, ampak izvirajo iz začetnega obdobja Osončja. Zato so v območju tega kraterja Kitajci že dvakrat pristali z avtomatskima sondama (Chang'e 4 leta 2019 in Chang'e 6 leta 2024, obe še vedno delujeta), slednja je na Zemljo ponesla tudi tovor zbranih kamenin. Udarec telesa, ki je povzročil nastanek udarne kotline Aitken, je imel seveda katastrofične razsežnosti. V

tem smislu ga lahko primerjamo s sicer približno desetkrat manjšim telesom, ki je pred 66 milijoni let padlo na polotok Jukatan in povzročilo izumrtje dinozavrov, s tem pa omogočilo vzpon sesalcev in končno ljudi.

6.4.2 Kaotičnost planetnih tirnic

Gibanje teles v Osončju ni preprost problem gibanja dveh teles, ampak je treba upoštevati tudi vplive vseh planetov in manjših teles. Ti vplivi so za obdobja nekaj deset ali nekaj tisoč orbitalnih period zanemarljivi, na dolgi rok pa prinesejo kaotično obnašanje, ko položaja teles kljub najboljšim merskim podatkom in neoporečnim računskim tehnikam ni mogoče določiti. Hayes (2007) je pokazal, da so tipični časi nastopa nepredvidljivih motenj za položaje največjih štirih planetov v Osončju med vsega 2 in 230 milijoni let. Točne številke zaradi ne dovolj natančnega sedanjega poznavanja položaja in mas vseh teles v Osončju ni mogoče izračunati.

Čas nastopa kaosa navadno opišemo s pojmom Ljapunov čas (angl. Lyapunov time), v katerem se razdalja med dvema na začetku bližnjima trajektorijama razvoja sistema poveča za faktor e. Za večje čase to vodi v eksponentno rast motenj. Problem pa ni toliko prihodnost Osončja, ki je itak ni mogoče preveriti, ampak njegova preteklost. Zaradi kaotičnosti sistema tako niti v principu ne moremo iz današnjega stanja sklepati o natančnem položaju in gibanju planetov in manjših teles ob nastanku Osončja.

7 Lastnosti zvezd

Sonce, o katerem smo govorili v poglavju 4, seveda ni edina zvezda. Že Keplerjev sodobnik Giordano Bruno je razširil Kopernikov heliocentrični model Osončja in trdil, da so zvezde oddaljena sonca s svojimi lastnimi planeti, razmišljal o možnostih življenja tam in izjavil, da je vesolje neskončno in nima središča. Te trditve so danes jedro našega pogleda na svet, leta 1600 pa jih je Bruno, kot smo omenili na strani 21, plačal z življenjem.

Tristo let po Giordanu Brunu je bil pogled, da so zvezde oddaljena sonca, splošno sprejet. Ni pa bilo jasno, ali so videti temnejše le zato, ker so daleč, ali pa imajo od Sonca drugačne tudi fizikalne lastnosti. Odgovore so našli v prvih dveh desetletjih dvajsetega stoletja. Leta 1910 je Nemec Hans Rosenberg (1910) objavil diagram, v katerem je primerjal navidezne magnitude zvezd v kopici Gostosevci z močjo kalcijevih in vodikovih črt v njihovih spektrih. Moč slednjih se je spreminjala s temperaturo zvezde. Rosenberg je tudi vedel, da morajo biti vse zvezde v kopici na skoraj enaki razdalji od Zemlje. Taka zgostitev zvezd je na nebu mogoča le, če so zvezde tudi fizično skupaj, majhna kotna velikost zgostitve pa pove, da je velikost zgostitve mnogo manjša od njene oddaljenosti od Zemlje. Rosenbergov diagram je torej primerjal relativne izseve in površinske temperature zvezd. Do podobnih rezultatov je prišel tudi Danec Ejnar Hertzsprung, ki je svoja tedanja preučevanja Gostosevcev povzel v prosto dostopnem kasnejšem predavanju (Hertzsprung, 1929). Opazil je, da imajo zvezde, ki imajo ožje spektralne črte, navadno tudi majhno lastno gibanje in pravilno sklepal, da je razlog njihova velika oddaljenost. Namesto moči spektralnih črt je pri obravnavi Gostosevcev uporabil barvni indeks, saj je barva zvezd povezana z njihovo temperaturo. Končno je Američan Henry Russell (1914) na osnovi pazljivih meritev trigonometričnih paralaks in s tem oddaljenosti objavil diagram, v katerem je primerjal absolutno magnitudo in spektralni tip zvezd, slednji je zopet povezan s temperaturo.

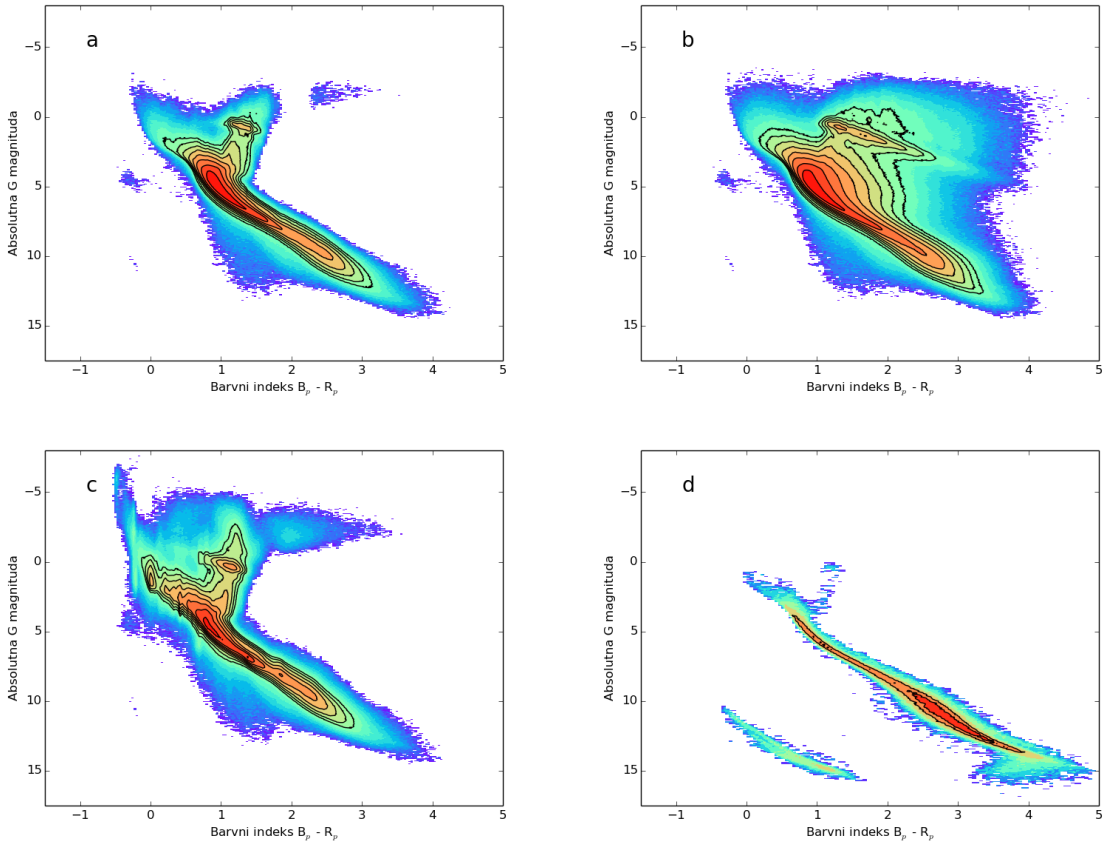
Danes rišemo tri vrste omenjenih diagramov, ki nam pomagajo primerjati fizikalne lastnosti zvezd: prvega imenujemo barvno-magnitudni diagram (v angleščini CMD diagram), drugega Hertzsprung-Russellov (ali krajše HR) diagram, tretjega pa kielski diagram. Postopoma jih bomo uvedli v nadaljevanju. Skupno vsem je, da skušamo izločiti vpliv oddaljenosti zvezde od Zemlje, saj to ni njena fizikalna lastnost (zvezdi je vseeno, kje smo mi), obenem pa močno vpliva na njen sij.

7.1 Barvno-magnitudni diagram

Z barvno-magnitudnim diagramom primerjamo lastnosti zvezd, tako da na eno os rišemo absolutno magnitudo (enačba 2.28), na drugo pa barvni indeks (glej stran 51). Ob tem se je že Rosenberg zavedal, da na oba lahko vpliva morebitna absorpcija svetlobe v medzvezdnem prostoru. Zaradi nje bi bile zvezde lahko videti temnejše, kot so v resnici. Če je absorpcija različna za različne barve svetlobe, pa bi se spremenila tudi vrednost barvnega indeksa. Medzvezdna absorpcija je pomembna za zvezde, ki jih vidimo skoraj v ravnini Rimske ceste, obenem pa je njen vpliv izrazitejši za bolj oddaljene zvezde.

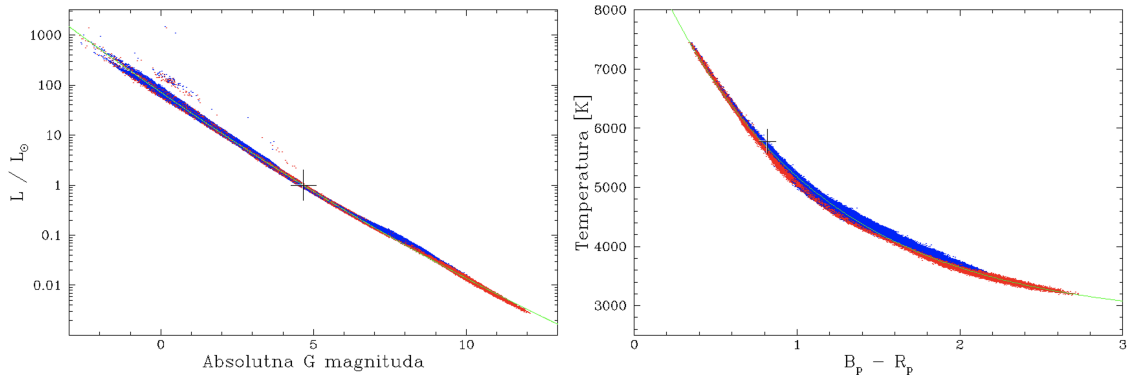
Medzvezdno absorpcijo v barvnih filtrih G, B_p in R_p, ki jih uporablja satelit Gaia, popišemo z ekstinkcijami A_G, A_{Bp} in A_{Rp}. Te vrednosti povedo, za koliko magnitud je zvezda temnejša v posameznem barvnem filtru, kot bi bila brez absorpcije. V medzvezdnem prostoru se izgubi več svetlobe krajših kot daljših valovnih dolžin, torej je zvezda tudi pordečena. Pordečitev po zgledu enačbe 2.29 zapišemo kot

$$E(B_p - R_p) = A_{Bp} - A_{Rp} \tag{7.1}$$



Slika 7.1: Barvno-magnitudni diagrami zvezd tretje objave podatkov satelita Gaia (Gaia Collaboration et al., 2023a). Na vodoravni osi je barvni indeks $B_p - R_p$, na navpični pa absolutna magnituda G za zvezde, katerih trigonometrična paralaksa ima napako manjšo od 10%. Črne konture povezujejo enake številske gostote teles, med sosednjima konturama se gostota podvoji. Na diagramu (a) so narisani položaji 53 milijonov zvezd z medzvezdno ekstinkcijo manjšo od $A_G < 0.5$ magnitude, na diagramu (b) pa vseh 86 milijonov zvezd, tudi tistih z večjo ekstinkcijo. Položaji slednjih so na diagramu (c) popravljeni z upoštevanjem popravka medzvezdne absorpcije: od opazovanih vrednosti $B_p - R_p$ smo odšteli *ebpminrp_gspphot*, absolutna G magnituda pa je $phot_g_mean_mag - ag_gspphot + 5\log(parallax) - 10$. Končno diagram (d) riše položaje 150.191 zvezd, ki so bližje od 80 pc in imajo navidezno G magnitudo svetlejšo od 19,5. V tako zoženem vzorcu zaznamo več kot 99% vseh zvezd (Gaia Collaboration et al., 2021b), torej diagram (d) pravilno podaja relativne pogostosti različnih tipov zvezd v okolici Sonca. Uporabili smo javni arhiv misije Gaia: https://gea.esac.esa.int/archive/.

Rosenberg, Hertzsprung in Russell so lahko preučevali le zvezde v najbolj očitnih zvezdnih kopicah in še prgišče drugih, za katere so lahko iz trigonometrične paralakse sklepali o njihovi oddaljenosti. Danes je situacija drugačna. Satelit Gaia Evropske vesoljske agencije je izmeril paralakse več kot milijarde zvezd. Seveda te meritve niso brez napak. Tako se na sliki 7.1 omejujemo na 86 milijonov zvezd, katerih paralaksa in s tem razdalja ima relativno napako manjšo od 10%. Na grafu (a) ob tem rišemo le tiste zvezde, za katere je medzvezdna ekstinkcija v G filtru manjša od 0,5 magnitude. Filter G satelita Gaia zbira svetlobo v širokem pasu valovnih dolžin med 330 nm in 1050 nm[87], torej se pri teh zvezdah na poti do Zemlje izgubi manj kot $1-10^{-0.4\cdot 0.5} = 1-0.63 = 37\%$ svetlobe. Takih zvezd je 53 milijonov. Če vključimo tudi zvezde z večjimi vrednostmi medzvezdne ekstinkcije, se nabor razširi na 86 milijonov zvezd, katerih barvno-magnitudni diagram je na grafu (b) slike 7.1. Med grafoma (a) in (b) so precejšnje razlike, saj absorpcija v medzvezdnem prostoru precej spremeni položaj pordečenih zvezd. K sreči je med rezultati tretje javne objave podatkov satelita Gaia tudi ocena medzvezdne absorpcije A_G v G filtru (v katalogu je to vrednost *ag_gspphot*) in pordečitve $E(B_p - R_p)$ (ki je navedena kot *ebpminrp_gspphot*). Ti vrednosti odštejemo od opazovane absolutne magnitude in barve in dobimo graf (c), ki kaže vrednosti, kot bi jih imele te zvezde, če ne bi bilo absorpcije svetlobe v medzvezdnem prostoru. Rezultata na grafih (a) in (c) slike 7.1 sta podobna, vendar je spodnji bogatejši, saj vključuje tudi redkejše vrste zelo svetlih zvezd, ki jih med nepordečenimi ni. Končno moramo upoštevati, da na večjih razdaljah lahko opazujemo le zvezde, ki niso pretemne. Zato so grafi (a) do (c) na spodnjem delu okrnjeni, saj lahko zvezde s tako majhnim izsevom opazujemo le v bližnji okolici Sonca. Pravilne relativne pogostosti zvezd prikazuje graf (d), kjer smo narisali 150 tisoč zvezd, ki so manj kot 80 pc od Sonca. Gaia Collaboration et al. (2021b) ocenjujejo, da v tem območju poznamo več kot 99% vseh zvezd. Vidimo, da se graf (d) precej razlikuje od grafov (a) ali (c), saj jasno kaže, da so najpogostejše zvezde precej temne in večinoma rdeče barve, obstaja pa tudi znatna populacija modrih zvezd z nizkim izsevom.



Slika 7.2: Določanje fizikalnih parametrov zvezd s fotometričnimi opazovanji satelita Gaia. Levi graf prikazuje zvezo med izsevom zvezde (L) in njeno absolutno magnitudo v G filtru (G_{abs}), desni pa efektivno temperaturo zvezdne površine kot funkcijo barvnega indeksa $B_p - R_p$. Narisanih je 3.253.401 zvezd iz zlatega vzorca astrofizikalnih parametrov Gajine tretje objave podatkov (Gaia Collaboration et al., 2022b). Modre točke so zvezde po sestavi podobne Soncu ([M/H]$> -0{,}2$), rdeče pa kovinsko revnejše zvezde. Plus znak označuje podatke za Sonce, ki ima absolutno G magnitudo $G_{\mathrm{abs}\odot} = 4{,}66$, barvni indeks $(B_p - R_p)_\odot = 0.818$ in efektivno temperaturo $T_{\mathrm{ef}\odot} = 5772$ K (Creevey et al., 2022). Zeleni črti sledita relacijam: $L/L_\odot = 10^{-0{,}375\,x + 0{,}005\,x^2}$ in $T_{\mathrm{ef}}/T_{\mathrm{ef}\odot} = 0{,}4764 + 0{,}5054\,e^{-y}$, kjer je $x \equiv G_{\mathrm{abs}} - G_{\mathrm{abs}\odot}$, $y \equiv (B_p - R_p) - (B_p - R_p)_\odot$. Uporabljamo opazovane vrednosti, popravljene za vpliv medzvezdne absorpcije, kot je razloženo pri sliki 7.1.

Absolutna G magnituda meri izsev zvezde v območju valovnih dolžin med 330 in 1000 nm. Zato je tesno povezana z izsevom zvezde, ki je vsota prek vseh valovnih dolžin. Levi graf na sliki 7.2 to potrjuje. Zelena črta predstavlja skoraj linearno zvezo med logaritmom izseva in absolutno G magnitudo. Kvadratni člen malenkost poveča ustrezni izsev za zelo temne in za zelo svetle zvezde. To je razumljivo, saj zelo temne zvezde sevajo precej tudi v infrardečih, zelo svetle pa v

[87] Prepustnost G, B_p in R_p filtrov satelita Gaia je predstavljena na https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/edr3-passbands.

ultravijoličnih valovnih dolžinah, to je zunaj območja prepustnosti G filtra. Vidimo tudi, da zveza med absolutno magnitudo in izsevom ni močno odvisna od kemične sestave zvezde, kjer zvezde s Soncu podobno kemično sestavo rišemo z modrimi, tiste z majhnim deležem kovin pa z rdečimi simboli. Nekaj zvezd na grafu ima večji izsev od pričakovanega. Njihov dvojni izsev je posledica dejstva, da v resnici gledamo par dveh zvezd tesno skupaj, ki so zato seveda svetlejše, kot bi bila ena sama.

Desni graf na sliki 7.2 kaže zvezo med barvo zvezde $(B_p - R_p)$ in efektivno temperaturo njenega površja. Zveza ima približno eksponentno obliko. Modri filter (B_p) satelita Gaia prepušča svetlobo med 330 in 660 nm, rdeči (R_p) pa med 625 in 1000 nm. Za zelo hladne zvezde majhne spremembe temperature ustrezajo velikim spremembam barvnega indeksa, saj je pri hladnih zvezdah večina svetlobe v infrardečih valovnih dolžinah in zato v B_p in R_p filtrih merimo eksponentno upadanje gostote svetlobnega toka (glej stran 126). Nasprotno smo pri modrih in vročih zvezdah blizu Jeansovega približka, kjer je razmerje gostot svetlobnega toka v obeh filtrih skoraj neodvisno od temperature. Vidimo tudi blago odvisnost temperature od kemične sestave zvezde. Zvezde z večjo zastopanostjo kovin imajo v modrem delu spektra močnejše absorpcijske črte teh elementov, kar njihovo barvo pri enaki efektivni temperaturi naredi malo bolj rdečo. Ker rišemo tudi mnoge zvezde revne s kovinami, zelena sredinska črta ne seka simbola +, ki označuje barvo in efektivno temperaturo Sonca.

7.2 Spektroskopsko določanje temperature

Kot smo videli v prejšnjem poglavju, je določanje temperature iz barve zvezd lahko problematično, saj je vpliv medzvezdne absorpcije pogosto težko ovrednotiti. Želeli bi si torej metode, ki bi se pri določanju temperature izognila vplivom medzvezdnega prostora. Zanimiva in zadnje čase vedno pogosteje uporabljena možnost je določanje temperature in ostalih zvezdnih parametrov s spektroskopijo. O načinu delovanja spektrografov, obdelavi podatkov in opisu spektralnih črt smo govorili v poglavju 2.12. Tu nas zanima, kako je moč spektralne črte, ki jo merimo z njeno ekvivalentno širino (stran 83), odvisna od temperature.

Kot primer vzemimo vodikov plin. Vezavna energija elektrona v takem atomu ima lahko vrednosti

$$E_n = -E_o/n^2, \tag{7.2}$$

kjer je n naravno število in ionizacijska energija $E_o = 13{,}6$ eV. Enota za energijo z imenom eV, ki jo preberemo kot elektron volt (angl. electron Volt), je enaka Joulu, pomnoženem z osnovnim nabojem v enotah As. Tako je $1\,\mathrm{eV} = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ J. Taka enota z velikostjo mnogo manjšo od Joula je uporabna, saj so energijske razlike med vezavnimi energijami atomov pogosto takega velikostnega reda.

Elektron v vodiku mora zato, da se dvigne iz osnovnega $(n = 1)$ v drugo vzbujeno stanje $(n = 3)$ absorbirati foton z energijo $\Delta E_{13} = -E_o(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{1^2}) = 12{,}1$ eV, ki ima valovno dolžino $\lambda_{13} = \frac{hc}{\Delta E_{13}} = 102{,}6$ nm. Uporabili smo zvezo 2.57, ki pravi, da sta energija in valovna dolžina fotona obratno sorazmerni, sorazmernostna konstanta pa je Planckova konstanta h pomnožena s svetlobno hitrostjo c. Foton te valovne dolžine je v ultravijoličnem območju in z Zemlje ni opazljiv, saj Zemljina atmosfera ne prepušča ultravijolične svetlobe. V ultravijolično območje sodijo tudi drugi fotoni, ki sodelujejo pri vzbujanju vodika iz osnovnega stanja $(n = 1)$. Tej skupini fotonov pravimo Lymanova serija vodika (angl. Lyman series of Hydrogen).

Če se elektron vrača iz drugega vzbujenega stanja $(n = 3)$ v osnovno stanje, izseva foton enake energije in s tem ultravijolične valovne dolžine, kot ga je prvotno absorbiral. Lahko pa vračanje v osnovno stanje naredi v dveh korakih: najprej prehod v prvo vzbujeno stanje $(n = 2)$, ki mu sledi prehod v osnovno stanje $(n = 1)$. Po zgledu zgornjega razmisleka ugotovimo, da tudi slednji foton pripada Lymanovi seriji, njegova energija je enaka $\Delta E_{12} = 10{,}2$ eV in valovna dolžina 122 nm. Nasprotno pa ima prvi foton, ki nastane pri prehodu v prvo vzbujeno stanje, nižjo energijo $\Delta E_{32} = 1{,}89$ eV in valovno dolžino 656,3 nm. Prehodi povezani s prvim vzbujenim stanjem so v vidnem delu spektra in jih imenujemo Balmerjeva serija vodika (angl. Balmer series of Hydrogen). Podobno so prehodi med drugim vzbujenim $(n = 3)$ in višjimi stanji Paschenova serija vodika (angl. Paschen series of Hydrogen), ki ji za $n = 4$ sledi Brackettova serija vodika (angl. Brackett series of Hydrogen), obe sodita v območje infrardeče svetlobe. Za prehode uporabljamo tudi skrajšane oznake: Lymannov prehod med $n = 1$ in $n = 2$ označimo kot Lyα, tistega med $n = 1$ in $n = 3$

kot Lyβ, itd. Za Balmerjeve prehode, ki so edini v območju vidne svetlobe, je priročna kar oznaka kemičnega elementa, torej ima prehod med $n = 2$ in $n = 3$ oznako Hα, tisti med $n = 2$ in $n = 4$ oznako Hβ, itd. Pri Paschenovi seriji, kjer so blizu vidne svetlobe le prehodi visokih vzbujenih stanj, pa na primer Pa 15 označuje prehod med $n = 3$ in $n = 15$.

Za ponazoritev temperaturne odvisnosti spektralne črte bomo obravnavali Balmerjevo absorpcijsko črto Hα, pri kateri elektron v vodikovem atomu preskoči iz prvega vzbujenega stanja ($n = 2$) v drugo vzbujeno stanje ($n = 3$). Ali se to lahko zgodi, je odvisno od temperaturnih razmer. Konkretno, elektron mora biti v stanju $n = 2$ in ne v osnovnem stanju $n = 1$, obenem pa mora biti elektron vezan na jedro, torej vodik ne sme biti ioniziran. V obeh primerih je to odvisno od temperature.

Predpostavimo, da imamo vodikov plin brez primesi helija ali težjih elementov in da je med vezanimi elektroni večina v osnovnem stanju. Razmerje med številom elektronov v vzbujenem ($n = 2$) in osnovnem ($n = 1$) stanju zapišemo z Boltzmannovo porazdelitvijo

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E_{12}/(k_B T)}, \tag{7.3}$$

kjer je energijska razlika med stanjem enaka $\Delta E_{12} = E_o(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}) = 10{,}2\,\mathrm{eV}$. Uvedli smo ionizacijsko energijo E_o. Statistične uteži g_1 in g_2 štejejo stanja z enako energijo vendar različnim spinom in vrtilno količino. Spin elektrona je lahko s protonom vzporeden ali nasprotno vzporeden, stanj z različnimi vrtilnimi količinami pa je n^2, torej je $g_1 = 2$ in $g_2 = 2 \cdot 2^2 = 8$. Pri Sončevi efektivni temperaturi 5772 K je razmerje $\frac{N_2}{N_1} = \frac{8}{2} e^{-10{,}2 \cdot 11.609/5772} = 4{,}9 \cdot 10^{-9}$. Upoštevali smo, da temperaturi 11.609 K ustreza energija $k_B\, T = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{J} = 1$ eV. Vrednost razmerja je zelo majhna, saj bi se obe zastopanosti izenačili šele pri temperaturi $1{,}64 \cdot 10^5$ K. Vprašanje pa je, ali morda pri tej temperaturi ne bi bil ves vodik že ioniziran.

Zanima nas torej relativno število ioniziranih in nevtralnih vodikovih atomov. Elektron, ki je ob ionizaciji zapustil vodikov atom, ima energijo, ki je vsota ionizacijske in kinetične energije

$$E = E_o + \frac{m_e}{2}(v_1^2 + v_2^2 + v_3^2) = E_o + \frac{p_1^2}{2m_e} + \frac{p_2^2}{2m_e} + \frac{p_3^2}{2m_e} \tag{7.4}$$

Tu je m_e masa elektrona, v_i komponenta njegove hitrosti in p_i njegove gibalne količine. Statistično utež za ioniziran vodik zapišemo kot

$$g_i = 2\frac{dp_1\, dp_2\, dp_3\, dx_1\, dx_2\, dx_3}{h^3} \tag{7.5}$$

kjer je dvojka zopet posledica spinske orientacije, sama statistična utež ioniziranega stanja pa je 1, ker je vodik v ioniziranem stanju le proton. Ulomek je število stanj v prostoru koordinat in gibalne količine[88], kjer je enotska prostornina kocka s stranico v velikosti Planckove konstante h. Torej je

$$\frac{dN_E}{N_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-E/(kT)} = \frac{2}{g_1 h^3} e^{-E_o/(kT)} e^{-p^2/(2m_e kT)} dp_1 dp_2 dp_3 dx_1 dx_2 dx_3 \tag{7.6}$$

V nadaljevanju bomo potrebovali vrednost integrala $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-a^2x^2} dx = \sqrt{\pi}/a$. Končno lahko primerjamo število prostih elektronov oziroma ioniziranih atomov N_i in število atomov N_1 v osnovnem stanju nevtralnega atoma

$$\begin{aligned} \frac{N_i}{N_1} &= \frac{2}{g_1 h^3} e^{-E_o/(kT)} V_o \int_{-\infty}^{\infty} e^{-p_1^2/(2m_e kT)} dp_1 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-p_2^2/(2m_e kT)} dp_2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-p_3^2/(2m_e kT)} dp_3 \\ &= \frac{2}{g_1 h^3} e^{-E_o/(kT)} V_o \left(\sqrt{\pi}\sqrt{2m_e kT}\right)^3 = \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \frac{V_o}{g_1} e^{-E_o/(kT)} \end{aligned} \tag{7.7}$$

Tu smo uvedli prostornino $V_o = \int dx_1 dx_2 dx_3$, ki pripada enemu prostemu elektronu. Ta je za vodikov plin enaka prostornini deljeni s številom prostih elektronov, torej $V_o = V/N_e = V/N_i$, saj je elektronov enako kot ioniziranih vodikovih atomov. Če je skupna številska gostota nevtralnih in ioniziranih vodikovih atomov enaka n, lahko zapišemo $n = \frac{N_1 + N_i}{V} = \frac{1 + N_1/N_i}{V_o}$, kar nam da

$$\frac{N_i}{N_1(1 + N_1/N_i)} = \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{n\, g_1\, h^3} e^{-E_o/(kT)} \tag{7.8}$$

[88] Glej na primer https://en.wikipedia.org/wiki/Partition_function_(statistical_mechanics).

Rezultat lahko prepišemo v izraz za delež nevtralnih atomov $f_1 = \frac{N_1}{N_1+N_i}$

$$\frac{(1-f_1)^2(N_1+N_i)}{N_1} = \frac{(1-f_1)^2}{f_1} = \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{n\, g_1\, h^3} e^{-E_o/(kT)} \tag{7.9}$$

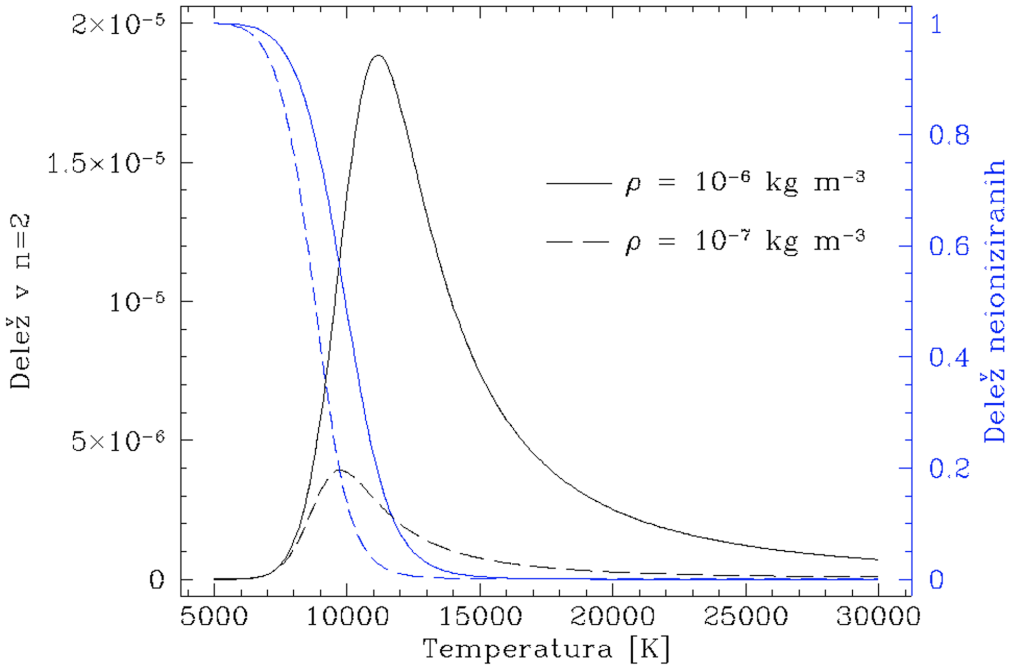
Statistična utež osnovnega stanja nevtralnega vodika je $g_1 = 2$. Gostota plina v Sončevi je približno $\rho \sim 3 \cdot 10^{-4}$ kg m^{-3} (slika 4.19). Vendar absorpcijske črte vodika ne nastajajo v fotosferi ampak v razredčeni atmosferi nad njo, saj dviganje elektronov v vodiku v višja vzbujena stanja poveča neprozornost plina in zato ne vidimo v tako globoke plasti kot to velja za svetlobo z valovnih dolžinami zunaj spektralnih črt. Višje plasti atmosfere so hladnejše, zato je intenziteta svetlobe tam manjša in tako v črtah k nam prihaja manj svetlobe kot zunaj njih. Torej so črte absorpcijske. Ker je v višjih plasteh gostota nižja kot v fotosferi, je za Sonce smiselno predpostaviti $\rho \sim 10^{-6}$ kg m^{-3} (slika 4.19). Ta gostota ob predpostavki čistega vodikovega plina ustreza $n = \rho/m_p \sim 6 \cdot 10^{20}$ m^{-3}. Zveza 7.9 predstavlja kvadratno enačbo za delež nevtralnih atomov. Leta 1921 jo je prvi zapisal indijski fizik Megnad Saha (Saha, 1921), zato zvezo poznamo kot Sahovo enačbo.

Vrednost funkcije na desni je za Sončevo efektivno temperaturo $T = 5772$ K pri gostoti $n = 6 \cdot 10^{20}$!m^{-3} enaka $2{,}4 \cdot 10^{-6}$, kar pomeni, da je $f_1 = 0{,}9985$, torej je vodik v neioniziranem stanju. Vendar je, kot smo izračunali zgoraj, le zelo majhen delež vodikovih elektronov v prvem vzbujenem stanju. Zato morajo biti Balmerjeve črte vodika, kjer se elektron v prvem vzbujenem stanju dvigne v višja vzbujena stanja, v Soncu zelo šibke. Za prehod $n = 2$ v $n = 3$ torej pričakujemo, da črte z oznako Hα ne bomo videli, saj je v stanju $n = 2$ le pet izmed milijarde vodikovih atomov. Na naše presenečenje to črto z valovno dolžino 656,3 nm vseeno opazimo v spektru Sonca (rdeča črta na sliki 4.3). Podobno je tudi s črtami $H\beta$ ($n = 2 \to n = 4$, $\lambda = 486{,}1$ nm), $H\gamma$ ($n = 2 \to n = 5$, $\lambda = 434{,}0$ nm) in $H\delta$ ($n = 2 \to n = 6$, $\lambda = 410{,}2$ nm). To je mogoče le, če je vodik v Soncu prevladujoči element.

Do natanko tega rezultata je leta 1925 v svojem doktoratu prišla Cecilia Payne Gaposchkin. Po rodu Angležinja se je po zgodnji smrti očeta prebijala do izobrazbe, tako da je zmagovala na razpisih za oprostitev šolnine. Tako je leta 1919 kot študentka fizike in kemije poslušala predavanje Arthurja Eddingtona o opazovanju Sončevega mrka leta 1919, ko so preverjali napovedi Einsteinove relativnostne teorije o ukrivljenosti prostora ob Soncu. To predavanje je prebudilo njeno zanimanje za astronomijo. Ker v Cambridgeu kot ženska ni mogla diplomirati, je aktivno iskala možnost za študij v ZDA. Harlow Shapley je takrat na Harvardu ravno osnoval doktorski študij astronomije, Payne pa je bila druga ženska, ki je bila sprejeta na ta študij. Leta 1925 je predložila doktorat o spektralni analizi zvezdnih atmosfer (Payne, 1925), kjer je v tabeli XXVIII prišla do fundamentalnega uvida, da sta vodik in helij najpogostejša elementa v Sončevi fotosferi. Rezultat je bil popolno presenečenje, saj je teh elementov na Zemlji relativno malo, pa tudi spektralne črte teh dveh elementov v Soncu niso najmočnejše. Dotlej je veljalo prepričanje, da ima Sonce kemično sestavo zelo podobno Zemlji. Payne pa je prva uporabila Sahovo in Maxwellovo enačbo in tako kvantitativno pokazala, da videz včasih vara. Vendar je naletela na težavo: prelomnost rezultata in dejstvo, da je tezo predložila ženska, sta pomenila, da ji član komisije Henry Russell (taisti, ki smo ga omenjali na strani 249) ni dovolil zagovora, dokler ni v tezo (na strani 186) dodala stavka, da "čeprav sta zastopanosti vodika in helija v zvezdnih atmosferah očitno zelo visoki, imamo dejanske vrednosti dobljene iz ocen mejne vidnosti črt lahko za napačne." Poudariti torej velja, da od trditve ni odstopila, po pritisku uglednega člana komisije pa je dopustila, da numerične vrednosti niso prave. Tako so ji dovolili zagovor. In že kmalu, leta 1929, je tudi njen kritik Russell priznal, da je imela prav in to tudi na kratko omenil v članku. Znani astronom Otto Struve pa je zapisal, da je bil njeno delo najboljši astronomski doktorat dotlej. Kljub temu je njena kariera še naprej trpela. Ob izjemnih nadaljnjih rezultatih, ki so postavili temelje kvantitativne astronomske spektroskopije, je bila sicer zaposlena kot astronomka na Harvardu, tam je tudi predavala, vendar do leta 1945, ker je bila ženska, njenih predavanj ni bilo v univerzitetnem registru. Šele leta 1956 je postala redna profesorica in kasneje tudi direktorica Harvardskega observatorija. Umrla je leta 1979 v starosti 79 let. Njeno delo je bilo do pred nekaj leti prezrto, še danes se jo le omenja med drugimi pomembnimi astronomi oziroma astronomkami preteklega stoletja. Osebno mislim, da je sramotno, da ji Nobelov odbor za njeno fundamentalno odkritje, iz česa so zvezde in običajna snov v vesolju, ni podelil Nobelove nagrade za fiziko[89]. Edina razlaga je seksizem, ki pa očitno še živi in uspeva, saj prejšnjega stavka v drugih učbenikih ne boste našli.

[89] Sramota ima tudi imena. Zainteresirani bralec si lahko imena članov Nobelovega odbora za fiziko med leti 1925 in recimo 1945 ogleda na https://en.wikipedia.org/wiki/Nobel_Committee_for_Physics#Former_members. Med

Že Payne-Gaposchkin se v svojem doktoratu zavedala, da je vir prostih elektronov v Sončevi atmosferi tudi ionizacija težjih elementov: njihovi najbolj zunanji elektroni imajo nizke vezavne energije E_o, zato ima eksponentni faktor večjo vrednost in je ionizacija lažja. Ta dodatni vir zmanjša prostornino V_o, ki pripada prostemu elektronu in zato še dodatno zmanjša vrednost desne strani enačbe 7.9. Da bi ugotovili število teh dodatnih prostih elektronov, bi morali hkrati z vodikom rešiti Sahove enačbe tudi za druge kemične elemente. Teh elementov je sicer v Soncu malo, ker pa so za razliko od vodikovih številni njihovi najbolj zunanji atomi ionizirani, je število prostih elektronov večje, kot bi bilo v vodikovem plinu.



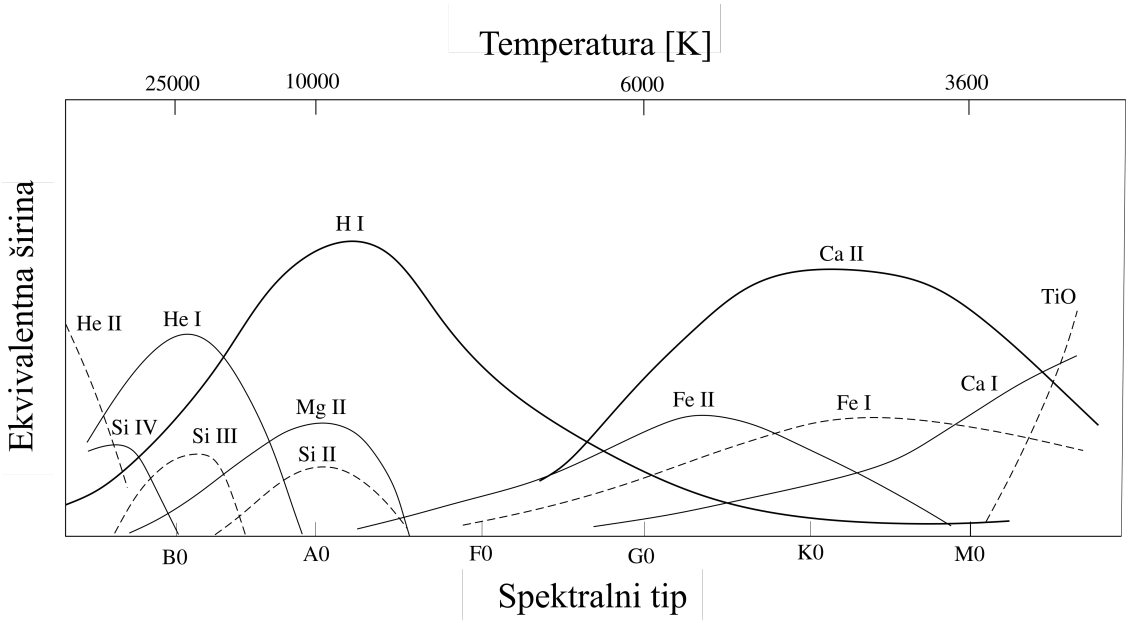
Slika 7.3: Delež vodikovih atomov z elektronom v prvem vzbujenem stanju ($n = 2$, črne črte, leva skala) in delež neioniziranih vodikovih atomov (modre črte, desna skala). Polne črte so za gostoto vodikovega plina 10^{-6} kg m^{-3}, črtkane pa za gostoto 10^{-7} kg m^{-3}. Za nastanek Balmerjevih črt mora biti plin neioniziran, obenem pa čimbolj vroč, saj je le tedaj kaj elektronov v prvem vzbujenem stanju. Oba pogoja združujeta črni krivulji, ki imata resonančno obliko in vrh pri 9700 K in 11200 K.

Slika 7.3 kaže temperaturni odvisnosti deleža nevtralnih vodikovih atomov (v modri barvi) in deleža na vodik vezanih elektronov, ki so v prvem vzbujenem stanju (v črni barvi). Narisali smo rešitvi za dve različni gostoti: za gostoto značilno za Sonce (10^{-6} kg m^{-3}, polne krivulje) in za nižjo gostoto (10^{-7} kg m^{-3}, črtkane krivulje), ki je značilna za bolj razredčene atmosfere vročih zvezd. Kot smo že razložili, je Sonce prehladno, da bi imelo znaten del vodikovih elektronov v prvem vzbujenem stanju, torej je vidnost vodikovih absorpcijskih črt neposredna posledica dejstva, da je velika večina atomov v Soncu vodikovih. Zares močne pa bi bile vodikove črte pri višjih efektivnih temperaturah. Za gostoto 10^{-7} kg m^{-3} ima delež vodikovih atomov v prvem vzbujenem stanju vrh pri 9700 K. Tedaj je neioniziranih še 20% atomov, ti pa imajo elektrone večinoma v osnovnem stanju. V prvem vzbujenem stanju je elektron v vsakem 250-tisočem vodikovem atomu. Pri višjih temperaturah intenziteta Balmerjevih črt pada, saj hitro pada delež neioniziranih vodikovih atomov. Pri nižjih temperaturah pa je upad zelo strm, saj so skoraj vsi elektroni v vodiku v osnovnem stanju. Te ugotovitve se dobro ujemajo z opazovanji.

Argument lahko obrnemo: če izmerimo moč vodikovih črt, lahko sklepamo o temperaturi zvez-

njimi se zdi, da izstopa ime Manneja Siegbahna, ki je leto pred Paynovim doktoratom dobil Nobelovo nagrado za fiziko na relativno bližnjem področju rentgenske spektroskopije, nato pa je bil do leta 1957 član in je tudi vodil Nobelov odbor za fiziko. Pogosta pripomba, da Payne-Gaposchkin za nagrado morda niti ni bila predlagana, pomeni le, da je sramotno obnašanje treba pripisati celotni tedanji fizikalni srenji.

dne atmosfere. Seveda temperature ne merimo le po prisotnosti vodikovih črt, ampak uporabimo tudi spektralne črte drugih elementov. Slika 7.4 kaže temperaturno odvisnost ekvivalentne širine (definicija na strani 83) črt nevtralnih atomov (označenih z I), ter enkrat oziroma večkrat ioniziranih (označenih z višjimi rimskimi številkami). V najbolj vročih zvezdah prevladujejo črte ioniziranega in nevtralnega helija, pri temperaturi okrog 10.000 K dominira vodik, prisotne pa so tudi črte večkrat ioniziranih kovin, to je elementov težjih od helija. V Soncu so najmočnejše črte nevtralnih in enkrat ioniziranih kovin. V najhladnejših zvezdah pa se pojavijo absorpcije najbolj trdoživih molekul, kot je titanov oksid.



Slika 7.4: Relativna moč spektralnih črt v odvisnosti od temperature oziroma spektralnega tipa. Rimska I ob elementu označuje nevtralen atom, II je enkrat ioniziran, III dvakrat ioniziran in IV trikrat ioniziran. Prirejeno po https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Spectral_lines_in_spectral_classes.svg, podatki: Struve (1959).

Leta 1872 je Henry Draper naredil prvo fotografijo spektra zvezde, to je bila zvezda Vega. V naslednjih desetih letih je fotografiral še več kot sto zvezd, po njegovi smrti pa so delo nadaljevali in leta 1890 izdali prvo verzijo Draperjevega kataloga, ki je vsebovala klasifikacijo spektrov več kot 10.000 zvezd. Veliko večino med njimi je klasificirala Williamina Fleming in se pri tem ravnala po moči vodikovih črt. Spektre z najmočnejšimi vodikovimi črtami je uvrstila v tip A, take z malo šibkejšimi v B in tako dalje po abecedi, vse do spektrov, ki niso kazali očitnih črt in so pripadali tipu O. Leta 1901 sta Annie Jump Cannon in Edward Pickering (Cannon & Pickering, 1901) objavila spektre svetlih zvezd na južnem nebu, pri tem pa se je Cannon odločila opustiti vse oznake z izjemo O, B, A, F, G, K in M. Pri tem smo tipe navedli po padajoči temperaturi. Ker je bila ta shema pregroba, so kasneje dodali še številski podtip med 0 in 9, kjer višja številka pomeni nekoliko nižjo temperaturo. Tako je Sonce zvezda tipa G2. Ker so zvezde s šibkejšimi vodikovimi črtami tiste, ki so bodisi bolj vroče ali hladnejše od 10.000 K, spektralni tipi nanizani po temperaturah ne sledijo abecedi. Da si vrstni red lažje zapomnimo, lahko uporabimo znani angleški stavek: *Oh Be A Fine Girl/Guy, Kiss Me!*, ki mu je študent Marko Urbanč dodal slovenskega: *Opazovanja Biserov Astronomije Fizika Ganejo Kot Malokaj.*

Vse zvezde enake temperature niso enako svetle, saj je izsev odvisen tudi od velikosti površine zvezde in s tem od njenega polmera. Tako so spektralnemu tipu, ki odraža temperaturo površja, dodali še spektralni razred, ki ga pišemo z rimsko številko. Največje zvezde so razreda I, najmanjše pa razreda VII. Če hočemo to povedati z besedo, so zvezde razreda I nadorjakinje, razreda III orjakinje, razreda V pritlikavke in razreda VII podpritlikavke. Sonce je v tem sistemu klasificirano kot zvezda G2 V. Taki klasifikaciji pravimo MKK system, po začetnicah avtorjev[90], ki so shemo

[90] William Wilson Morgan , Philip Childs Keenan, Edith Kellman. Sistem nekateri poimenujejo tudi MK sistem.

uvedli leta 1943 (Morgan et al., 1943).

7.3 Hertzsprung-Russellov diagram

Slika 7.2 nam pomaga pretvoriti merjene količine, kot sta absolutna magnituda v določenem barvnem filtru in barva zvezde, v dobro definirane fizikalne količine, kot sta izsev zvezde in njena efektivna temperatura. Spomnimo, da izsev (L) meri skupni energijski tok z zvezde, efektivna temperatura ($T_{\rm ef}$) pa isto količino na enoto površine zvezde. Graf, ki primerja ti dve količini za večje število zvezd, imenujemo Hertzsprung-Russellov (ali krajše HR) diagram (slika 7.5). Količini na oseh sta povezani s polmerom zvezde (R), saj je za okroglo zvezdo

$$L = 4\pi R^2\, \sigma_{SB}\, T_{\rm ef}^4, \tag{7.10}$$

oziroma $\log \frac{L}{L_\odot} = 4 \log \frac{T_{\rm ef}}{T_{\rm ef\odot}} + 2 \log \frac{R}{R_\odot}$. Ker osi v HR diagramu zaradi velikega razpona izsevov zvezd rišemo v logaritemskem merilu, so črte konstantnega polmera na sliki 7.5 nagnjene premice.

Porazdelitev zvezd v HR diagramu ni naključna. Večina zvezd leži na diagonalni črti, ki sega od vročih in svetlih zvezd do hladnih in temnih in vključuje tudi naše Sonce. Tej črti rečemo glavna veja (angleško main sequence, tudi MS) HR diagrama. Na diagramu 7.5a vidimo tudi precej zelo svetlih vendar relativno hladnih zvezd, za katere razberemo, da imajo tudi zelo velike polmere. Tako zvezdo, ki leži desno zgoraj nad glavno vejo, imenujemo rdeča orjakinja (angl. red giant), oziroma rdeča nadorjakinja (angleško red super-giant). Barva govori o njihovi relativno nizki efektivni temperaturi, samo ime pa poudarja, da so to zvezde, ki imajo desetkrat ali celo stokrat večji polmer od Sončevega. Če bi Sonce nadomestili s tako rdečo nadorjakinjo, bi se ta raztezala skoraj do Zemljinega tira. Ker je zvezda na glavni veji precej manjša od orjakinje, jo imenujemo tudi pritlikavka (angleško dwarf[91]). Glede na vrednost temperature dodamo še barvni pridevnik, tako so to modre, rumene in rdeče pritlikavke. Zvezda Vega je značilna modra pritlikavka, naše Sonce je rumena pritlikavka, med rdečimi pritlikavkami pa je malo poznanih zvezd, saj so te pretemne, da bi jih lahko opazovali brez teleskopa. Najtemnejše in najbolj rdeče zvezde na glavni veji si, kot bomo videli kasneje, zaslužijo posebno ime. Lahko bi jim rekli infrardeče pritlikavke, vendar se je iz precej arbitrarnih razlogov za tako zvezdo uveljavilo poimenovanje rjava pritlikavka (angleško brown dwarf). Na sliki 7.5b opazimo še skupino relativno vročih vendar zelo majhnih zvezd, ki so po velikosti med Zemljo in Jupitrom. Tako zvezdo imenujemo bela pritlikavka (angleško white dwarf), kar je ustaljen izraz, čeprav zopet precej arbitraren.

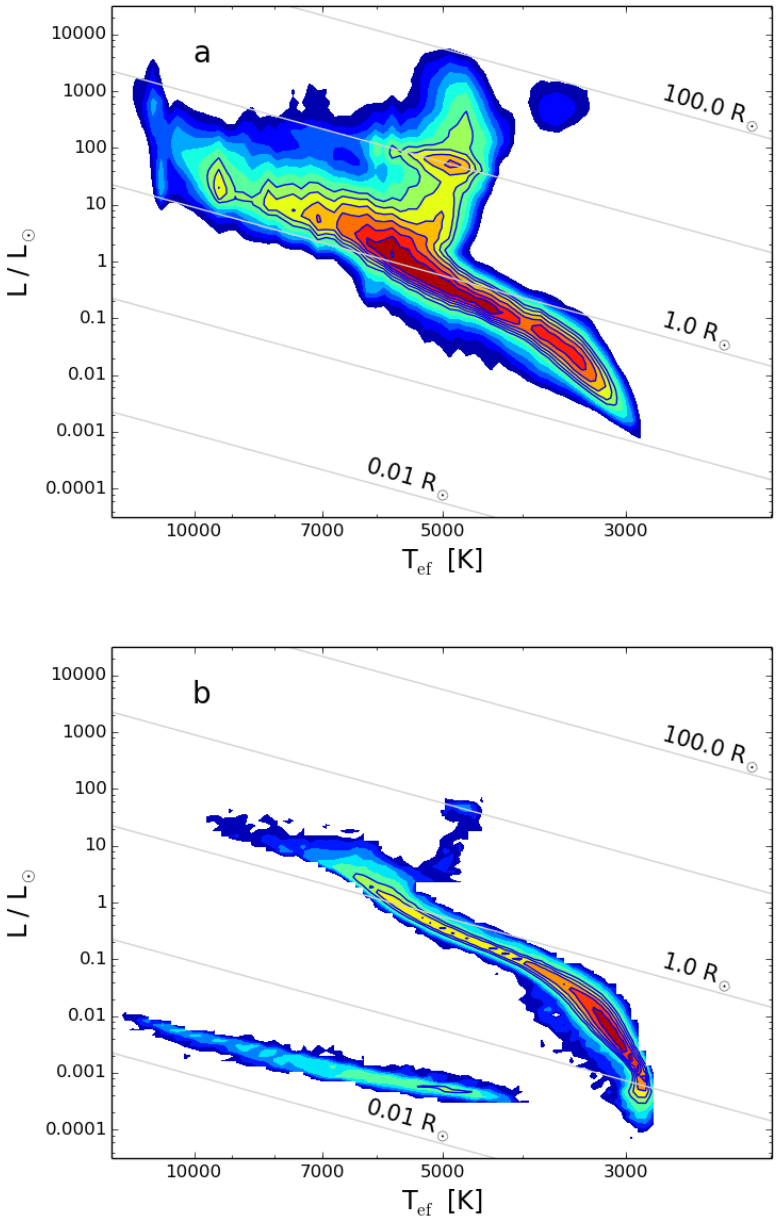
Slika 7.5 prikazuje HR diagrama dveh različnih naborov zvezd. Graf (a) riše položaje 86 milijonov zvezd iz tretje objave podatkov satelita Gaia, ki imajo razdaljo astrometrično izmerjeno z napako manjšo od 10% in za katere poznamo vpliv medzvezdne ekstinkcije. Te zvezde so na zelo različnih razdaljah: mediana oddaljenosti je 1160 pc, 90% jih je dlje od 430 pc in 90% bližje od 2340 pc. Tak izbor izloči številne zvezde z majhnim izsevom, saj so na teh razdaljah videti tako temne, da jih satelit sploh ne uspe zaznati, še manj pa izmeriti njihove razdalje. Zato na grafu (b) rišemo le zvezde, ki so od nas oddaljene manj kot 80 pc in so svetlejše od navidezne magnitude $G = 19{,}5$. Gaia je opazovala 150 tisoč takih zvezd, njihov nabor pa je skoraj popoln. Tako vidimo, da je rdečih in belih pritlikavk v naravi mnogo več, kot bi sklepali po grafu (a). V resnici je Sonce relativno svetla zvezda, tipična zvezda v naši okolici ima približno stokrat manjši izsev.

7.4 Kielski diagram

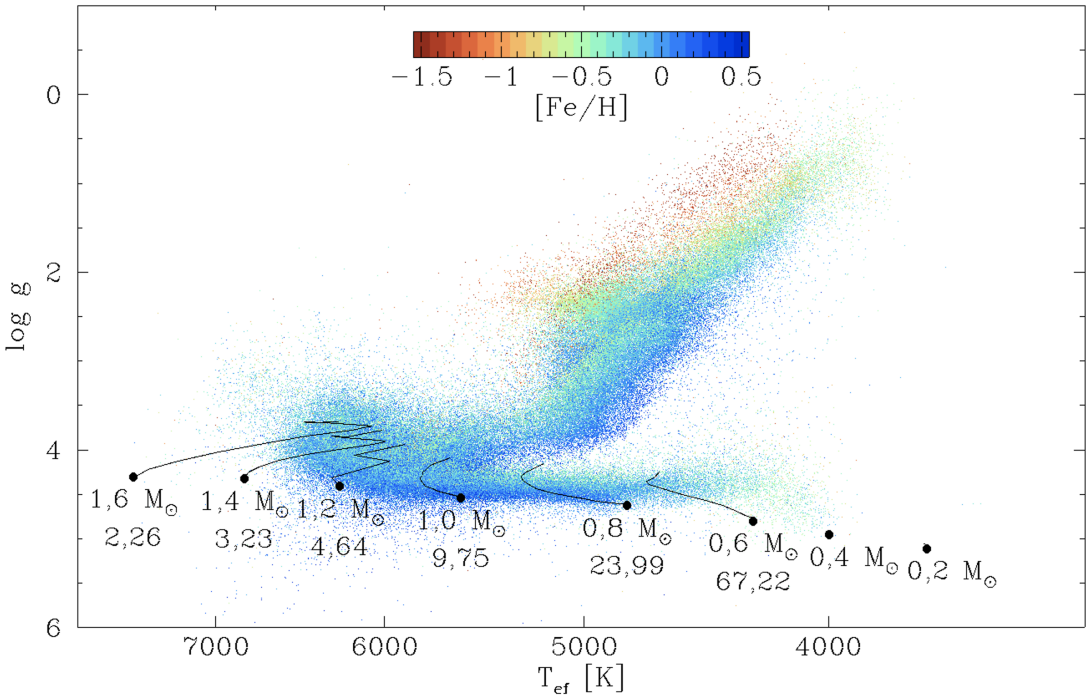
V poglavju 7.2 smo ugotovili, da je moč spektralnih črt odvisna od temperature. Ob tem pa slika 7.3 kaže, da je stopnje ionizacije ob temperaturi odvisna tudi od gostote. Za vodik imamo pri enaki temperaturi v bolj gosti atmosferi manjši delež ioniziranih atomov. Gostota atmosfere pa je povezana s še eno dobro definirano fizikalno količino, to je s težnostnim pospeškom g. Enačbo hidrostatičnega ravnovesja (4.43) lahko zapišemo kot $\frac{dP}{dr} = -\rho\, g$, težnostni pospešek pa preko vse debeline atmosfere skoraj enak. Na globini proste poti fotona ℓ pod zunanjim robom atmosfere,

To ni primerno, saj so avtorji članka trije, zadnja med njimi pa je edina ženska.

[91] Izraz *dwarf* prevajamo v pritlikavka in ne palček. Tako so zvezde lahko bele pritlikavke, ne pa beli palčki. O palčkih morda govorimo le pri zvezdi Trappist-1, ki jo obkroža 7 planetov - kar seveda vabi k primerjavi Sneguljčice in sedmih palčkov.



Slika 7.5: HR (Hertzsprung–Russellov) diagram primerja izsev in efektivno temperaturo zvezd. Označeni so tudi njihovi polmeri. Ker sta obe osi logaritemski, so črte enakih polmerov premice. Diagram (a) so položaji 86 milijonov zvezd iz tretje objave podatkov satelita Gaia (Gaia Collaboration et al., 2023a) z upoštevanjem medzvezdne ekstinkcije (osnova je bil graf 7.1c), diagram (b) pa so položaji 150.191 zvezd iz istega vira, ki so bližje od 80 pc in imajo navidezno G magnitudo svetlejšo od 19,5 (glej graf 7.1d). Prvi diagram torej dobro ilustrira položaje redkejših vendar svetlih zvezd, drugi pa ponazarja relativno pogostost različnih tipov zvezd v neposredni okolici Sonca, tudi tistih najtemnejših, ki jih na večjih razdaljah nismo zmožni opazovati. Za pretvorbo absolutne magnitude in barve v izsev in temperaturo smo uporabili zveze navedene ob sliki 7.2. Črne konture povezujejo enake številske gostote teles, med sosednjima konturama se gostota podvoji.



Slika 7.6: Kielski diagram za 252.373 zvezd s spektroskopskimi opazovanji pregleda neba Galah (Buder et al., 2021). V kielskem diagramu je navpična os logaritem gravitacijskega pospeška na površini zvezde, izraženega v cm s^{-2}. Velike zvezde, ki imajo šibko gravitacijsko vezane ovojnice, so zgoraj, majhne pa na dnu. Barve označujejo logaritmično zastopanost železa v zvezdnih atmosferah v primerjavi s Sončevo. Uporabili smo četrto objavo podatkov pregleda neba Galah (Buder et al., 2023, v pripravi) in risali le zvezde z dobro določenimi parametri (flag_sp = 0). Galah naključno izbira zvezde na nebu, pri tem pa se izogiba zvezdam v pasu Rimske ceste in opazuje le zvezde z dovolj svetlo navidezno magnitudo. 98% opazovanih zvezd je svetlejših od navidezne magnitude $G = 14$, zato na diagramu manjkajo najbolj hladne in temne zvezde glavne veje in bele pritlikavke. Ker je 91% opazovanih zvezd vsaj 5° od Galaktične ravnine, na diagramu manjkajo zelo vroče zvezde, ki ležijo predvsem vzdolž ravnine Galaksije. Črne točke označujejo položaj zvezde Sončeve sestave z označeno maso, ko začne spajati vodik v helij, črna črta pa kaže njeno pot, dokler ji v sredici ne zmanjka vodika. Številka pod maso je čas med tema dogodkoma v milijardah let. Uporabili smo modele strukture zvezd iz Salasnich et al. (2000).

kjer tlak pade na nič, velja $\frac{dP}{dr} \simeq \frac{0-P(\ell)}{R-(R-\ell)} = \frac{-P(\ell)}{\ell}$. Z uporabo enačbe idealnega plina (4.46) $P = \frac{\rho}{\bar{m}} k_B T$ dobimo

$$g = \frac{P(\ell)}{\ell\, \rho(\ell)} = \frac{k_B\, T(\ell)}{\ell\, \bar{m}} \tag{7.11}$$

Prosta pot svetlobe je močno odvisna od gostote in je manjša v bolj gosti atmosferi (enačba 4.57). Tako je gravitacijski pospešek $g = \frac{GM}{R^2}$ mera za gostoto snovi v atmosferi, ob tem pa tudi za maso M in polmer R zvezde. Kot bomo videli kasneje, so mase zvezd relativno podobne, drugače pa je s polmeri (slika 7.5). Tako spektroskopsko lahko ločimo med orjakinjami in pritlikavkami, saj je gravitacijski pospešek orjakinj sto in nadorjakinj do 10.000-krat manjši od gravitacijskega pospeška pritlikavk na glavni veji, bele pritlikavke pa imajo še mnogo večji gravitacijski pospešek. Žal pa moč spektralnih črt ni tako močno odvisna od gostote, da bi dopuščala natančno meritev gravitacijskega pospeška v zvezdni atmosferi. Kombinacija velikega razpona vrednosti te količine in velike relativne napake meritve pomeni, da običajno navajamo vrednost desetiškega logaritma gravitacijskega pospeška. Gravitacijski pospešek v logaritem vstavimo v cgs enotah, torej izraženega v $\mathrm{cm\,s^{-2}}$. Tako $\log g = 4.0$ ustreza $g = 100$ m s^{-2}, $\log g = 2.0$ pa $g = 1$ m s^{-2}. Pri takem izražanju moramo biti pozorni na napake: rezultat $\log g = 4.0 \pm 0.1$ pomeni relativno napako gravitacijskega pospeška $10^{0.1} = 26\%$, kar je slabše, kot izgleda na prvi pogled.

Slika 7.6 kaže kielski diagram (angl. Kiel diagram)[92] za zvezde, ki jih opazujemo v Avstraliji v okviru projekta Galah. Namesto izseva, kot v HR diagramu, je tu na navpični osi vrednost logaritma gravitacijskega pospeška na zvezdni površini. Zaradi ohranjanja podobnosti s HR diagramom, rišemo močno vezane zvezde spodaj, šibko vezane pa zgoraj. Vidimo, da imajo v tem diagramu zvezde glavne veje vrednosti $\log g > 4.0$, orjakinje in nadorjakinje pa so podobno kot v HR diagramu desno zgoraj. V obeh skupinah vidimo, da je položaj zvezde nekoliko odvisen od njene kemične sestave. Tiste z manj železa v njihovih atmosferah so nekoliko večje in je zato njihov površinski težnostni pospešek nekoliko manjši.

7.5 Kemična sestava zvezdne atmosfere

Kot smo že omenili, je moč spektralne črte odvisna od temperature in gostote zvezdne atmosfere. Seveda pa je pomembno tudi, kolikšna je zastopanost kemičnega elementa, katerega elektron s preskokom med ustreznima vezanima stanjema povzroči določeno črto. S spektroskopijo torej lahko določimo kemično sestavo zvezdne atmosfere. Ker je odvisnost moči spektralne črte od omenjenih treh vplivov zapletena, je običajno, da zgradimo čimbolj popolni fizikalni model zvezdne atmosfere in nato s prilagajanjem vhodnih parametrov iščemo najboljše ujemanje teoretično izračunanega in opazovanega spektra. Dodatni razlog za tako ravnanje je, da k rezultatu prispevajo še drugi vplivi, kot so makroskopska gibanja snovi v zvezdni atmosferi in prisotnost magnetnih polj. Bolj parcialni, klasični pristop, skuša izločiti posamezne vplive. Tako bo relativna moč železovih črt odvisna le od temperature in gostote, saj sprememba kemične sestave v prvem redu vpliva enako na vse črte tega elementa. Podobno pa bosta relativni zastopanosti dveh elementov blizu razmerju moči njunih črt, ki sta si blizu po valovnih dolžinah (in s tem energijah prehoda), če izberemo začetni stanji s skoraj enakim ionizacijskim potencialom in upoštevamo tudi vpliv statističnih uteži.

Na strani 130 smo omenili, da je v Soncu masni delež vodikovih atomov $X = 71{,}67\%$, delež helijevih $Y = 26{,}49\%$, medtem ko težji elementi prispevajo $Z = 1{,}83\%$ mase. Pri posameznem elementu namesto masnega deleža rajši govorimo o številu njegovih atomov. Na sliki 4.7 smo primerjali številske zastopanosti posameznih kemičnih elementov v Sončevi fotosferi. Te rezultate so dobili s preučevanjem spektra Sonca. Na enak način lahko analiziramo tudi spektre drugih zvezd. Absolutno kemično zastopanost elementa X glede na vodik zapišemo kot

$$A(X) = \log_{10} \frac{N_X}{N_H} + 12, \tag{7.12}$$

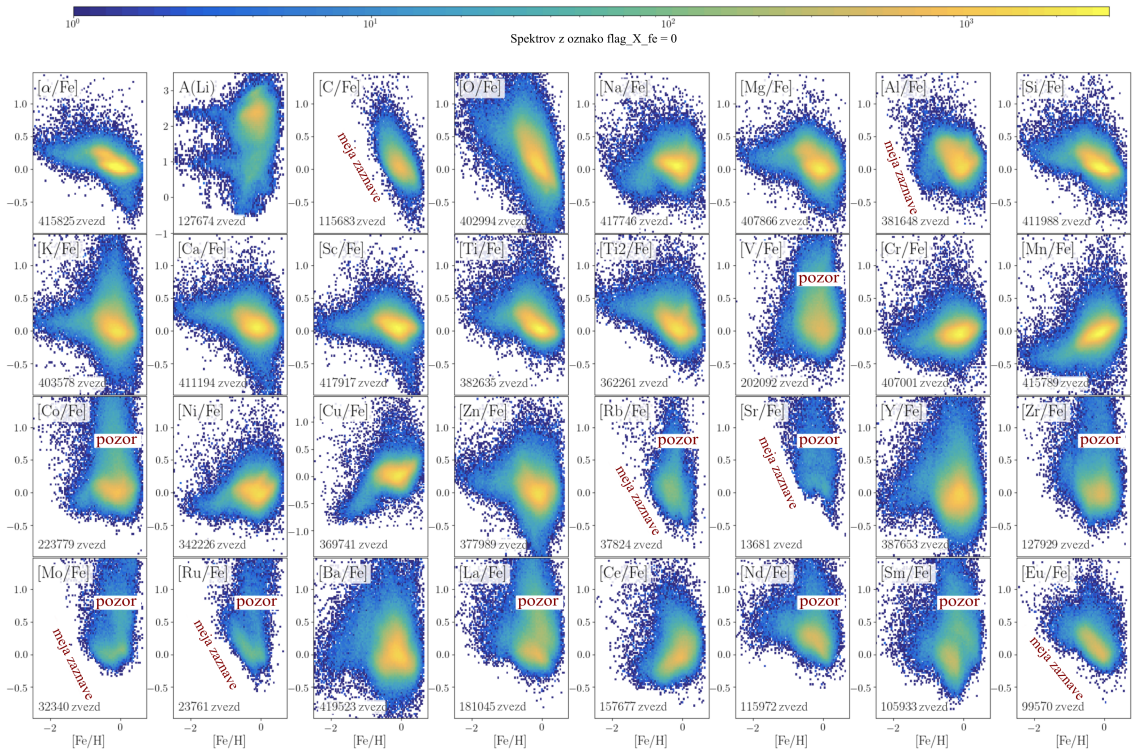
kar pomeni, da povemo, koliko atomov elementa X pride na vsakih 10^{12} atomov vodika. Pogosteje bomo rezultat zapisali kot primerjavo s kemično sestavo Sonca. Tako zastopanost železa navadno

[92] Ime sta uvedla Cowley & Adelman (1983) in je poimenovan po astrofizikih z Univerze v Kielu, čeprav se zdi, da je eden prvih, ki ga je uporabil, Japonec Sadakane (1981), medtem ko so v Kielu na navpično os rajši risali logaritem polmera zvezde.

izražamo kot

$$[\mathrm{Fe/H}] = \log_{10}\left(\frac{N_{\mathrm{Fe}}}{N_{\mathrm{H}}}\right)_{\mathrm{zvezda}} - \log_{10}\left(\frac{N_{\mathrm{Fe}}}{N_{\mathrm{H}}}\right)_{\odot}, \tag{7.13}$$

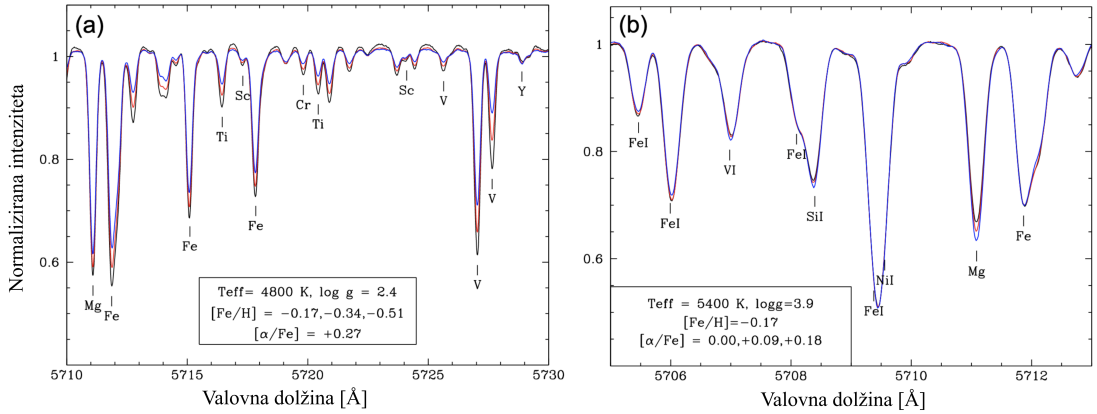
kjer je N število atomov označenega elementa, indeks $\odot$ pa se kot navadno nanaša na Sonce. Za primerjavo smo uporabili vodik, saj je tega elementa v Soncu in tudi v ogromni večini ostalih zvezd največ. Seveda nas namesto železa lahko zanima zastopanost kakega drugega elementa, recimo mu X, ki jo po zgornjem zgledu izrazimo kot [X/H], ali pa kot [X/Fe]. V zadnjem primeru smo zastopanost primerjali z železovo, oglati oklepaj okoli razmerja pa nas spomni, da je rezultat izražen z desetiškim logaritmom. Podobno kot pri $\log g$ moramo biti pozorni pri napakah, saj napaka 0,1 v resnici pomeni, da je število ustreznih atomov negotovo za ±26%.



Slika 7.7: Porazdelitev zastopanosti posameznih kemičnih elementov v primerjavi z zastopanostjo železa. Za litij rišemo absolutno zastopanost. Oznaka [α/Fe] meri skupno zastopanost elementov, ki nastajajo z α procesom (enačba 4.84). Barve označujejo gostoto zvezd. Narisani so rezultati meritev tretje javne objave rezultatov spektroskopskega pregleda neba Galah (Buder et al., 2021). Oznaka *pozor* pomeni, da imajo meritve tega elementa lahko veliko sistematično napako.

Vrednost [Fe/H] = 0.0 označuje Sončevo sestavo. Če ima zvezda [Fe/H] = −1.0, je številski delež železovih atomov desetkrat manjši kot v Soncu. Kemično zastopanost posameznih elementov pogosto primerjamo z železom, saj ima slednji zelo veliko število spektralnih črt, ki jih je lahko meriti za vse tipe zvezd z izjemo najbolj vročih (slika 7.4). Rezultati meritev kemične zastopanosti vrste elementov v okviru spektroskopskega pregleda neba Galah so narisani na sliki 7.7. Očitno različni elementi nastajajo z različnimi procesi zlivanja lažjih elementov v težje v sredicah zvezd, o čemer smo govorili v poglavju 4.12. Seveda pa mora naša razlaga razvoja zvezd pojasniti bogastvo oblik na posameznih grafih. Na zgornjem levem grafu smo narisali zastopanost α elementov, ki nastajajo iz ogljika z zaporednim zajemanjem helijevih jeder (enačba 4.84). V tem primeru je [α/Fe] kemična zastopanost izračunana iz spektralnih črt magnezija, silicija, kalcija in titana. Graf ima zanimivo strukturo, saj ima znaten delež zvezd z nizko zastopanostjo železa relativno povečan delež α elementov. Podobno, kot smo pri masnem deležu vse elemente težje od helija združili v delež Z, lahko naredimo tudi pri številskih deležih. V tem primeru bomo njihovo kemično zastopanost označili z [M/H] in jo imenovali kovinskost (v smislu tradicije, da so za astronoma vsi elementi težji od helija "kovine"). Vendar je korektno merjenje kovinskosti težavna naloga, saj moramo

poznati zastopanost velikega števila elementov. Zato nekateri avtorji kot kovinskost poimenujejo kar zastopanost železa. Taka poenostavitev je upravičena le, če se zastopanosti vseh elementov v zvezdi spreminjajo sorazmerno z železovo, kar pa v splošnem ni res. To lepo kaže slika 7.7, saj so gostotni grafi vse kaj drugega kot vodoravne črte, ki bi sledile [X/Fe] = 0.0.



Slika 7.8: Spremembe spektralnih črt zvezd s parametri v ozkem območju okrog označenih vrednosti. Spektri na grafu (a) se razlikujejo po zastopanosti železa ([Fe/H]), na grafu (b) pa po zastopanosti α elementov ([α/Fe]). Narisane so mediane spektrov zvezd opazovanih v okviru projekta Galah, katerih parametri se od označenih vrednosti razlikujejo za manj kot 100 K v temperaturi, 0,15 v $\log g$, 0,085 v [Fe/H] in 0,045 v [α/Fe]. Prirejeno po Zwitter et al. (2021).

Slika 7.8 ilustrira razlike med spektri zvezd, ki imajo različno kemično zastopanost vendar enake vrednosti efektivne temperature in površinskega gravitacijskega pospeška. Na grafu (a) rišemo zvezde, ki imajo enako zastopanost α elementov, vendar različno zastopanost železa. Vidimo, da to vpliva na globine vseh spektralnih črt. Graf (b) pa kaže zvezde z enako zastopanostjo železa in z različno zastopanostjo α elementov. Taka sprememba na železove črte ne vpliva, drugače pa je z α elementi, kot je na primer magnezij.

Doslej smo predstavili različne diagrame, ki povezujejo izsev, barvo, efektivno temperaturo in površinski gravitacijski pospešek zvezde. Govorili smo tudi o določanju kemične sestave zvezdne atmosfere. Ta je pomembna, saj običajno lahko predpostavimo, da je sestava celotne zvezde, z izjemo sredice, katere sestavo je preoblikovalo jedrsko zlivanje, enaka. Preostalih lastnosti ne moremo vgraditi v fizikalni model zvezde: da ima ta pravo površinsko temperaturo ali izsev je rezultat modela, ne pa njegov vhodni podatek. Fizik za izgradnjo modela zvezde potrebuje vrednosti predvsem treh količin: kemične sestave, mase in starosti. Slednja pomeni, koliko časa v zvezdi že potekajo reakcije jedrskega zlivanja, ki so posledično že predrugačile njeno notranjost in, kot bomo videli v naslednjem poglavju, tudi njeno velikost in izsev. V naslednjem razdelku bomo zato govorili o določanju mase in starosti, pri čemer bomo posebej poudarili, kako z asteroseizmologijo lahko določimo lastnosti zvezd.

7.6 Masa in starost zvezd

Masa je osnovna lastnost zvezde, saj nam pove količino gravitacijsko vezane snovi. Sončevo maso smo lahko izračunali iz oddaljenosti Zemlje in njenega obhodnega časa okoli Sonca. Podobno bomo skušali narediti tudi za druge zvezde, vendar bomo o tem govorili v ločenem poglavju 9. Tu se bomo vprašali, kje na HR in kielskem diagramu najdemo zvezde različnih mas, ki so sicer podobne Soncu. Da je zvezda podobna Soncu, tu pomeni dvoje: da ima enako kemijsko sestavo kot Sonce ter da v svoji sredici vodik spaja v helij. Zadnje pomeni, da vodika v sredici še ni zmanjkalo. Torej od začetka spajanja vodika v sredici še ni minil nuklearni čas, o katerem smo govorili v poglavju 4.11. Za take zvezde lahko naredimo fizikalni model, ki nam razkrije potek posameznih količin v notranjosti zvezde, podobno kot smo to naredili za Sonce in rezultate predstavili na sliki 4.4.

Če nas zanima položaj take zvezde na kielskem diagramu, želimo izračunati efektivno temperaturo in velikost zvezde kot funkcijo časa od začetka spajanja vodika v helij. Iz velikosti ob poznani

masi ni težko izračunati površinskega gravitacijskega pospeška. Rezultat za mase zvezd med 0,2 in 1,6 $M_\odot$ so črne krivulje na sliki 7.6. Črna točka je položaj zvezde, ko se vodik začne spajati v helij, vijugasta črta pa je njena pot po kielskem diagramu do trenutka, ko ji v sredici zmanjka vodika. Pod maso je naveden tudi čas med obema dogodkoma v milijardah let. O tem, kaj se je z zvezdo dogajalo pred začetkom spajanja vodika v helij in kaj se bo dogajalo po tem, bomo govorili v poglavju 8.

Očitno glavno vejo kielskega in tudi HR diagrama naseljujejo zvezde, ki – tako kot Sonce – v svojih sredicah spajajo vodik v helij. Položaj na glavni veji določa masa zvezde: vroče, svetle in nekoliko večje zvezde imajo veliko maso, medtem ko so mase hladnih, temnih in majhnih zvezd majhne. Slika 7.5b nas prepriča, da so slednje v vesolju v večini (če seveda privzamemo, da okolica našega Sonca ni nič posebnega). Položaj vzdolž glavne veje določa predvsem masa zvezde. Nikakor torej ni res, da bi se zvezda selila vzdolž glavne veje HR diagrama, ampak vse obdobje spajanja vodika v helij v svoji sredici preživi na zelo omejenem delu glavne veje.

Ko govorimo o starosti zvezde, se moramo najprej zmeniti, kateri fazi rečemo rojstvo, ko je starost enaka nič. Običajno kot ta trenutek opredelimo začetek spajanja vodika v helij v zvezdni sredici. Ker je to reakcija, ki med vsemi jedrskimi spajanji poteka pri najnižji temperaturi, je tudi prva, ki se sproži. Na ta dogodek se sklicujemo s posebnim imenom, ki mu rečemo rojstvo na glavni veji (angl. zero-age main sequence, ali s kratico ZAMS). Na kielskem diagramu (slika 7.6) dobimo črto ZAMS, če povežemo črne točke različnih mas.

Ko je starost zvezde enaka nuklearnemu času, se je v njeni sredici ves vodik spremenil v helij. Kot vidimo na sliki 7.6, je dolžina tega časa zelo odvisna od mase. Za zvezdo s Sončevo maso traja 9,75 milijarde let, kar je blizu 10 milijardam let, ki smo jih ocenili, ko smo govorili o Soncu. Za zvezdo z maso, ki je za 60% večja od Sončeve, meri ta čas le še 2,26 milijarde let. Nasprotno pa lahko zvezda z 0,8 $M_\odot$ v sredici spaja vodik v helij kar 24 milijard let. To je več od starosti vesolja. Torej zvezde z masami, ki so znatno manjše od Sončeve, sploh še niso končale te razvojne faze. V poglavju 8 bomo zato govorili predvsem o nadaljnjem razvoju zvezd, masivnejših od Sonca. Že sedaj pa lahko domnevamo, da bodo masivne zvezde pristale med orjakinjami in nadorjakinjami, medtem ko bodo izjemno majhne bele pritlikavke razgaljene sredice nekdanjih zvezd.

Če s spektroskopijo določimo kemično sestavo zvezde in z določitvijo njene efektivne temperature, površinskega gravitacijskega pospeška ali izseva opredelimo tudi njen položaj na kielskem oziroma HR diagramu, lahko do neke mere sklepamo tudi, z zvezdo kakšne mase in starosti imamo opravka. Stavek smo zapisali zelo previdno, preplet različnih vplivov in merskih napak nam namreč ne omogoča točne določitve teh dveh količin. Kot smo nakazali zgoraj, je masa včasih določljiva dinamično preko gibanja dveh zvezd ali zvezde in planeta okoli skupnega težišča. Starost na prvi pogled ni direktno merljiva, se pa včasih da vedeti, da sta dve zvezdi skoraj enako stari, čeprav starosti same ne poznamo. Primer sta dve zvezdi, ki se gibljeta okoli skupnega težišča. Tak dvojni sistem je praviloma tudi nastal hkrati. Ujetja zvezd v gravitacijsko vezan sistem so namreč skrajno neverjetna, saj so razdalje med prosto letečimi zvezdami mnogo mnogo večje od njihove velikosti (v tabeli 1.1 navajamo primerjavo velikosti Sonca in razdalje do Soncu najbližje zvezde). O skupnem nastanku lahko sklepamo tudi, če naletimo na nebu na veliko zgostitev zvezd. Članice take zgostitve, ki ji rečemo tudi zvezdna kopica, so tudi fizično na kupu, torej je zopet upravičena domneva, da so vse zvezde v kopici približno enako stare.

Vse to so koristne bližnjice, vendar bi bilo uporabno imeti metodo, ki bi nam omogočala določiti absolutno starost in druge fizikalne lastnosti in ki ne bi temeljila na podrobnih modelih zvezdne strukture. Rešitvi je ime asteroseizmologija, o njej pa smo govorili v poglavju 4.15.2, kjer smo predstavili različne načine nihanja zvezde, ki jih običajno merimo preko majhnih sprememb v izsevu. Frekvenčni razmik med frekencama $\nu_{n,l}$ in $\nu_{n-1,l} = \Delta\nu$ imenujemo veliki razmik (enačba 4.108) in je sorazmeren s povprečno hitrostjo zvoka v zvezdi in zato s kvadratnim korenom povprečne gostote zvezde

$$\Delta\nu \propto c_s \propto \sqrt{\rho} \propto \left(\frac{M}{R^3}\right)^{0,5} \tag{7.14}$$

kjer sta M in R njena masa in polmer. Vsi nihajni načini niso enako izraziti, ampak njihove moči sledijo zvonasti krivulji (glej zgornji graf na sliki 4.15), ki ima vrh pri frekvenci ν_{maks}. Od zunaj najlažje opazni in s tem najmočnejši nihajni načini so tisti v površinskih plasteh zvezde, kjer je temperatura približno konstantna in enaka efektivni temperaturi $T_{\rm ef}$. Sedaj uvedemo H kot značino debelino za spreminjanje gostote v površinskih plasteh: $\frac{dr}{H} = \frac{-d\rho}{\rho}$ in za najmočnejše

frekvence ob površini zapišemo $\nu_{maks} \simeq \frac{c_s}{H} = c_s \frac{-d\rho}{\rho dr} \propto \frac{-d\rho}{\rho dr} \sqrt{T_{\rm ef}}$, kjer je c_s zvočna hitrost, ki je sorazmerna s korenom iz efektivne temperature (enačba 4.107). Ulomek razrešimo z uporabo izotermnega približka v idealnem plinu ($T \simeq T_{\rm ef}$). Ker je $P \propto \rho T_{\rm ef}$ in je $\frac{dP}{dr} \simeq \frac{d\rho}{dr} T_{\rm ef} = -\rho g$, sledi $\frac{-1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} = \frac{g}{T_{\rm ef}}$ ter dobimo

$$\nu_{maks} \simeq c_s \frac{g}{T_{\rm ef}} \propto \frac{g}{\sqrt{T_{\rm ef}}} \propto \frac{M}{R^2}\, T_{\rm ef}^{-0,5} \tag{7.15}$$

Sorazmernosti v enačbah 7.14 in 7.15 lahko umerimo v enakosti, če uporabimo znane podatke za naše Sonce. Iz enačb lahko tudi izrazimo polmer, maso, povprečno gostoto in površinski gravitacijski pospešek zvezde:

$$\begin{aligned}
\frac{R}{R_\odot} &\simeq \left(\frac{\nu_{maks}}{\nu_{maks\odot}}\right)\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_\odot}\right)^{-2}\left(\frac{T_{\rm ef}}{T_{\rm ef\odot}}\right)^{0,5} \\
\frac{M}{M_\odot} &\simeq \left(\frac{\nu_{maks}}{\nu_{maks\odot}}\right)^{3}\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_\odot}\right)^{-4}\left(\frac{T_{\rm ef}}{T_{\rm ef\odot}}\right)^{1,5} \\
\frac{\rho}{\rho_\odot} &\simeq \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_\odot}\right)^{2} \\
\frac{g}{g_\odot} &\simeq \left(\frac{\nu_{maks}}{\nu_{maks\odot}}\right)\left(\frac{T_{\rm ef}}{T_{\rm ef\odot}}\right)^{0,5}
\end{aligned} \tag{7.16}$$

Vrednosti za Sonce so $\Delta\nu_\odot = 134{,}91 \pm 0{,}02\,\mu$Hz in $\nu_{maks\odot} = 3078 \pm 13\,\mu$Hz (Lund et al., 2017), slednja ustreza periodi $\nu_{maks\odot}^{-1} \simeq 325$ s. Zgornje zveze nam omogočajo izračunati glavne zvezdne parametre, saj vrednost efektivne temperature lahko določimo iz moči spektralnih črt ali pa iz barve zvezde. Pri tem je polmer določen točneje od mase, saj so pri slednji v igri precej visoke potence merjenih frekvenc in se zato relativne napake povečajo. Zveze smo izpeljali precej na grobo, vendar delujejo presenetljivo dobro. Ko tem zvezam dodamo še meritev malega frekvenčnega razmika (slika 4.15), dobimo tudi informacijo o deležu preostalega vodika v sredici in s tem o starosti zvezde (slika 4.16).

Tehnika ni uporabna le za zvezde glavne veje, ampak tudi za orjakinje (Chaplin & Miglio, 2013), vendar pri orjakinji starosti ne moremo razločiti od časa, ki ga je ta zvezda pred tem preživela na glavni veji. Nasina misija Kepler je parametre 66 zvezd glavne veje s $5200\,{\rm K} < T_{\rm ef} < 6700\,{\rm K}$ določila s tipičnimi napakami 2% v radiju, 4% v masi in 10% v starosti (Silva Aguirre et al., 2017), medtem ko je napaka parametrov za 16.000 orjakinj 3% v radiju in 8% v masi (Yu et al., 2018). Slika 7.6 nam pove, da je za orjakinje $\frac{g}{g_\odot} \simeq 10^{2,2-4,4} = 0{,}0063$ in $\frac{T_{\rm ef}}{T_{\rm ef\odot}} \simeq \frac{4800}{5750} = 0{,}84$, tako iz enačbe 7.15 razberemo, da je za orjakinje $\nu_{\rm maks} \simeq 3078 \cdot 0{,}0063/\sqrt{0{,}84}\,\mu{\rm Hz} \simeq 21\,\mu$Hz, oziroma $\nu_{\rm maks}^{-1} \simeq 48.000$ s ali 13 ur. Orjakinj torej ni težko opazovati, saj so njihova nihanja počasna, medtem ko moramo za Soncu podobne zvezde zajemati podatke v hitrem načinu, ki je bil pri misiji Kepler na vsake 58,85 sekunde. Zato je asteroseizmičnih meritev pritlikavk mnogo manj od orjakinj.

V vsakem primeru asteroseizmologija predstavlja dobro alternativo drugim metodam za določanje osnovnih fizikalnih parametrov, tudi mase in starosti. Se je pa treba zavedati, da za določanje frekvenčnega spektra potrebujemo dolgo serijo izjemno natančnih fotometričnih opazovanj, ki so večinoma izvedljiva le s teleskopi v vesolju. Nasin satelit Kepler je po izstrelitvi leta 2009 štiri leta opazoval polje v ozvezdju Laboda, nato pa še 5 let posamezna polja vzdolž ravnine ekliptike. Leta 2018 je z asteroseizmičnimi opazovanji svetlih zvezd začel Nasin satelit TESS, v drugi polovici tega desetletja pa bo delo nadaljeval satelit PLATO Evropske vesoljske agencije.

7.7 Pulzirajoče zvezde

Oscilacije zvezd imajo navadno zelo majhno amplitudo. Izjema pa so pulzirajoče zvezde, kot so kefeide ali zvezde tipa RR Lire, ki smo jih omenili v poglavju 4.15.2. Pri teh zvezdah rahlo krčenje in s tem gretje plasti blizu površja pomeni, da helij iz stanja He^+ prehaja v stanje He^{++}, torej jedro izgubi še zadnji vezani elektron. Energijo za prehod v stanje višje ionizacije dajo absorbirani fotoni svetlobe, zato je snov ob povečevanju ionizacije bolj neprozorna, kot je bila v stanju nižje ionizacije. Gretje zaradi dodatne absorpcije svetlobe poveča tlak, zato se zvezda razpne. Med širjenjem se

adiabatsko ohladi, postane zopet bolj prozorna in se skrči nazaj proti ravnovesni velikosti. Glavna razlika med običajnimi in pulzirajočimi zvezdami je, da v prvih absorpcija svetlobe s krčenjem upade in zato ni dodatnega tlaka, ki bi zvezdo pognal proti ravnovesju. V pulzirajočih zvezdah pa širjenje zaradi dodatnega gretja dodatno potiska stisnjeno zvezdo proti ravnovesju. To poganja nihanje zvezde z dinamičnim časom okoli ravnovesja. Plast s temperaturo med 25.000 in 50.000 K, ki z ionizacijo helija poganja oscilacije, je v zvezdah s prenizko temperaturo preveč globoko, v tistih s previsoko pa preblizu površju, medtem ko je v pulzirajočih zvezdah na ravno pravi globini, da se nihanje še lahko izrazi na površini zvezde in da gostota plasti ni prenizka. Efektivne temperature pulzirajočih zvezd so v splošnem med 10.000 in 35.000 K (Paxton et al., 2015, glej sliki 9 in 11), torej so to zvezde masivnejše od Sonca. Ker je kvadrat frekvence nihanja (enačba 7.16) sorazmeren z gostoto zvezde, lahko z meritvijo frekvence sklepamo o gostoti, s tem pa velikosti in izsevu zvezde. Pulzirajoča zvezda je torej standardni svetilnik (angl. standard candle), kjer z meritvijo frekvence sklepamo o izsevu in po primerjavi z opaženim sijem tudi o razdalji zvezde. Za kefeide v Velikem Magellanovem oblaku, ki nihajo v osnovnem načinu, velja (Ripepi et al., 2022)

$$G_{abs} = (-1{,}157 \pm 0{,}010) - (2{,}793 \pm 0{,}015)\log(P/P_o), \quad P_o = 1\,\mathrm{dan} \tag{7.17}$$

kjer je P perioda nihanja, ki je običajno med 1 in 100 dnevi. Kefeide so precej modre zvezde ($0{,}7 < B_p - R_p < 1.0$), torej v barvno-magnitudnem diagramu (7.1c) ležijo nad glavno vejo modrih zvezd. Za periodo nihanja 100 dni njihova absolutna magnituda doseže $G_{abs} = -6{,}74$. Torej so kefeide lahko zelo svetle in jih lahko zaznamo celo v drugih galaksijah. Zato so pomembne pri določanju razdalj v vesolju.

Zvezo 7.17 lahko okvirno razumemo. Za dinamični čas zapišemo sorazmernosti

$$P \propto \rho^{-1/2} \propto R^{3/2}M^{-1/2} \propto (L/T^4)^{3/4}M^{-1/2} = L^{0{,}75}T^{-3}M^{-0.5} \propto L^{0{,}75k}$$

Količina z največjim razponom v končnem izrazu je gotovo izsev zvezde. Bolj svetle pulzirajoče zvezde so nekoliko hladnejše, a imajo večjo maso, torej je perioda pulzacij sorazmerna z izsevom na potenco, ki je blizu 0,75 in je $k \sim 1$. Izsev prepišemo v absolutno magnitudo

$$\begin{aligned} G_{abs} &= -2{,}5\log L + G_o = -2{,}5\log(P^{1/(0{,}75k)}) + G_o = \frac{-2{,}5}{0{,}75\,k}\log P + G_o \\ &= \frac{-3{,}33}{k}\log P + G_o. \end{aligned}$$

G_o je umeritvena konstanta. Dobljena zveza je skladna s 7.17, če je $k = 1{,}2$. Torej se nekoliko pozna, da imajo bolj svetle kefeide nižjo efektivno temperaturo. Na HR diagramu je območje pulzirajočih zvezd, ki mu rečemo tudi pas nestabilnosti (angl. instability strip), skoraj navpično, vendar za zelo svetle zvezde nagnjeno nekoliko na desno.

Kefeide niso edina vrsta pulzirajočih zvezd. Njihove sorodnice, zvezde tipa RR Lire, se tudi nahajajo v pasu nestabilnosti, vendar so to zvezde horizontalne veje, torej imajo manjši izsev, ob tem pa so tudi izrazito kovinsko revne. Tretja javna objava rezultatov misije Gaia navaja več kot 270.000 tovrstnih zvezd (Gaia Collaboration et al., 2023a). Na presečišču glavne veje HR diagrama in pasu nestabilnosti pri efektivnih temperaturah nad 20.000 K najdemo pulzirajoče zvezde tipa β Kefeja (angl. β Cep stars), medtem ko so na glavni veji pri temperaturah ~ 7500 K zvezde tipa δ Ščita (angl. δ Scuti stars), ki pulzirajo na drugačen način (Gaia Collaboration et al., 2022c). Pulzirajo lahko tudi bele pritlikavke, napravilne pulzacije pa opažamo tudi v nadorjakinjah. Raznolikost nihajnih načinov je torej velika. Vsem je skupno poganjanje oscilacij s spremembo stopnje ionizacije enega od pomembnejših kemijskih elementov, ki pa ni vedno helij. Gaia Collaboration et al. (2019) pokaže, da so spremenljive zvezde različnih tipov na barvno-magnitudnem diagramu pogoste. Gaia je kot spremenljive zaznala 9% vseh opazovanih zvezd. Ta delež potiskajo navzdol najpogostejše zvezde majhnih mas na glavni veji ter zvezde na spodnjem delu veje orjakinj in v rdeči zgostitvi, ki imajo praviloma konstanten sij.

Kot je to v astrofiziki pogosto, so do uporabnosti kefeid kot standardnih svetilnikov prišli eksperimentalno, fizikalna razlaga videnega pa je sledila šele kasneje. Leta 1908 je Henrietta Swan Leavitt po navodilih direktorja harvardskega observatorija na fotografijah Malega Magellanovega oblaka iskala spremenljive zvezde. Za spremenljivke z žagastimi periodičnimi svetlobnimi krivuljami, katerih sij se je enakomerno večal in zopet manjšal, je ugotovila (Leavitt & Pickering, 1912), da obstaja preprosta zveza med navidezno magnitudo in periodo spreminjanja sija. Ker je sklepala,

da so vse zvezde v Magellanovem oblaku na podobnih razdaljah od Zemlje, je tako lahko trdila, da je izsev zvezde odvisen od hitrosti njenega spreminjanja sija. Henrietta Leavitt se je že leta 1912 zavedala, da nekatere mnogo bližje zvezde, kot je zvezda UY v ozvezdju Laboda, kažejo podoben tip spremenljivosti. Če bi torej z metodo trigonometrične paralakse določili razdaljo do katere od teh zvezd, bi tako lahko ugotovili razdaljo do katerekoli od zvezd s takim tipom spremenljivosti, ki jih danes imenujemo kefeide po zvezdi δ v ozvezdju Kefeja. Tako je, ne da bi vedela, da gre za pulzirajoče zvezde, pokazala, da so kefeide zelo uporabni standardni svetilniki.

Odkritje Henriette Leavitt je Edwinu Hubblu desetletje kasneje omogočilo meritev oddaljenosti galaksije v Andromedi, s tem pa tudi sklep, da je naša galaksija le ena od mnogih v vesolju. Njeno delo je tudi omogočilo Harlowu Shapleyu, da je pokazal, da Sonce ni v središču Galaksije. Po renesansi, ko Zemlja ni bila več središče sveta, se je to pred sto leti zgodilo še Soncu in naši Galaksiji. Delo Henriette Leavitt je torej omogočilo največja odkritja v astronomiji v prvi polovici preteklega stoletja. Edwin Hubble je pomen odkritja Leavittove večkrat poudaril (Hubble, 1936), član švedske akademije Gösta Mittag-Leffler jo je leta 1925 želel tudi formalno predlagati za Nobelovo nagrado. Žal je bil prepozen, saj je gospa Leavitt leta 1921 umrla za rakom, nagrade pa posmrtno ni mogoče podeliti.

8 Razvoj zvezd

V prejšnjem poglavju smo nanizali osnovne lastnosti zvezd, to je objektov, ki vsaj v določenem obdobju svojega obstoja sijejo na račun energije, ki se sprosti ob jedrskem zlivanju lažjih elementov v težje v njihovih sredicah. O jedrskih procesih je bilo več govora v poglavjih 4.11 in 4.12. Tu se bomo posvetili razvoju zvezd od njihovega nastanka do konca razvojne poti. O opazovalnem preverjanju dobljene slike bomo govorili v poglavju 10.

8.1 Nastanek zvezd

Zvezde nastajajo z zgoščevanjem okoliškega plina. O lastnostih medzvezdnega prostora bomo govorili v poglavju 11. Tu naštejmo le nekaj osnovnih podatkov. Medzvezdni prostor ni povsem prazen. V ogromni večini je snov v obliki zelo razredčenega plina, ki je po kemični sestavi podoben zvezdam, približno 70% masnega deleža je vodik, 28% pa helij. To je podobno Sončevi sestavi (glej stran 130). Plin je zelo razredčen in hladen, s tipično kinematično temperaturo 10 K. Pri tako nizki temperaturi je večina vodika v obliki molekul H_2. Zvezde nastajajo iz gostejših žepov plina, kjer pa je gostota še vedno le 10^8 delcev na kubični meter. To se morda sliši veliko, vendar je gostota zraka v vaši okolici približno $2{,}7 \cdot 10^{25}\,\mathrm{m}^{-3}$, torej za 17 velikostnih redov večja. Ti gostotni žepi so kar veliki, njihova velikost dosega 100 pc ($\sim 3 \cdot 10^{18}$ m), kar pomeni, da je njihova masa $\lesssim 2 \cdot 1{,}67 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{kg} \cdot 10^8 \cdot (3 \cdot 10^{18})^3 \simeq 10^6 \mathrm{M}_\odot$ (vstavili smo maso molekule vodika). Taki strukturi rečemo tudi veliki molekularni oblak (angleško giant molecular cloud, GMC). V nadaljevanju bomo razložili, kako iz teh velikih struktur nastanejo molekularni filamenti in semena zvezd ter končno diski protozvezd. V zgodbi bomo v marsičem sledili pregledu Pineda et al. (2022), ki so nedavna opazovanja mreže teleskopov ALMA in satelitov Herschel in Planck povezali z rezultati modernih numeričnih simulacij.

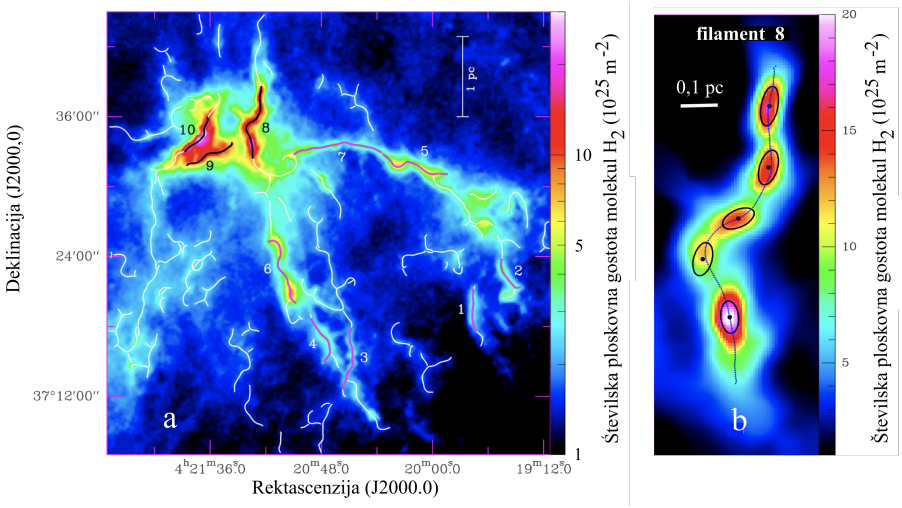
Medzvezdni prostor blizu ravnine Rimske ceste zapolnjujejo mehurčki plina velikosti do ~ 100 pc (o tistem, v katerem je naše Sonce, bomo govorili v poglavju 11.3.1). Ti mehurčki niso pri miru ampak se širijo s tipičnimi hitrostmi 5–20 km s^{-1}, kar je mnogo več od zvočne hitrosti $c_s \sim 0{,}2\,\mathrm{km\,s}^{-1}$ plina s temperaturo 10 K (enačba 4.107). Mehurčki nastanejo kot posledica zvezdnih vetrov v poznih fazah razvoja zvezd in zvezdnih eksplozij z imenom supernove ob koncu njihove življenjske poti. Nadzvočna hitrost njihovega širjenja pomeni, da se ob trku plin na mejah med mehurčki lahko zgosti, kar sproži nastanek podolgovatih zgoščenih molekularnih filamentov, obenem pa lahko tudi razprši obstoječe filamente. V filamentih je zbrane $\sim 15\%$ vse mase molekularnih oblakov, vendar je v njih večina vse mase gostejših območij, ki jih opredelimo kot tista s ploskovno gostoto[93] molekularnega vodika večjo od $7 \cdot 10^{25}\,\mathrm{m}^{-2}$. Zanimivo je, da je širina skoraj vseh filamentov približno 0,1 pc (slika 8.1). Nadaljnja usoda filamentov je odvisna od vzpostavitve ravnovesja med gravitacijskim privlakom in silo zaradi radialnih sprememb tlaka. V cilindričnem filamentu s polmerom R, je pospešek zaradi tlačnega gradienta ob konstantni temperaturi T enak

$$a_P = -\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} = \frac{k_B T}{\bar{m} R} \tag{8.1}$$

medtem ko masa dM zbrana vzdolž dolžine dz filamenta dM/dz povzroči gravitacijski pospešek (Inutsuka & Miyama, 1997)

$$g \sim \frac{G\,(dM/dz)}{R} \tag{8.2}$$

[93] Ploskovna gostota je običajna gostota sešteta preko vse globine oblaka. Na slikah namreč lahko ločimo dve smeri vzdolži ravnine neba, medtem ko se prispevki v pravokotni smeri skozi prozorni oblak seštejejo. Zato namesto o običajni prostorski lahko govorimo le o ploskovni gostoti.



Slika 8.1: Osrednji del molekularnega oblaka Kalifornija v ozvezdju Perzeja. Barve označujejo ploskovno številsko gostoto molekul H_2, dobljeno iz opazovanj satelita Herschel pri valovnih dolžinah med 70 in 500 μm. Daljici označujeta razdaljo 1 in 0,1 pc na razdalji tega oblaka. Na karti *a* so grebeni filamentov označeni s črtami: črnimi za najmasivnejše filamente z maso na enoto dolžine, ki presega kritično vrednost (enačba 8.3) in rožnatimi ali belimi za podkritične filamente. Osem črnih in rožnatih elementov je bilo predmet nadaljnjega preučevanja. Tako karta *b* kaže nadkritični filament 8, v njem pa nanizana semena za nastanek novih zvezd. Povzeto po Zhang et al. (2020), https://arxiv.org/pdf/2002.05984.pdf.

Oba pospeška sta obratno sorazmerna s polmerom filamenta. Torej o gravitacijskem kolapsu odloča masa na enoto dolžine filamenta. V članku Miyama et al. (1987) v dodatku A pokažejo, da je kritična masa, nad katero bo prišlo do gravitacijskega krčenja izotermnega filamenta, enaka

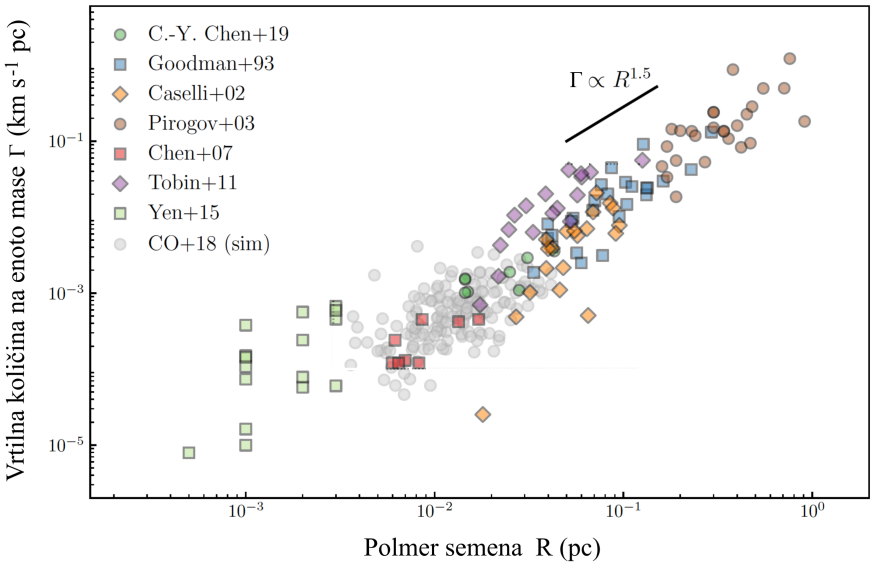
$$\left(\frac{dM}{dz}\right)_{krit} = 2\,\frac{k_B\,T}{\bar{m}\,G} = 1{,}2\cdot 10^{15}\,\mathrm{kg\,m^{-1}} = 18\,\mathrm{M_\odot\,pc^{-1}} \tag{8.3}$$

Numerični rezultat velja za oblak čistega molekularnega vodika s temperaturo 10 K. Filamenti z maso na enoto dolžine nad to kritično vrednostjo se bodo krčili, ostale pa bo naslednja motnja, ki pride mimo, razpršila.

Med krčenjem na filamente od zunaj pada vedno nova snov. Privlak snovi zmanjša gostotni gradient v radialni smeri, saj stalno povečuje gostoto površinskih plasti filamenta. Seveda pa se tako veča tudi njegova masa oziroma masa na enoto dolžine. Taki filamenti posledično fragmentirajo v posamezna semena, ki so kot na verižici nanizana vzdolž filamenta in iz katerih nastanejo nove zvezde (slika 8.1b). Opazovanja s satelitom Herschel (Könyves et al., 2015) so pokazala, da se večina takih semen nahaja v filamentih s površinsko številsko gostoto molekularnega vodika večjo od $7\cdot 10^{25}$ m^{-2} oziroma z masno ploskovno gostoto ~ 100 M$_\odot$ pc^{-2}, kjer ekstinkcija (enačba 2.29) zaradi z plinom pomešanega prahu presega $A_V = 7$ magnitud. Pri širini filamenta enaki 0,1 pc to ustreza masi na enoto dolžine ~ 10 M$_\odot$ pc^{-1}, kar je skladno s kritično gostoto izračunano v enačbi 8.3. Številska gostota snovi v takem filamentu je enaka $\sim 7{\cdot}10^{25}$ m^{-2}/(0.1·3·10^{16} m) = 2,3·10^{10} m^{-3} in masna gostota $8\cdot 10^{-17}$ kg m^{-3}. Če bi kot skrajno mejo predpostavili, da se je vsa masa oblaka z maso 10^6 M$_\odot$ in velikostjo 100 pc (s povprečno gostoto $\frac{10^6\cdot 2\cdot 10^{30}\,\mathrm{kg}}{(100\cdot 3\cdot 10^{16}\,\mathrm{m})^3} = 7{,}4\cdot 10^{-20}\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$) zbrala v takih filamentih, bi ti napolnjevali tisočino prostornine oblaka. V resnici se v gostih filamentih ne zbere vsa, ampak le $\sim 15\%$ snovi, torej so filamenti še nekoliko bolj narazen.

Semena so vzdolž gostih filamentov nanizana na razdaljah, ki so komaj večje od njihovega premera (slika 8.1b). To je gosteje kot bi pričakovali pri gravitacijskem krčenju filamenta brez okolnega plina in tako posredno podpira sklep, da ta filament in semena v njem aktivno privlačijo nase okolno snov. Razveseljivo je, da se numerične simulacije krčenja in fragmentacije filamentov skladajo s porazdelitvijo mas nastalih zvezd, kjer so manj masivne in temne zvezde bistveno pogostejše (slika 7.5b).

Sedaj se bomo posvetili le gostim filamentom z nadkritično maso, saj le iz teh nastanejo nove



Slika 8.2: Povezava med skupno vrtilno količino na enoto mase (Γ) in velikostjo (R) semena zvezde. Barvni simboli so rezultat spektroskopskih opazovanj gibanj semen označenih avtorjev, sivi pa predstavljajo numerične simulacije. Poševna črta predstavlja zvezo $\Gamma \propto R^{1.5}$. Povzeto po Pineda et al. (2022), https://arxiv.org/pdf/2205.03935.pdf.

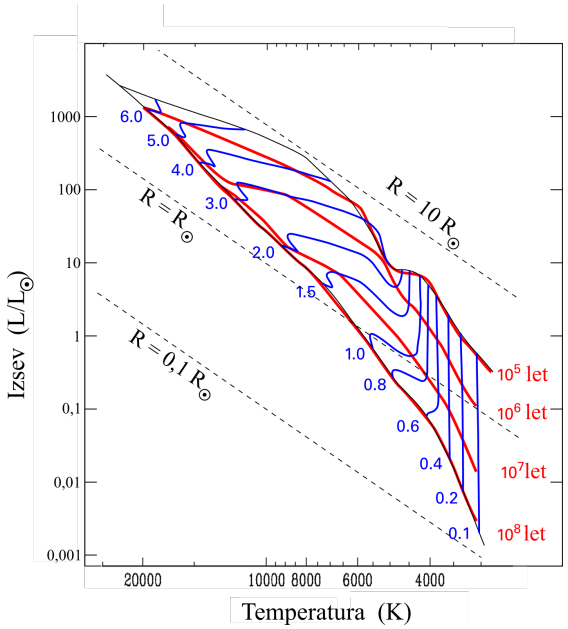
zvezde. Če je tako seme osamljeno, mu rečemo Bokova globula (angl. Bok globule, po astronomu Bartu Boku). Kot smo utemeljili zgoraj, pa je večina semen nanizana vzdolž filamentov. Semena z nadkritično maso (enačba 8.3) se zaradi prevlade gravitacije nad silo tlaka krčijo. Naivno za nevrteče seme z maso M in polmerom R čas krčenja lahko ocenimo z dinamičnim časom (enačba 4.42):

$$t_D = \frac{\pi}{2}\left(\frac{R^3}{2GM}\right)^{1/2} \sim 4 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s} \simeq 10^5\,\mathrm{let} \tag{8.4}$$

kjer smo za polmer vstavili $2R \sim 0{,}1$ pc, za maso vzdolž te dolžine pa 1,8 $M_\odot$ (enačba 8.3). Vendar to krčenje ni ločeno od okolice. Med krčenjem iz okolice priteka nova snov, prihaja tudi do srečanj s sosednjimi semeni, pri čemer prihaja tudi do izmenjave snovi. Posledično se semenu med krčenjem ne ohranja vrtilna količina, kot bi pričakovali za osamljen primerek. Slika 8.2 kaže, da je ta sorazmerna z $R^{1,5}$. Še nekoliko strmejšo zvezo ($\Gamma \propto R^2$) bi lahko razumeli kot manjšanje vztrajnostnega momenta ob konstantni masi semena in konstantni krožni frekvenci rotacije ω. Kljub temu da se masa semena počasi veča s časom, nam tak razmislek pove, da se seme kljub krčenju ne vrti vedno hitreje. Seveda se moramo vprašati, kako se seme med krčenjem znebi vrtilne količine. Odgovora sta najverjetneje dva. Prvi so magnetna polja, ki se ne pustijo "naviti" in tako ustavljajo vrtenje. Drugi odgovor pa so interakcije z drugimi semeni ali razpad posameznega semena na manjša semena, pri čemer se v obeh primerih spinska vrtilna količina semena prenese v medsebojno gibanje in s tem tirno vrtilno količino posameznih (pod)semen. Ob sliki 8.2 je treba omeniti tudi, da o vrtilni količini sklepamo po meritvah radialne hitrosti v odvisnosti od smeri. Žal so opazovanja premalo podrobna, da bi lahko zanesljivo ločili med vrtenjem in turbulenco. Je pa jasno, da pri vrtenju semen ne gre za preprosto rotacijo togega telesa in da se vrtilna količina med krčenjem ne ohranja. Nastanek več podsemen pomeni tudi, da ima posamezno seme sedaj maso, ki je navadno precej manjša od 1,8 $M_\odot$, ki smo jo imeli prvotno vzdolž 0,1 pc dolgega kosa kritičnega filamenta (enačba 8.3). Torej so zvezde z maso manjšo od Sončeve v večini, kar se sklada z opazovanji. S kako burnim dogajanjem imamo opravka, nam dobro ponazorijo numerične simulacije. Toplo priporočam ogled vizualizacije takega računa, ki so ga naredili na Univerzi v Leicestru in je dostopna na https://www.ukaff.ac.uk/starcluster/.

Seme stotisoč let pada skupaj s prostim padom. Gostota seveda raste, zlasti v središčnih predelih. Tako se v sredi prvo vzpostavi hidrostatično ravnovesje, ko sila zaradi spreminjanja tlaka uravnoveša gravitacijsko silo. Temu dogodku rečemo, da je v središčnih predelih nastala

protozvezda (angl. protostar). V tem objektu ni še nikakršnega jedrskega zlivanja, torej ne gre za pravo zvezdo. Je pa to krogla, ki se le počasi krči, pri tem pa, kot to pravi virialni teorem (enačba 4.71), gre polovico sproščene gravitacijske energije v gretje, polovico pa v manjšanje polne energije, torej v izsev. Protozvezda torej začenja sijati. Vendar tega ne vidimo, objekt je namreč povsem ovit v široko in neprozorno ovojnico snovi, ki se useda nanj. Ker je protozvezda hladna, seveda ne seva v vidni ampak v infrardeči svetlobi. K sreči se infrardeča svetloba v plinu in prahu manj absorbira od vidne svetlobe. Tako sčasoma v gostih filamentih iz plina in prahu opazimo točkaste izvore infrardeče svetlobe. Snov v okolici protozvezde ima znatno vrtilno količino, zato okoli nastajajoče zvezde nastane disk snovi, zvezdi pa se veča masa z zajemanjem snovi iz tega diska. Tak disk je tudi vir snovi za nastanek planetov v okolici zvezde. Del snovi iz diska ne uspe pasti na protozvezdo, ampak zapusti osrednje območje v smeri dveh nasprotno usmerjenih curkov, ki sta pravokotna na ravnino diska. To fazo imenujemo Herbig-Harojev objekt (angl. Herbig-Haro object, tudi HH object, poimenovan po Georgu Herbigu in Guillermu Haroju).



Slika 8.3: Nastajanje zvezd od faze protozvezde do glavne veje, predstavljeno na HR diagramu. Modre črte so poti zvezd z označenimi masami v enotah mase Sonca. Rdeče črte so njihovi položaji ob označenih časih. Črtkane črne črte povezujejo zvezde z označeno velikostjo. Prirejeno po Stahler & Palla (2004).

Ko se središče protozvezde segreje do približno milijona stopinj, se začne prva jedrska reakcija, to je spajanje devterija in protona v jedro helija-3 (enačba 4.75). Sproščena energija požene konvekcijo po celotnem telesu protozvezde, segreje površino in nekoliko zavre akrecijo okolne snovi. Spajanje devterija je izjemno občutljivo na spremembo temperature, torej v tem času temperaturna struktura zvezde ostaja stabilna, masa pa se zaradi dotoka snovi iz okolice še naprej veča. Ko devterija v sredici zmanjka, se spajanje postopoma širi v plasti okoli jedra protozvezde, v jedru brez devterija pa se energija prenaša le s sevanjem. Spajanju devterija se pridruži tudi spajanje litija v helij (enačba 4.78). Tej fazi pravimo zvezda tipa T Bika (angl. T Tauri star). Ker je v obliki devterija le eden od 50 tisoč vodikovih atomov, litijevih atomov pa je še mnogo manj, trajata fazi spajanja devterija in litija le nekaj milijonov let. V jedru zvezde kmalu ni več zlivanja devterija ali litija, saj sta se že porabila. Energija se v jedru prenaša le s sevanjem, zato se jedro greje in krči. Proces teče, dokler temperatura v središču ne preseže 10^7 K, ko se v jedru začne spajati vodik v helij. Spajanje vodika v helij je nov in znatno bolj izdaten energijski vir, ki odpihne snov v okolici zvezde. Dobili smo zvezdo na glavni veji HR diagrama.

Opisano pot od protozvezde do glavne lahko narišemo v HR diagramu (slika 8.3). Vidimo, da se zvezde mas manjših od $2\,M_\odot$ najprej navpično spuščajo, torej se njihova velikost in izsev manjšata ob konstantni efektivni temperaturi. To je faza, ko je protozvezda konvektivna po vsej svoji

prostornini. Strukturo take zvezde je mogoče relativno preprosto izračunati[94], saj je v primeru konvekcije tlak sorazmeren z gostoto na potenco $\gamma = 5/3$ (enačba 4.87). Ta del razvojne poti imenujemo Hayashijeva pot (angl. Hayashi track, po astronomu Chushiru Hayashiju). Zvezde z masami večjimi od 0,5 $M_\odot$ nato razvijejo jedro, v katerem se energija prenaša le s sevanjem (in ne s konvekcijo), spajanje devterija in litija pa poteka v bolj zunanji lupini. Sedaj pot zvezde zavije v vodoravno smer, njena površinska temperatura raste, ob tem pa se njena velikost se ob skoraj konstantnem izsevu le počasi manjša. Tej vodoravni veji pravimo Henyeyeva pot (angl. Henyey track, po Louisu Henyeyu). Vidimo, da za razvoj od protozvezde do glavne veje zvezde potrebujejo od kakega milijona let za masivne zvezde do nekaj deset milijonov let za zvezde majhnih mas.

S spajanjem vodika v helij v sredici zvezde nastopi razvojna faza zvezde na glavni veji, o kateri bomo govorili sedaj.

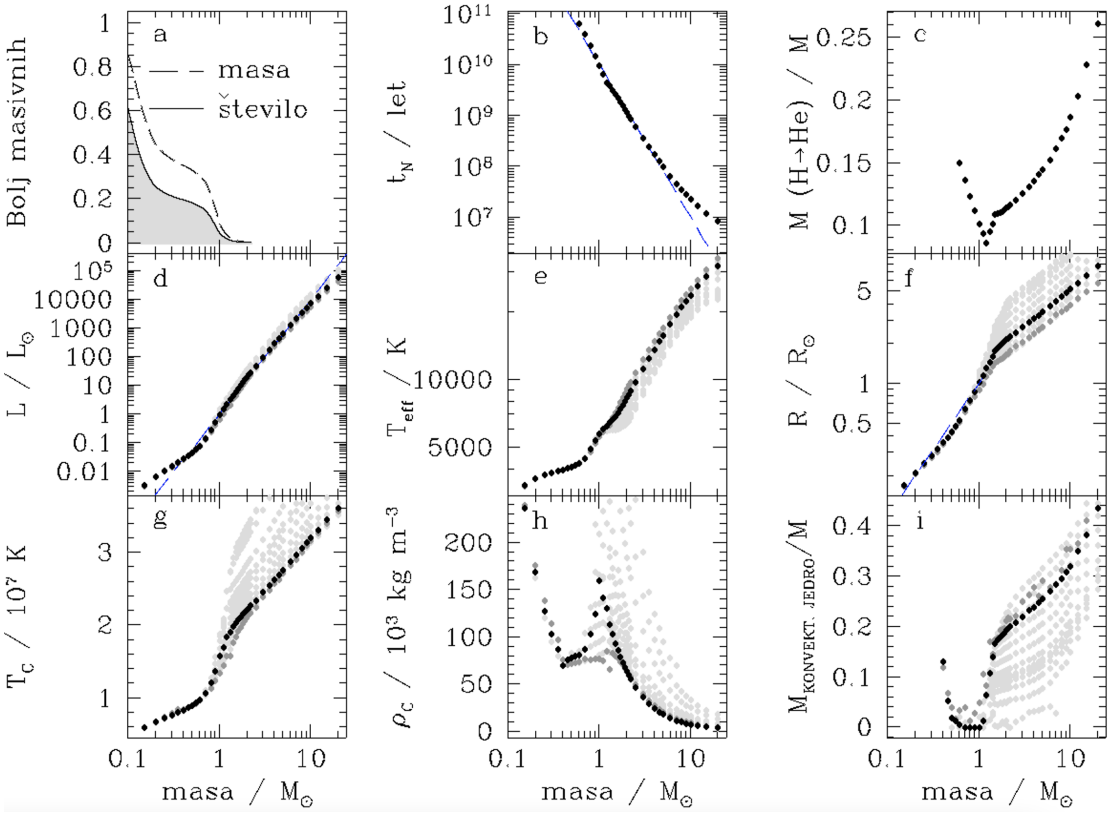
8.2 Zvezde glavne veje

Skupna lastnost zvezd glavne veje HR diagrama je, da v svojih sredicah spajajo vodik v helij. Razlikujejo se predvsem po masi (slika 7.6), imajo pa tudi različno kemično sestavo. Tu nas zanima, koliko je zvezd različnih mas in kako se lastnosti zvezd na glavni veji spreminjajo v odvisnosti od njihove mase. Pri lastnostih se bomo naslonili na zvezdne modele (Salasnich et al., 2000), pri številu zvezd pa je smiselno govoriti o neposredni okolici Sonca (slika 7.5b), saj le tam lahko dovolj dobro poštejemo temne zvezde majhnih mas, ki jih je v vesolju največ. Za okolico Sonca bomo naredili še dve predpostavki: da je kemična sestava zvezd zelo podobna Sončevi ter da je njihova starost na polovici med trenutkom začetka spajanja vodika v njihovih sredicah in trenutkom, ko bo vodika tam zmanjkalo. Za zvezdo Sončeve mase bomo torej predpostavili, da je njena starost $9{,}75/2 = 4{,}88$ milijarde let. Za bolj masivne zvezde, ki jim spajanje vodika v sredicah zadostuje za krajši čas, bo predpostavljena starost manjša. Pri zvezdah z maso manjšo od Sončeve vemo, da njihova starost ne more biti večja od starosti vesolja, zato bomo privzeli, da je od začetka spajanja vodika v helij v sredici teh zvezd minilo 5 milijard let. Te predpostavke potrebujemo, ker je starost zvezde le redko znana. Izjema je naše Sonce in nekaj zvezd, ki smo jih raziskali z metodami asteroseizmologije, o kateri smo govorili v poglavju 7.6. Naše predpostavke o starosti zvezd v okolici Sonca so skladne z rezultati Ng & Bertelli (1998).

Rezultate povzemajo posamezni grafi slike 8.4. V grafu *a* smo maso zvezd v okolici Sonca ocenili iz zveze med efektivno temperaturo in maso, ki jo dobimo iz zvezdnih modelov (graf *e*). Nato smo pošteli zvezde, ki v HR diagramu bližnjih zvezd (slika 7.5b) ležijo na glavni veji. To so zvezde, ki v barvno-magnitudnem diagramu (slika 7.1d) izpolnjujejo pogoj $2.5(B_p - R_p) < G_{abs} < 7{,}86 + 2{,}86(B_p - R_p)$. Prva neenakost pove, da zvezda ni orjakinja, druga pa, da ni bela pritlikavka. Polna črta na grafu 8.4*a* prikazuje delež zvezd, ki so masivnejše od dane mase. Črtkana črta upošteva tudi njihovo maso in riše delež mase, ki se nahaja v bolj masivnih zvezdah. Vidimo, da so zvezde majhnih mas daleč najštevilčnejše, v njih pa je tudi večina vse zvezdne snovi. Mediana mase zvezd je enaka 0,12 $M_\odot$, povprečna masa zvezde pa je 0,263 $M_\odot$. Polovica zvezdne snovi pa je na glavni veji v zvezdah bolj masivnih od 0,17 $M_\odot$. Zvezd masivnejših od 0,9 $M_\odot$ je le 8%, ob tem pa imajo take zvezde 15% vse mase. Torej naše Sonce sodi med nekaj odstotkov najmasivnejših zvezd v svoji okolici. Zvezde na glavni veji so prva faza, v kateri zvezde proizvajajo energijo z jedrskim spajanjem v svojih sredicah in, kot bomo videli, tudi najbolj dolgotrajna. Zato masno porazdelitev zvezd na glavni veji imenujejo tudi začetna masna funkcija (angl. initial mass function, tudi IMF) in jo pogosto opišejo s potenčnimi funkcijami mase (Kroupa, 2002). Zavedati se moramo, da je bila večina raziskav v literaturi narejena pred sodobnimi opazovanji in je zato temeljila na precej nepopolnih podatkih. Sedanjo situacijo dobro povzemajo Yan et al. (2024).

Preostali grafi slike 8.4 so rezultati fizikalnih modelov zvezd na glavni veji (Salasnich et al., 2000). Graf *b* riše nuklearni čas, ki ga zvezda preživi na glavni veji. To je čas od začetka spajanja vodika v helij v njeni sredici do trenutka, ko vodika v sredici zmanjka. Prvi položaj imenujemo ZAMS (zero age main sequence), drugega pa MSTO (main sequence turn-off). V enačbi 4.80 smo nuklerni čas za Sonce ocenili na 10^{10} let. Rezultat smo dobili iz izseva Sonca, energijskega izkoristka spajanja vodika v helij in predpostavke, da se 10% mase zvezde spoji iz vodika v helij. Za zvezde podobne Soncu, smo grobo ocenili, da je njihov izsev sorazmeren s kubom njihove mase

[94] Zahtevnejši bralec si bo rešitev enačb zvezdne strukture za ta tako imenovani politropni primer ogledal na naslovu https://www.astro.princeton.edu/~gk/A403/polytrop.pdf, o njih pa govorimo tudi v poglavju 8.4.



Slika 8.4: Razvoj zvezd na glavni veji HR diagrama, to je od začetka spajanja vodika v helij (ZAMS), do trenutka, ko vodika v sredici zmanjka (MSTO). Diagrami v zgornji vrstici opredeljujejo statistiko tega obdobja: kumulativno masni in številski delež zvezd z maso večjo od vrednosti navedene na vodoravni osi (*a*), nuklearni čas (*b*, $t_N = t_{MSTO} - t_{ZAMS}$) in delež mase zvezde, ki se je v obdobju glavne veje iz vodika spremenil v helij (*c*). Srednja vrstica prikazuje opazljive lastnosti zvezd: njihov izsev (*d*), efektivno temperaturo (*e*) in polmer (*f*). Spodnja vrstica so lastnosti notranjosti zvezd: temperatura (*g*) in gostota (*h*) v središču ter masa konvektivnega jedra deljena z maso zvezde (*i*). Na grafih $d - i$ svetle točke predstavljajo vrednosti ob različnih časih med t_{ZAMS} in t_{MSTO}. Temnejše točke so vrednosti ob času t_{ZAMS}. Črne točke so za zvezde s $t_{MSTO} - t_{ZAMS} < 10^{10}$ let vrednosti ob polovici časa na glavni veji ($\frac{1}{2}(t_{ZAMS} + t_{MSTO})$). Pri ostalih zvezdah so črne točke vrednosti 5 milijard let po t_{ZAMS}. Modre črte na panelih *b*, *d* in *f* so ilustracije približne potenčne odvisnosti nuklearnega časa, izseva in polmera od mase (enačbe 8.5, 8.6 in 8.7). Panel *a* predstavlja popoln vzorec zvezd na glavni veji v okolici Sonca (slika 7.5b). Preostale grafe smo izračunali iz modelov zvezd s kemično sestavo enako Sončevi (Salasnich et al., 2000).

(enačba 4.103). Če bi se tudi v sredicah teh zvezd 10% mase iz vodika spremenilo v helij, bi bila njihova energijska zaloga sorazmerna z maso. Ker je energijski tok oziroma izsev sorazmeren s kubom mase, bi to pomenilo, da je nuklearni čas obratno sorazmeren s kvadratom mase. Povedano ni čisto res. Izsev zvezde je bližje sorazmernosti z M^4, torej je nuklearni čas približno obratno sorazmeren s kubom mase (modra črta v grafu 8.4*b*). Pri masivnih zvezdah se pozna, da se v helij spoji nekaj več vodika, torej je njihov nuklearni čas nekoliko daljši, kot bi ga predvidevalo naše sklepanje. Vsekakor je čas, ki ga zvezde preživijo na glavni veji, močno odvisen od njihove mase. Za Sonce je enak 9,75 milijardam let, za zvezdo z dvojno maso Sonca pa le še 1,18 milijarde let. Pri zvezdi z 20 $M_\odot$ pade nuklearni čas na 8,7 milijona let. Torej masivnim zvezdam v sredicah zmanjka vodika tudi več kot 1000-krat hitreje, kot se bo to zgodilo našemu Soncu. Masivne zvezde so torej redke, vendar se hitro razvijajo in vstopijo v naslednje faze, o katerih bomo govorili v naslednjem poglavju. Ker je spajanje vodika v helij energijsko najizdatnejša jedrska reakcija, je celotna življenjska pot masivnih zvezd kratka in, kot bomo videli kasneje, te zvezde s produkti jedrskih reakcij hitro obogatijo svojo okolico. Ravno obratno pa je z zvezdami majhnih mas. Kot smo ugotovili zgoraj, ima kar 92% zvezd maso manjšo od 0,9 $M_\odot$, v njih pa je zbrane 85% vse mase zvezd na glavni veji. Ta snov je še vedno ujeta v teh zvezdah, saj je nuklearni čas takih zvezd daljši od trenutne starosti vesolja, ki je 13,8 milijarde let. Večina snovi v zvezdah torej ne kroži, ampak za sedaj ostaja ujeta v zvezdah majhnih mas. Približno lahko nuklearni čas ponazorimo z zvezo

$$t_N \simeq 9{,}75 \cdot 10^9 (M/M_\odot)^{-3}\, let \tag{8.5}$$

Graf 8.4*c* kaže, kolikšen del mase zvezde se med fazo glavne veje spremeni iz vodika v helij. Rezultat smo dobili tako, da smo izsev zvezde integrirali po času od t_{ZAMS} do t_{MSTO} in enačili z energijo $0{,}007 M_H c^2$, ki je sprosti pri spajanju mase M_H vodika v helij (enačba 4.80). Narisali smo M_H deljen z maso zvezde. Vidimo, da zvezdi s Sončevo maso v sredici zmanjka vodika, ko se 10% mase zvezde iz vodika spremeni v helij. Za druge mase je ta delež različen in v splošnem večji. Kot bomo komentirali spodaj, je to pri masivnih zvezdah posledica konvekcije, ki v sredico prinese tudi vodik od drugod. Nekoliko pa raste tudi pri zvezdah z maso manjšo od Sonca, vendar je to zaradi njihovega počasnega razvoja le predvidevanje, ki ga (še) ni mogoče preveriti.

V srednji vrstici slike 8.4 rišemo izsev, efektivno temperaturo in velikost zvezd na glavni veji. Svetle točke sledijo spremembam med življenjem zvezde na glavni veji, pri čemer so temno sive točke vrednosti ob začetku spajanja vodika. Črne točke so vrednosti, ko mine polovico časa zvezde na glavni veji, z izjemo zvezd majhnih mas, kjer rišemo situacijo 5 milijard let po vstopu na glavno vejo. Kot smo omenili, je izsev (graf *d*) približno sorazmeren s četrto potenco mase

$$L/L_\odot \simeq (M/M_\odot)^4, \tag{8.6}$$

čeprav se rast za najmasivnejše zvezde nekoliko položi. Torej so masivne zvezde tako svetle, da jih lahko vidimo tudi na zelo velikih razdaljah, medtem ko lahko zvezde majhnih mas opazimo le, če nam blizu. To je razlog, da smo se pri štetju zvezd (graf *a*) omejili na bližnjo okolico Sonca.

Graf 8.4*e* kaže, da je efektivna temperatura zvezdne površine v tesni zvezi z njeno maso. Temperatura masivnih in vročih zvezd s časom nekoliko pada, medtem ko njihov polmer (graf *f*) počasi raste. Kot bomo videli, je tako napihovanje uvod v njihov kasnejši razvoj, opazimo pa ga tudi v črnih krivuljah razvoja masivnih zvezd v kielskem diagramu (slika 7.6). Za mase manjše od 2 $M_\odot$ približno velja

$$R/R_\odot \simeq M/M_\odot \tag{8.7}$$

Odvisnost velikosti od mase ima koleno za zvezde z maso večjo od 1,1 $M_\odot$. Kot kaže graf *i*, je to povezano z načinom prenosa energije v zvezdni sredici.

V zadnji vrtici grafa 8.4 nas zanima, kaj se dogaja v središčnih predelih zvezd na glavni veji. Graf *g* pove, da so središča masivnejših zvezd bolj vroča. Ker je spajanje vodika v helij močno odvisno od temperature, je to tudi razlog za zelo majhen izsev zvezd z majhnimi masami. Obenem zaradi visoke temperature v zvezdah masivnejših od 1,1 $M_\odot$ pri spajanju vodika v helij prevladuje veriga CNO (enačba 4.79) nad za Sonce pomembno verigo p-p (enačbe 4.74 do 4.76). Središčna temperatura (*g*) in gostota (*h*) masivnih zvezd rasteta s časom, čeprav središčne gostote masivnih zvezd ne dosegajo Sončeve. Vsekakor ti količini kažeta, da so pogoji v središčih vseh zvezd na glavni veji v grobem podobni pogojem v Soncu, torej te zvezde, tako kot Sonce, obravnavamo kot idealni plin.

Graf 8.4*i* demonstrira, da se zvezde glavne veje razlikujejo po načinu prenosa energije iz središčnih predelov navzven. V Sončevi sredici je edina možnost prenos energije s sevanjem, saj konvekcija ne more potekati, čeprav do tega ne manjka veliko (slika 4.8). Že pri zvezdah malenkost masivnejših od Sonca pa središčna temperatura naraste dovolj, da postane tam pomembna veriga CNO, pri kateri je hitrost spajanja vodika v helij izjemno strma funkcija temperature. Posledično temperatura od središča navzven pada zelo strmo in v zvezdi z maso nad 1,1 $M_\odot$ se v središčnih predelih razvije konvekcija. Mase konvektivnih sredic dosegajo petino mase zvezd ali več, obdane pa so z ovojnicami, v katerih se energija lahko prenaša le s sevanjem. S časom se masa konvektivne sredice v splošnem manjša, torej konvektivno mešanje ne more več tako uspešno prinašati v središče snovi bogate z vodikom. To seveda diktira nadaljnji razvoj masivnih zvezd. Za zvezde z masami med približno 0,35 in 1,1 $M_\odot$ se energija iz osrednjih območij lahko prenaša le s sevanjem, medtem ko so njihove ovojnice konvektivne. Zvezde še manjših mas so konvektivne po celotni prostornini, kot smo videli že ob njihovem nastanku iz faze protozvezde (slika 8.3). Obstoj sredice, v kateri se energija lahko prenaša le s sevanjem, se zgodi nenadno. Zvezda, ki ima maso le malenkost večjo od 0,35 $M_\odot$, ima sevalno sredico, ki dosega 40% polmera zvezde (Käpylä, 2021). Diskretnost prehoda med popolnoma konvektivnimi zvezdami majhnih mas in takimi s sevalnimi sredicami je bila tudi neposredno opažena. Jao et al. (2018) so v rezultatih misije Gaia opazili diskretno zarezo v porazdelitvi zvezd glavne veje pri masi 0,35 $M_\odot$.

Sprememba strukture pri 1,1 $M_\odot$ pomeni, da so bolj masivne zvezde lahko hitri rotatorji. Take zvezde, kjer v sredicah poteka konvekcija, v ovojnicah pa se energija prenaša le s sevanjem, se lahko vrtijo tudi z zelo velikimi hitrostmi. Zvezde z masami $> 2\ M_\odot$ se lahko vrtijo tudi tako hitro, da od tega skoraj razpadejo, torej z ekvatorialnimi hitrostmi, ki dosegajo $\lesssim \sqrt{GM/R} \sim 400\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Če se Zemlja nahaja blizu njihove ekvatorialne ravnine, so vse njihove spektralne črte zaradi hitre rotacije pa tudi visoke efektivne temperature močno razmazane. V tem primeru vemo, da kakršnakoli ozka spektralna črta v njihovem spektru izvira v hladnem medzvezdnem prostoru med nami in zvezdo, če seveda ne gre za (tim. telurično) absorpcijo v naši Zemljini atmosferi. Seveda pa se lahko zgodi, da je smer proti Zemlji skoraj vzdolž osi vrtenja zvezde. V tem primeru spektralne črte ne bodo rotacijsko razširjene, bomo pa videli prispevek hladnejših in zaradi vrtenja napihnjenih ekvatorialnih predelov. Dober primer takega naključja je zvezda Vega. Masivne zvezde so zelo pogosto tudi dvojne, torej gravitacijsko vezani pari. O teh bomo govorili v poglavju 9.

8.3 Orjakinje

Ko zvezdi v sredici zmanjka vodika, se z glavne veje HR diagrama preseli med orjakinje. Kot smo povedali v prejšnjem poglavju, je čas na glavni veji za zvezde z masami manjšimi od 0,9 $M_\odot$ daljši od starosti vesolja. Torej o nadaljnjem razvoju takih zvezd nima smisla govoriti. V tem poglavju zato obravnavamo le razvoj zvezd masivnejših od Sonca. Kot ilustracijo bomo uporabili zvezde Sončeve sestave z masami 1,5, 3 in 15 $M_\odot$.

V fazi glavne veje v takih zvezdah temperatura od središča strmo pada navzven in je temperaturni gradient v sredici zvezde enak adiabatskemu. Pregret mehurček plina, ki pri dviganju nima časa izmenjati toplote z okolico, tako ostaja toplejši od okolice in se dviga vedno višje. Sredice takih zvezd so konvektivne, v ovojnicah pa se energija navzven prenaša le s sevanjem. Ko zvezdi v sredici zmanjka vodika, se njena struktura spremeni. Močno temperaturno odvisno spajanje vodika v helij nič več ne sprošča energije v samem središču zvezde, zato se padanje temperature navzven položi. Ker sredica nima več energijskega vira jedrskih reakcij, se začne krčiti, pri tem pa se polovica sproščene gravitacijske energije zaradi virialnega teorema (enačba 4.71) porabi za gretje. Vendar se ob krčenju greje celotna sredica in ne tako kot prej, ko se je energija zaradi močne temperaturne odvisnosti jedrskih reakcij sproščala predvsem v samem središču zvezde. Zopet se temperaturni gradient v zvezdni sredici položi. Ker sedaj temperatura navzven pada manj strmo od adiabatskega temperaturnega gradienta, se v sredici ustavi tudi konvekcija in se energija navzven prenaša le s sevanjem. Kot rezultat položnejšega padanja temperature z razdaljo od središča se poviša tudi temperatura v plasteh tik nad sredico. Dobili smo sredico z obilo helija in brez vodika in zato brez jedrskih reakcij, saj je temperatura za spajanje helija v ogljik mnogo prenizka. Nad to inertno sredico pa imamo plast, v kateri se sedaj vodik spaja v helij.

Te spremembe so dokaj hitre. Zvezda je med temi spremembami sicer v hidrostatičnem ravnovesju (silo teže uravnoveša spreminjanje tlaka z globino), ni pa časa za vzpostavitev termičnega

ravnovesja, torej za uravnavo pretakanja energije do površja. Energijski vir spajanja vodika v helij v plasti okoli sredice povzroči, da se zunanje plasti zvezde močno razpnejo. Pri tem pade strmina padanja temperature, saj imamo enako spremembo temperature sedaj na večji razdalji do površja zvezde:

$$\frac{dT}{dr} \underset{\sim}{\propto} -\frac{1}{r} \tag{8.8}$$

Vendar se spremeni tudi strmina adiabatskega temperaturnega gradienta, ki smo ga v enačbi 4.89 zapisali kot $(\frac{dT}{dr})_{\text{adiab}} = \frac{T}{P}(1-\frac{1}{\gamma})\frac{dP}{dr}$. Ko prvi ulomek z enačbo idealnega plina (4.46) zapišemo kot $\frac{T}{P} = \frac{\bar{m}}{\rho\, k_B}$, za zadnjega pa uporabimo enačbo hidrostatičnega ravnovesja (4.43) $\frac{dP}{dr} = -\rho\frac{GM_r}{r^2}$, sledi

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{adiab}} = -\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\frac{\bar{m}}{k_B}\frac{GM_r}{r^2} \underset{\sim}{\propto} -\frac{1}{r^2}. \tag{8.9}$$

Torej je pri širjenju ovojnice strmina temperaturnega gradienta obratno sorazmerna z r, medtem ko je strmina adiabatskega temperaturnega gradienta plasti, v kateri je masa M_r, obratno sorazmerna z r^2. Podvojena velikost ovojnice pomeni polovično strmino padanja temperature z radijem, ob tem pa adiabatski temperaturni gradient pade na četrtino prvotne vrednosti. Torej se v razširjajoči ovojnici temperaturna gradienta hitro izenačita. V doslej sevalni ovojnici steče konvekcija. Obenem sedaj bolje razumemo, da obratni proces, to je krčenje, v sredici zvezde ustavi konvekcijo in se energija tam prenaša le s sevanjem. Zapisani zvezi nam pomagata tudi razumeti, zakaj pri danem izsevu obstaja zgornja meja za velikost zvezde in posledično spodnja meja za efektivno temperaturo zvezde, ki je v hidrostatičnem ravnovesju. Zvezde, ki bi bile večje in imele posledično hladnejše površine, bi imele temperaturni gradient strmejši od adiabatskega. To pa ni mogoče, saj konvekcija z mešanjem plasti to učinkovito preprečuje. Povedano velja tudi za fazo nastajanja zvezd, ko se nastajajoča zvezda pred nastopom hidrostatičnega ravnovesja hitro skrči in se tako usede na Hayashijevo pot povsem konvektivnih zvezd.

Opisano dogajanje širjenja ovojnice pri približno konstantnem izsevu pomeni, da efektivna temperatura zvezdne površine naglo pada in se zato zvezda v HR diagramu pomika vodoravno proti desni. Na sliki 8.5*a* je to premik zvezde od njenega položaja na kolenu glavne veje (to je pri oznakah za maso) v desno do položaja, označenega s črko *D*. Razpenjanje ovojnice močno poveča njen vztrajnostni moment, torej se ovojnica take zvezde ne vrti, zaradi nizke površinske temperature pa je počasnejše tudi termično gibanje atomov. Končno se atomi v razredčeni ovojnici tudi manj trkajo med seboj. Spektralne črte zvezde torej postanejo zelo ozke, saj med širjenjem ovojnice omagajo skoraj vsi mehanizmi, ki so na glavni veji povzročali razmazanost spektralnih črt.

Sedaj je zvezda z izjemo sredice skoraj v celoti konvektivna, njen položaj na HR diagramu pa je zato blizu Hayashijeve poti, po kateri se konvektivne zvezde krčijo proti glavni veji (glej stran 271). V nasprotju s tako zvezdo, ki se krči, pa se naša zvezda širi, zato vzdolž Hayashijeve poti postaja vedno svetlejša, na površju nekoliko hladnejša, predvsem pa vedno večja (slika 8.5*b*). Pravimo, da se zvezda vzpenja po črti z imenom veja orjakinj (angl. red giant branch, oziroma *RGB*). Med širjenjem ovojnice se sredica še naprej krči in zato vedno bolj greje in postaja vedno gostejša (slika 8.5*c*). Pot po veji orjakinj se konča z začetkom spajanja helija v ogljik v središču zvezde (slika 8.5*d*). Ta trenutek, ko je zvezda na vrhu veje orjakinj, smo na grafih *a* in *b* označili s črko *V*. Zvezde z maso večjo od 2 $M_\odot$ celotno pot do sem prepotujejo zelo hitro: zvezda z maso 3 $M_\odot$ od glavne veje v vsega $0{,}04 \cdot 1{,}04 \cdot 10^8$ let = 4 milijonih let, zvezda z maso 15 $M_\odot$ pa v $0{,}03 \cdot 1{,}01 \cdot 10^6$ let = 30,000 letih. Torej moramo imeti veliko sreče, da tako zvezdo ujamemo v tej kratkotrajni fazi njenega razvoja. Območje poti med kolenom glavne veje (MSTO) in dnom veje orjakinj zato imenujemo tudi Hertzsprungova vrzel (angl. Hertzsprung gap, kot HR diagram po Ejnarju Hertzsprungu), saj masivnih zvezd v tej fazi skoraj ne poznamo.

Drugače je z zvezdami z maso manjšo od 2 $M_\odot$. Taka zvezda ima v primerjavi z masivnejšimi zvezdami precej nižjo temperaturo v središču (slika 8.5*c*) ter se ji zaradi manjše velikosti (slika 8.5*b*) toplota hitreje izgublja v okolico. Torej se mora sredica do temperature $\sim 8 \cdot 10^7$ K, ki je potrebna za začetek spajanja helija v ogljik, precej dlje časa in bolj močno krčiti. Za prehod od kolena glavne veje do dna veje orjakinj zvezda z maso 1,5 $M_\odot$ potrebuje $0{,}132 \cdot 3{,}17 \cdot 10^8$ let = 42 milijonov let. Relativno počasno je tudi njeno vzpenjanje od dna (*D*) do vrha (*V*) veje orjakinj, ki traja $(0{,}61 - 0{,}132) \cdot 3{,}17 \cdot 10^8$ let = 150 milijonov let. Ti časi so sicer mnogo krajši od 2,8 milijarde let, ki ga taka zvezda preživi na glavni veji. Vendar so zvezde z maso blizu 1,5 $M_\odot$ mnogo pogostejše

od bolj masivnih, obenem pa so v fazi orjakinj tudi precej svetle. Torej bomo opazili kar nekaj zvezd z masami manjšimi od 2 $M_\odot$, ki so rdeče orjakinje ali se z glavne veje razvijajo v to smer.

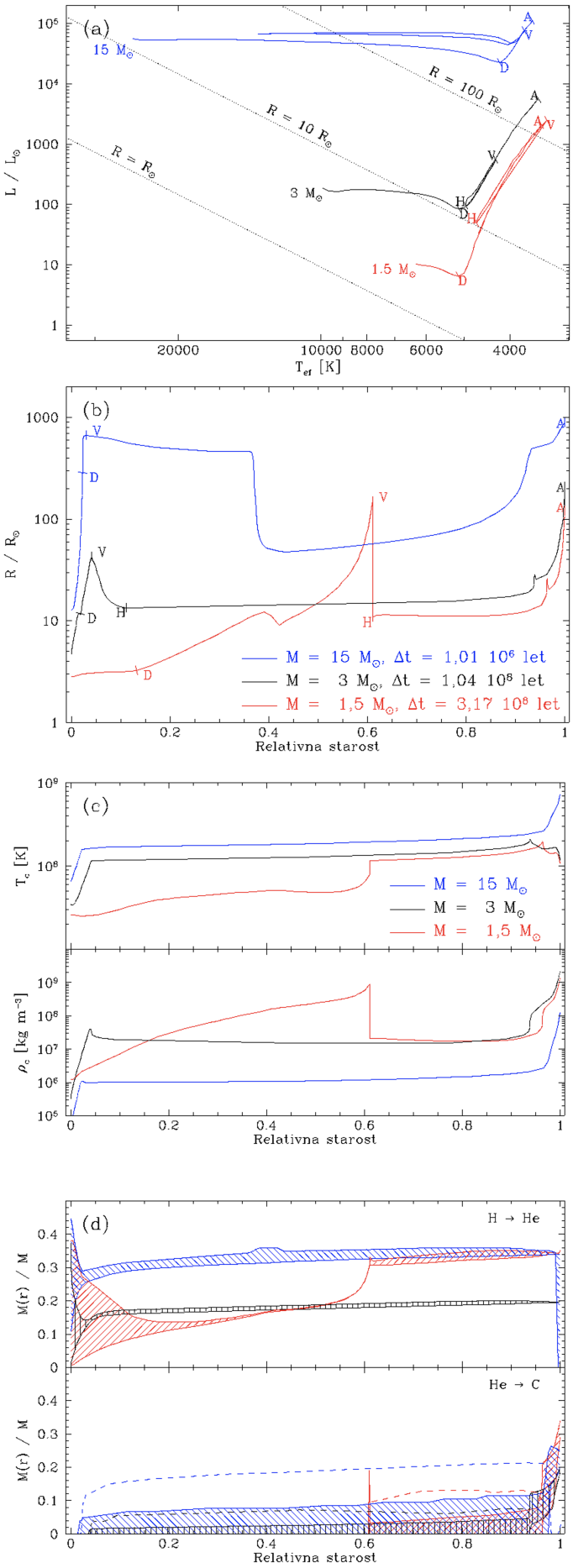
Močnejše skrčenje sredice zvezde z maso 1,5 $M_\odot$ pomeni, da je njena gostota ob začetku spajanja helija precej večja kot pri bolj masivnih zvezdah (slika 8.5*c*). Pri središčni gostoti $\rho_c = 8{,}7 \cdot 10^8\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ pa plin ni več idealen, saj razdalje med delci niso več mnogo večje od njihove velikosti. Če uporabimo poenostavljeno sliko in predpostavimo, da je sredica iz ioniziranega helija, imamo eno helijevo jedro in dva elektrona v prostornini $[\rho_c/(4m_p)]^{-1}$ in je zato tipična razdalja med delci $(\frac{3\rho_c}{4m_p})^{-1/3} = 1{,}4 \cdot 10^{-12}$ m, kar je le nekaj stokratna velikost posameznega delca. V takem degeneriranem plinu, o katerem bomo govorili v naslednjem poglavju, tlak ni več sorazmeren s temperaturo, ampak postane od nje neodvisen, kar vemo tudi iz vsakodnevne izkušnje: plin se pri segrevanju razpne, trdna snov, v kateri so razdalje med delci primerljive z njihovo velikostjo, pa komaj kaj. Primer je podkev, ki jo kovač nad ognjem razžari, a tudi kot taka obdrži svojo obliko.

Začetek spajanja helija v ogljik v sredici se v zvezdi z maso večjo od 2 $M_\odot$ zgodi postopoma. Sredica se nekoliko razpne in zato gostota v središču nekoliko pade. Zaradi novega jedrskega vira sproščanja energije v samem središču, postane temperaturni gradient bolj strm in v sredici zopet začne teči konvekcija (slika 8.5*d*). Drugače pa je z zvezdo z maso manjšo od 2 $M_\odot$. Sproščanju energije ob spajanju helija ne sledi razpenjanje in s tem prilagajanje sredice novemu energijskemu viru, saj tlak in temperatura nista povezana. Središče se začne pregrevati, ker pa temu ne sledi razpenjanje, temperatura močno naraste. To še pospeši jedrske reakcije spajanja helija proti ogljiku in dramatično pregrevanje požene situacijo povsem iz ravnovesja, dokler močno pregrete sredice zvezde ne raznese. To je helijev bliščˇ (angl. helium flash), ki pa ga navzven ni videti, saj dramatično dogajanje v sredici zastira široka ovojnica orjakinje. K sreči zvezda po skoraj hipnem krčenju zaradi porušitve hidrostatičnega ravnovesja najde novo stabilno konfiguracijo, ki pa je tudi navzven videti povsem drugače. Slika 8.5*b* pove, da se polmer zvezde z maso 1,5 $M_\odot$ s 150 $R_\odot$ skrči na 11 $R_\odot$, izsev pade z 2500 $L_\odot$ na 50 $L_\odot$, efektivna temperatura naraste od 3300 K na 4700 K, središčna gostota pade z $8{,}7 \cdot 10^8\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ na $2{,}1 \cdot 10^7\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$, središčna temperatura pa se poviša od $7{,}8 \cdot 10^7$ K na $1{,}2 \cdot 10^8$ K. Po helijevem blišču se zvezda ustali v novi konfiguraciji, v kateri dovolj visoka središčna temperatura omogoča spajanje helija v ogljik. Nižja središčna gostota pomeni, da je plin zopet idealen, torej se sredica lahko prilagodi novemu energijskemu viru, podobno kot v masivnejših zvezdah pa sredica postane konvektivna.

Zvezde ob začetku spajanja helija v ogljik ležijo v območju HR diagrama, ki ga imenujemo horizontalna veja (angl. horizontal branch tudi HB). Za zvezde z masami 1,5 ali 3 $M_\odot$ je masa sredice približno 0,48 $M_\odot$. Torej sredica na grafu 8.5*d*) sega do $M(r)/M = 0{,}48/1.5 = 0{,}32$, oziroma do $M(r)/M = 0{,}48/3 = 0{,}16$. V obeh primerih se torej na zunanjem robu sredice vodik v tanki plasti spaja v helij, medtem ko se v samem središču helij spaja v ogljik. Velikost in tudi izsev teh zvezd je zato med seboj podoben. Graf 8.5*b*) nam pove, da zvezda pri tej velikosti vztraja dolgo časa, saj je njen polmer še dolgo po fazi horizontalne veje, označeni s H, ostaja nespremenjen. Ker je zvezd z masami manjšimi od nekaj Sončevih mas največ, opazimo veliko zvezd v bližini oznak H na HR diagramu (slika 8.5*a*). Za te zvezde rečemo, da so članice območja, z imenom rdeča zgostitev (angl. red clump). Ker je izsev teh zvezd zelo podoben, lahko po tej zgostitvi določamo tudi razdalje do posameznih skupin zvezd: navidezni sij rdeče zgostitve nam tako pove, kako daleč je posamezna kroglasta zvezdna kopica ali kolikšna je razdalja do določene bližnje galaksije. Ker so te zvezde relativno svetle, je to enostavno narediti. Zvezdam rdeče zgostitve zato rečemo tudi standardni svetilniki. Vendar je sij rdeče zgostitve lahko določiti le za celotno skupino zvezd. Nasprotno pa je za posamezno zvezdo zelo težko reči, ali je članica rdeče zgostitve in se je torej v njeni sredici pravkar začel helij spajati v ogljik. Kot vidimo na grafu 8.5*a* je namreč položaj zvezd rdeče zgostitve na HR diagramu skoraj enak, kot ga imajo zvezde, ki se vzpenjajo po veji orjakinj. Kot omenjamo spodaj, je ločevanje med obema skupinama zato mogoče le po kemični sestavi atmosfere zvezde.

Zvezde z velikimi masami tudi po fazi orjakinje, ko se helij v sredici začenja spajati v ogljik, ohranjajo mnogo večji izsev od zvezd rdeče zgostitve. Take, sicer v naravi izjemno redke, vendar svetle zvezde namesto spusta proti horizontalni veji v HR diagramu naredijo lok, ki ga imenujemo modra zanka (angl. blue loop), ko se za kratek čas ob skoraj konstantnem izsevu njihove površine močno segrejejo in skrčijo.

Fazi horizontalne veje oziroma rdeče zgostitve pri zvezdah zmernih mas ter modre zanke pri zelo masivnih zvezdah sledi novo razpenjanje v bližini Hayashijeve poti povsem konvektivnih zvezd. Tej fazi, ki traja le 5–10% časa Δt, pravimo asimptotska veja orjakinj (angl. asymptotic giant branch,



Slika 8.5: Razvoj orjakinj z masami 1,5, 3 in 15 $M_\odot$ od konca spajanja vodika v sredici (t_{MSTO}) do začetka termičnih pulzacij na asimptotski veji orjakinj oziroma do začetka spajanja ogljika (t_C). (a) Pot zvezd na HR diagramu. Označeni so položaji zvezd s polmerom enakim $R_\odot$, $10\,R_\odot$ in $100\,R_\odot$. (b) Polmer zvezde kot funkcija relativne starosti. Če vpeljemo $\Delta t = t_C - t_{MSTO}$, definiramo relativno starost ob času t kot $(t - t_{MSTO})/\Delta t$. Čas Δt za 1,5, 3 in 15 $M_\odot$ je enak $3{,}17 \cdot 10^8$ let, $1{,}04 \cdot 10^8$ let in $1{,}01 \cdot 10^6$ let. To predstavlja 12%, 27% in 8% časa t_N, ki ga te zvezde preživijo na glavni veji. (c) Temperatura in gostota v središču zvezde kot funkcija relativne starosti. (d) Spreminjanje notranje strukture zvezde z relativno starostjo. Na navpični osi je delež mase zvezde znotraj danega območja. Šrafirana območja kažejo območje spajanja vodika v helij (zgoraj) in helija v ogljik (spodaj). Črtkane črte na spodnjem grafu prikazujejo zunanji rob konvektivnega središčnega območja zvezde. Oznaki D in V na zgornjih dveh grafih označujeta položaj zvezde na dnu in vrhu veje rdečih orjakinj. Oznaka H je položaj na horizontalni veji orjakinj, A pa na vrhu asimptotske veje orjakinj. Grafe smo izračunali iz modelov zvezd s kemično sestavo enako Sončevi (Salasnich et al., 2000).

oziroma AGB). Sredica se zopet zgoščuje in krči, ovojnica pa vedno bolj razpenja. Podobno, kot je zvezdi v fazi orjakinje v sredici zmanjkalo vodika, ki se je zato spajal le v lupini nad sredico, se v asimptotski fazi helij spaja v ogljik v plasti nad sredico, medtem ko je za spajanje ogljika v sredici temperatura prenizka. Pri najmasivnejših zvezdah gretju sredice sledi spajanje ogljika. V zvezdah z masami do približno 6 $M_\odot$ do spajanje ogljika ne pride, saj sredica postane pregosta za idealni plin, torej se ob krčenju ne greje dovolj. V vsakem primeru smo dobili zvezdo na vrhu asimptotske veje orjakinj. Razvoj od kolena glavne veje, ki smo ga označili t_{MSTO}, do vrha asimptotske veje orjakinj (t_C), traja $\Delta t = t_C - t_{MSTO} = 3{,}17 \cdot 10^8$ let za zvezdo z 1,5 $M_\odot$, $1{,}04 \cdot 10^8$ let za zvezdo s 3 $M_\odot$ in $1{,}01 \cdot 10^6$ let za zvezdo s 15 $M_\odot$.

V obdobju med glavno vejo in vrhom asimptotske veje orjakinj pride še do dveh procesov, ki ju doslej nismo omenili. Povedali smo, da v zvezdah na veji orjakinj (med položajema D in V na grafih 8.5*a* in *b*) in na asimptotski veji orjakinj (položaja H in A na istih grafih) konvekcija teče po skoraj celotni prostornini. Konkretno konvekcija na veji orjakinj s površja seže navzdol do zunanjih plasti sredice, torej do plasti, ki so obogatene s produkti spajanja vodika v helij (zgornji graf na sliki 8.5*d*). Na površje torej prvič po nastanku zvezde zanese nekatere produkte jedrskega spajanja v njeni notranjosti. Zato pravimo, da se na veji orjakinj dogodi prvi prinos (angl. first dredge-up), ki prinese na površje produkte verige CNO, s katero se vodik v notranjosti spaja v helij (shemo reakcij podaja enačba 4.79). Poveča se masni delež izotopa ^{13}C v primerjavi z ^{12}C ter zastopanost dušika v primerjavi z ogljikom, ter delež ^{14}N v primerjavi z ^{12}C in masni delež ^{17}O v primerjavi s ^{16}O in to tudi za faktor 10 (Boothroyd & Sackmann, 1999). Situacija globoke konvektivne ovojnice se ponovi, ko se zvezda vzpenja po asimptotski veji orjakinj. To imenujemo drugi prinos (angl. second dredge-up). Vendar ta dodatno obogati površje zvezde s produkti jedrskih reakcij v njeni notranjosti le, če seže bliže središču, kot se je to zgodilo ob prvem prinosu. To se zgodi le v zvezdah z maso manjšo od 2 $M_\odot$ (Boothroyd & Sackmann, 1999). Obogatitev površja s produkti jedrskih reakcij v notranjosti se nato zgodi še tretjič, za tretji prinos (angl. third dredge-up) je vzrok helijev bliščk, ki zaradi spajanja pod pogoji neidealnega plina nastane v plasti helijevega spajanja v zvezdi na vrhu asimptotske veje orjakinj. Tako degenerirano spajanje se zažene večkrat, govorimo o termičnih pulzih v lupini spajanja helija, ki se zgodijo vsakih $\sim 10^4$ let (Karakas, 2010), takih pulzov pa se zvrsti 10 do 30 (Miller Bertolami, 2016). Dogajanje imenujemo tretji prinos tudi za zvezde, ki drugega prinosa ne doživijo. Posledica je močno povečana zastopanost helija, ogljika in produktov počasnega zajemanja nevtronov (proces s, glej stran 142) na zvezdni površini. Ker ogljik v notranjosti nastaja s spajanjem helija, se poveča tudi površinska zastopanost ogljika proti kisiku. V nekaterih masivnih zvezdah je povečanje tako izrazito, da objekt imenujemo ogljikova zvezdi (angl. carbon star).

Drugi proces, ki poteka skozi celotno fazo veje orjakinj, horizontalne veje in asimptotske veje orjakinj, je izgubljanje snovi s površja zvezde. Na veji orjakinj ter na asimptotski veji orjakinj polmer zvezde močno naraste (8.5*b*), zato je njena konvektivna ovojnica slabo gravitacijsko vezana. Vplivi magnetnih polj v konvektivni ovojnici dodatno olajšajo pobeg snovi v okolico zvezde. Zvezda na veji orjakinj izgubi največ nekaj odstotkov svoje mase (Schaller et al., 1992), povsem drugače pa je med termalnimi pulzi na koncu asimptotske veje orjakinj. Ker je taka zvezda zelo velika, njena ovojnica radialno niha z dinamičnim časom nekaj mesecev (enačba 4.42), pulzacije pa pospešujejo izgubljanje ovojnice v okolni prostor. Na koncu te faze je masa zvezde, ki je imela na glavni veji 1,5 $M_\odot$, le še 0,58 $M_\odot$, taki, ki je začela s 3 $M_\odot$, pa ostane le še 0,66 $M_\odot$(Miller Bertolami, 2016). To pomeni, da v obdobju termalnih pulzov zvezde zmernih mas izgubijo praktično vso ovojnico, ki se s hitrostmi nekaj kilometrov v sekundi oddaljuje od zvezde. Ko se ovojnica dovolj razredči, da postane prozorna, nastane planetarna meglica (angl. planetary nebula), to je svetla in vroča bivša sredica zvezde, obdana z razširjajočo se ovojnico. Zvezda, ki je v bistvu gosta sredica bivše zvezde iz ogljika, kisika in neona, je sedaj mnogo bolj vroča, njen izsev pa se ne spremeni. Po asimptotski fazi orjakinj se torej zvezda zelo na hitro, tipično v vsega 100 letih, preseli med zvezde z izsevom $\sim 10^4$ $L_\odot$ in efektivno temperaturo ~ 480.000 K (Miller Bertolami, 2016), katere velikost pa je le $R = (L/L_\odot)^{0.5}(T_{ef}/T_{ef\odot})^{-2}\, R_\odot \sim 0{,}014\, R_\odot$, kjer smo uporabili zvezo 7.10. Pravimo, da je nastala bela pritlikavka (angl. white dwarf), o kateri bomo govorili v naslednjem poglavju.

Povedano velja le za zvezde z začetnimi masami manjšimi od 8 $M_\odot$. Bolj masivne zvezde, ki so sicer izjemno redke, doživijo drugačen konec. Te zvezde tudi po koncu asimptotske veje orjakinj obdržijo znaten del prvotne ovojnice. Temperatura sredice se viša, zato se lahko v jedru spajajo vse težji elementi, medtem ko se v nekoliko hladnejših lupinah nad jedrom spajajo lažji elementi. Situacija je podobna asimptotski veji orjakinj, kjer se je v jedru spajal helij, v višji plasti pa vodik,

le da je tu plasti več. Pri zvezdah z začetno maso nad 10 $M_\odot$ sčasoma v samem jedru nastaja železo, v višjih plasteh pa z alfa procesom (shema 4.84) in s-procesom (stran 142) elementi od ogljika do železa. Zvezda, ki je imela na glavni veji maso 15 $M_\odot$ in je razvila železovo jedro, ima sedaj maso 14,1 $M_\odot$, polmer 770 $R_\odot$, središčno gostoto $10^{12}\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ in središčno temperaturo $4 \cdot 10^9$ K (Hirschi et al., 2017; Martinez et al., 2020). Po asimptotski veji orjakinj, kjer je v sredici nastajal ogljik, je taka zvezda v sredici spajala ogljik le ~ 1000 let, neon in kisik le eno leto in silicij manj kot teden dni (Hirschi et al., 2017). Razlog je skromno sproščanje energije pri spajanju vedno težjih jeder, ki imajo med seboj vedno bolj podobne vezavne energije na nukleon (glej sliko 4.6), ob tem pa sproščeno energijo večinoma odnesejo nevtrini in ne sevanje, kot pri spajanju vodika ali helija. Ko v zvezdi nastane železovo jedro z maso večjo od 1,3 $M_\odot$, se zgodi dramatična težava. Po eni strani s spajanjem železa v težje elemente ni mogoče proizvajati energije, saj je železo, oziroma bližnji nikelj, najbolj vezano jedro v naravi. Ob tem pa omenjena izjemno velika središčna gostota pomeni, da se jedro ne obnaša več kot idealni plin. Večkrat smo že omenili, da tlak v takem jedru ni odvisen od temperature. Kot bomo razložili v naslednjem poglavju, tlak v takem jedru povzročajo elektroni, ki se upirajo nadaljnjemu krčenju in s tem držijo ravnovesje. Vendar pri izjemni središčni gostoti elektronov začenja zmanjkovati, saj jih stiska v atomska jedra, kjer se s protoni združujejo v nevtrone in nevtrine. Nenadno pomanjkanje tlaka elektronov povzroči dramatičen kolaps jedra zvezde, ki mu pravimo supernova tipa II (angl. supernova type II, tudi SN II, tu je II rimska številka 2), o katerem bomo govorili v poglavju 8.5.

Zvezde z začetnimi masami med 8 in 10 $M_\odot$ imajo premajhno maso, da bi razvile železovo jedro, ampak je to sestavljeno iz kisika, neona in magnezija. Zaradi izjemno velike gostote pa elektroni reagirajo z atomskimi jedri. Konkretno $^{24}_{12}$Mg z zajetjem elektrona in sprostitvijo elektronskega nevtrina postane $^{24}_{11}$Na, ta pa z enako reakcijo težak izotop $^{24}_{10}$Ne. Na enak način se $^{20}_{10}$Ne spremeni v $^{20}_{9}$F, ta pa v težak izotop kisika $^{20}_{8}$O. Zopet pomanjkanje elektronov pomeni, da se ti ne upirajo krčenju in pride do dramatične implozije jedra in nastanka supernove tipa II.

V tem poglavju smo kot ilustracijo povsod uporabljali zvezde s kemično sestavo enako Sončevi. Povedano velja tudi za zvezde z manjšim deležem elementov težjih od helija. Majhna kovinskost običajno povzroči, da je efektivna temperatura nekoliko višja in je zato razvojna pot take zvezde v HR diagramu nekoliko zmaknjena v levo. Če zastopanost kovin zmanjšamo za desetkrat, se efektivna temperatura običajno poveča za ~ 300 K, saj zaradi manjše absorpcije v atomih kovin vidimo nekoliko globlje plasti zvezdne atmosfere. Ilustracija so zvezde različnih kovinskosti na sliki 7.6, ki so označene s točkami različnih barv.

8.4 Bele pritlikavke in supernove tipa I

Bivšo sredico zvezde, ki je imela na glavni veji maso manjšo od 8 $M_\odot$, imenujemo bela pritlikavka (angl. white dwarf). Mase belih pritlikavk ob nastanku so zato blizu 0,65 $M_\odot$. V prejšnjem poglavju smo ugotovili, da so to zelo majhne zvezde, saj je njihov polmer 0,014 $R_\odot \simeq 10.000$ km. Torej je bela pritlikavka zvezda po velikosti podobna Zemlji, njena povprečna gostota pa je $\sim 3{\cdot}10^8\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$. Za kocko sladkorja velik kos take zvezde ima torej kakih 300 kg.

Jedrske reakcije v beli pritlikavki ne potekajo, vseeno pa je to zvezda, saj so takšne reakcije tekle v prejšnjih fazah njenega razvoja. Ker ni jedrskih reakcij, tudi ni ustreznega sproščanja energije. Vseeno pa je tudi brez gretja bela pritlikavka stabilna in zato lahko tudi končno stanje razvoja zvezde. Okoli nas je kar dosti že ohlajenih belih pritlikavk, ki pa jih lahko opazimo le v neposredni okolici Sonca (slika 7.5b).

Tlak v beli pritlikavki zagotavljajo elektroni, ki se ne pustijo dodatno stisniti in se tako upirajo gravitaciji. Če v času dt ob steno postavljeno pravokotno na os x trči dN elektronov in pri tem vsak izgubi hitrost v_x in gibalno količino p_x, je ustrezni tlak

$$P = \frac{F_x}{S} = \frac{dN_e}{dt}\frac{p_x}{S} = \frac{dN_e\,p_x}{(dx/v_x)S} = \frac{dN_e}{dV}\,p_x\,v_x = n_e\,p_x\,v_x \tag{8.10}$$

V zadnjem koraku smo uvedli številsko gostoto elektronov n_e. Izraz za elektrone, ki se gibljejo mnogo počasneje od svetlobne hitrosti, zapišemo

$$P = \frac{n_e}{m_e}\,p_x^2, \tag{8.11}$$

kjer je m_e masa elektrona. Tlak je očitno odvisen od gibalne količine elektronov, v naslednjem koraku pa bomo razmislili, kako je ta odvisna od njihove številske gostote. Sedaj razumemo, zakaj tlak pripišemo le elektronom, ne pa atomskim jedrom, s katerimi so elektroni pomešani. Gibalna količina in številska gostota obeh vrst delcev je podobna, ker pa so atomska jedra mnogo masivnejša, se gibljejo mnogo počasneje in ne prispevajo k skupnemu tlaku.

Bela pritlikavka je stabilna in v povprečju miruje, torej imamo enako število elektronov, ki imajo gibalno količino $+p_x$, kot tistih z gibalno količino $-p_x$. Absolutna vrednost negotovosti gibalne količine Δp_x je torej približno enaka tipični velikosti gibalne količine p_x. Sedaj si pomagamo s Heisenbergovim načelom negotovosti, ki pove, da za posamezni elektron ne moremo hkrati vedeti tako njegovega položaja x in kot njegove gibalne količine p_x. Med negotovostma velja zveza

$$\Delta p_x \, \Delta x \simeq \frac{\hbar}{2}, \tag{8.12}$$

kjer je $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. Vrednost Planckove konstante $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js. Torej negotovosti hitrosti za 1 m s^{-1} pri elektronu z maso $9{,}1 \cdot 10^{-31}$ kg ustreza negotovost položaja $5{,}79 \cdot 10^{-5}$ m. Ker so elektroni v beli pritlikavki med seboj precej bližje, je večja tudi negotovost njihove hitrosti oziroma gibalne količine. Če si predstavljamo, da so elektroni v povprečju porazdeljeni v kubični rešetki, tako da je med njimi povprečna razdalja a, je negotovost položaja $\Delta x \simeq \frac{a}{2}$. Povedano povzamemo

$$p_x \simeq \Delta p_x = \frac{\hbar}{2}\frac{1}{\Delta x} \simeq \frac{\hbar}{2}\frac{2}{a} = \hbar\,(a^3)^{-1/3} = \hbar \left(\frac{V}{N_e}\right)^{-1/3} = \hbar\, n_e^{1/3} \tag{8.13}$$

Upoštevali smo, da je a^3 prostornina, ki pripada enemu elektronu, torej celotni prostornini V deljeni s številom elektronov N_e. Tako dobimo odvisnost tlaka od številske gostote snovi. Če upoštevamo, da je masa elektronov majhna in imajo maso v snovi predvsem nukleoni, ki pa jih je približno dvakrat toliko kot elektronov, dobimo

$$P \simeq \frac{\hbar^2}{m_e} n_e^{5/3} = \frac{\hbar^2}{m_e}\left(\frac{\rho}{2m_p}\right)^{5/3} \tag{8.14}$$

Rezultat ni povsem točen, natančna obravnava[95] da

$$P = \frac{\pi^3\,\hbar^2}{15\,m_e}\left(\frac{3n_e}{\pi}\right)^{5/3} = 1{,}914\,\frac{\hbar^2}{m_e}\left(\frac{\rho}{2m_p}\right)^{5/3} = K\,\rho^{5/3} \tag{8.15}$$

Kombinacijo naravnih konstant smo združili v $K = 3{,}123 \cdot 10^6\,\mathrm{m^4\,s^{-2}\,kg^{-2/3}}$. Rezultat je posebna oblika potenčne odvisnosti $P = K\,\rho^\gamma$, kjer imamo $\gamma = 5/3$.

Dobili smo enako potenčno odvisnost tlaka od gostote kot pri popolnoma konvektivni zvezdi v času njenega nastajanja (stran 271), vendar so fizikalni mehanizmi različni. Konvektivna zvezda je krogla razredčenega idealnega plina, kjer se temperatura dovolj strmo spreminja z razdaljo od središča, da je temperaturni gradient enak adiabatskemu. Pomembno je spreminjanje temperature z globino, saj konvekcija poteka le, če je notranjost dovolj vroča. To temperaturno neravnovesje bi se sčasoma izravnalo, če ga ne bi v nastajajoči zvezdi vzdrževalo gretje, ki zaradi virialnega teorema (enačba 4.71) nastopi ob krčenju zvezde. Kasneje temperaturno neravnovesje vzdržuje sproščanje energije ob jedrskem spajanju v sredici zvezde. Pri beli pritlikavki je drugače, saj je pregosta za idealni plin. Tlak zgoščenih elektronov, ki se morajo zaradi majhne nedoločenosti njihovega položaja hitro gibati, je odvisen od gostote, prav nič pa od temperature. Torej se bela pritlikavka lahko tudi ohladi, pa se zato njena struktura ne bo prav nič spremenila.

V beli pritlikavki zahteva po hidrostatičnem ravnovesju (enačba 4.43: $dP/dr = -\frac{\rho G M_r}{r^2}$) povezuje radialno spreminjanje tlaka dP/dr z gostoto ρ in maso znotraj tega radija M_r, pri čemer je slednja le integral gostote po prostornini: $dM_r = \rho\, 4\pi r^2 dr$. Z enačbo stanja (8.15) imamo tri enačbe, ki povezujejo tlak, maso znotraj radija in gostoto. Povedano združimo v Lane-Emdenove

[95] https://quantummechanics.ucsd.edu/ph130a/130_notes/node204.html.

enačbe (angl. Lane-Emden equations)

$$\begin{aligned} d\left(\frac{-r^2}{\rho G}\frac{dP}{dr}\right) &= dM_r = \rho\, 4\pi r^2 dr \\ \frac{K}{4\pi G}\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(\frac{r^2}{\rho}\frac{d}{dr}(\rho^\gamma)\right) &= -\rho \\ \frac{\gamma K}{4\pi G}\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\rho^{\gamma-2}\frac{d\rho}{dr}\right) &= -\rho \end{aligned} \tag{8.16}$$

Sedaj gostoto izrazimo s središčno gostoto ρ_c, tako da je $\rho = \rho_c\,\theta^{1/(\gamma-1)}$. S tako potenčno odvisnostjo brezdimenzijske funkcije θ se znebimo potenc gostote v levem oklepaju, saj je $\frac{\gamma-2}{\gamma-1}+(\frac{1}{\gamma-1}-1) = 0$. Z uvedbo konstante α z enoto metrov prepišemo v brezdimenzijsko količino še razdaljo od središča $r = \alpha\, x$. Diferencialna enačba za $\theta(x)$ je sedaj

$$\frac{\gamma\, K\, \rho_c^{\gamma-2}}{(\gamma-1)\,4\pi\, G\alpha^2}\,\frac{1}{x^2}\frac{d}{dx}\left(x^2\frac{d\theta}{dx}\right) = -\theta^{1/(\gamma-1)} \tag{8.17}$$

Sedaj izberemo

$$\alpha = \sqrt{\frac{\gamma\, K\, \rho_c^{\gamma-2}}{(\gamma-1)4\pi\, G}}, \tag{8.18}$$

tako da nam preostane tako imenovana Lane-Emdenova enačba za $\theta(x)$

$$\frac{1}{x^2}\frac{d}{dx}\left(x^2\frac{d\theta}{dx}\right) = -\theta^{1/(\gamma-1)} \tag{8.19}$$

Robna pogoja sta $\theta(0) = 1$, saj ima gostota v središču vrednost ρ_c, in $\frac{d\theta}{dx}(0) = 0$. Teža zunanjih plasti pritiska na središče enako z vseh strani, torej mora biti odvod tlaka po radiju v središču enak nič. To pa zaradi potenčne zveze tlaka in gostote pomeni tudi, da imata gostota in s tem funkcija θ odvod v središču enak nič.

V našem primeru je $\gamma = 5/3$ in rešujemo enačbo $\frac{1}{x^2}\frac{d}{dx}\left(x^2\frac{d\theta}{dx}\right) = -\theta^{3/2}$. Enačba nima analitične rešitve, vendar zveza

$$\theta(x) = (1+q)\, e^{(-\frac{x^2}{2\,s^2})} - q,\ \ q = 0{,}1813,\ \ s = 1{,}897 \tag{8.20}$$

od numerične rešitve, ki jo tabelira Horedt (1986), odstopa le za standardno deviacijo $\sigma = 0{,}00145$. Funkcija θ in s tem gostota padeta na nič na robu zvezde, kjer je $x_R = 3{,}673$, torej je polmer zvezde enak $R = 3{,}673\,\alpha$. Za maso zvezde dobimo

$$M = \int_0^R 4\pi r^2\rho dr = 4\pi\alpha^3\,\rho_c\int_0^{x_R} x^2\theta^{1/(\gamma-1)}dx = 4\pi\,\alpha^3\,\rho_c\,2{,}711 \tag{8.21}$$

$$= \frac{4\pi R^3}{3}\rho_c\frac{2{,}711\cdot 3}{3{,}673^3} = \frac{4\pi R^3}{3}\frac{\rho_c}{6{,}09} \tag{8.22}$$

Integral smo izračunali z Wolframovim integratorjem[96], rezultat pa nam pove, da je središčna gostota 6-krat večja od povprečne. Torej je gostota v beli pritlikavki bolj enakomerna kot v Soncu. V slednjem smo ugotovili (graf 4.4), da je središčna gostota več kot stokrat večja od povprečne.

Če v enačbo 8.21 vstavimo izraz za α, dobimo zvezo med maso zvezde in njeno središčno gostoto ρ_c in povprečno gostoto $\bar\rho$

$$\begin{aligned} M &= 4\pi\left(\frac{\gamma\, K\, \rho_c^{\gamma-2}}{(\gamma-1)4\pi\, G}\right)^{3/2}\rho_c\,2{,}711 = 3{,}06\cdot 10^{25}\,\mathrm{m}^{\frac{3}{2}}\mathrm{kg}^{\frac{1}{2}}\,\rho_c^{(\frac{3\gamma}{2}-2)} \\ &= 7{,}55\cdot 10^{25}\,\mathrm{m}^{\frac{3}{2}}\mathrm{kg}^{\frac{1}{2}}\,(\bar\rho)^{(\frac{3\gamma}{2}-2)} = 7{,}55\cdot 10^{25}\,\mathrm{m}^{\frac{3}{2}}\mathrm{kg}^{\frac{1}{2}}\,(\bar\rho)^{1/2} \end{aligned} \tag{8.23}$$

V računu smo upoštevali vrednost K, ki velja za $\gamma = 5/3$. Vendar bi tudi za drugačne vrednosti γ dobili rezultat, da je masa zvezde sorazmerna s povprečno gostoto na potenco $\frac{3\gamma}{2}-2$, le numerični faktor bi imel drugo vrednost.

[96] https://www.wolframalpha.com/calculators/integral-calculator/.

Za belo pritlikavko z maso $M = 0{,}65\,\mathrm{M}_\odot$ dobimo povprečno gostoto $2{,}9 \cdot 10^8$ kg m^{-3} in polmer 10.200 km. To velikost ima bela pritlikavka ne glede na njeno temperaturo. Ob nastanku, ko zvezda z maso manjšo od 8 $\mathrm{M}_\odot$ izgubi svojo ovojnico in prvič ugledamo sredico zvezde, je ta vroča, nato pa se ohlaja vzdolž črte stalnega polmera na HR diagramu, kar se sklada z opazovanji belih pritlikavk v naši okolici (slika 7.5b). O opazovanju ohlajanja belih pritlikavk, s katerim lahko določimo tudi njihovo starost, bomo govorili v poglavju 10.3.3.

Izračunali smo, da ima bela pritlikavka velikost, ki je primerljiva z Zemljino in je enolično podana z njeno maso. Za bele pritlikavke različnih mas bi pričakovali, da so masivnejše pritlikavke tudi večje, saj je tako z večino objektov v naravi. Vendar, ko v zvezo 8.23 vstavimo $\bar{\rho} = \frac{3M}{4\pi R^3}$, ugotovimo

$$R = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \left(7{,}55 \cdot 10^{25}\,\mathrm{m}^{\frac{3}{2}}\mathrm{kg}^{\frac{1}{2}}\right)^{2/3} M^{-1/3} = 0{,}013\,\mathrm{R}_\odot \left(\frac{\mathrm{M}}{\mathrm{M}_\odot}\right)^{-\frac{1}{3}} \tag{8.24}$$

Masivnejše bele pritlikavke so torej manjše in bolj goste. Taka z maso Sonca ima polmer enak le še 8800 km, njena središčna gostota pa doseže $\rho_c = 6{,}09\bar{\rho} = 6{,}09\frac{3M}{4\pi R^3} = 4{,}22 \cdot 10^9$ kg m^{-3}. Da zagotovijo dovolj velik tlak za hidrostatično ravnovesje, se morajo elektroni po enačbi 8.13 gibati s hitrostjo $v_x \simeq p_x/m_e \simeq \frac{\hbar}{m_e}(\frac{\rho_c}{2m_p})^{1/3} = 1{,}25 \cdot 10^8$ m s^{-1}. Elektroni v središču take zvezde se morajo zares potruditi, saj se morajo gibati s $\sim 40\%$ svetlobne hitrosti. Pri belih pritlikavkah masivnejših od Sonca bi bile potrebne hitrosti še večje. V skrajnem relativističnem primeru, ko bi bila njihova hitrost skoraj enaka hitrosti svetlobe, bi enačbo za tlak (8.10) prepisali v

$$P \simeq n_e\, p_x\, c \simeq n_e\, \hbar n_e^{1/3}\, c = \hbar c\, n_e^{4/3} = \hbar c \left(\frac{\rho}{2m_p}\right)^{4/3} \tag{8.25}$$

Tudi v tem primeru je tlak odvisen le od gostote, potenca γ pa s 5/3 pada proti 4/3. Tudi v relativističnem primeru večja gostota prinese večji tlak, vendar je rast tlaka z gostoto počasnejša. Pravimo, da je snov v relativističnem primeru mehkejša od nerelativistične. To prinese drastično spremembo v enačbi 8.23, ki povezuje maso in povprečno gostoto zvezde

$$M \propto (\bar{\rho})^{(\frac{3\gamma}{2}-2)} = (\bar{\rho})^{(\frac{3(\gamma-4/3)}{2})} \tag{8.26}$$

Za γ blizu 4/3 gre potenca proti nič, torej še tako veliko povečanje povprečne gostote zvezde ne omogoča nadaljnje rasti mase. Celo če zvezda pade skupaj in se elektroni gibljejo s svetlobno hitrostjo, ne uspejo zagotoviti dovolj velikega tlaka, ki bi se upiral nadaljnjemu krčenju. Bele pritlikavke imajo zato zgornjo mejo v masi, ki je ne morejo preseči. Ta meja, ki ji pravimo tudi Chandrasekharjeva masa (angl. Chandrasekhar mass, po Subrahmanyanu Chandrasekharju), je enaka $\sim 1{,}38$ $\mathrm{M}_\odot$ (Mazzali et al., 2007). Že pri masi 1,2 $\mathrm{M}_\odot$ pa ima polmer bele pritlikavke zaradi relativističnih vplivov polovično velikost glede na nerelativistično zvezo 8.24.

Bele pritlikavke z masami blizu Chandrasekharjeve mase iz zvezd z masami do 8 $\mathrm{M}_\odot$ ne morejo nastati. Kot smo omenili zgoraj, ima tipična sredica zvezde, ki jo po izgubi ovojnice zagledamo kot mlado belo pritlikavko, maso blizu 0,65 $\mathrm{M}_\odot$. Je torej nerelativistična, hitrosti elektronov so mnogo manjše od svetlobne hitrosti, zato je to stabilen objekt, ki se sčasoma ohladi in postane težko opazljiv. Če se seveda ne dogaja kaj zanimivega in se masa bele pritlikavke veča s časom. Masa mora od nekje priti. Ena od možnosti je, da bela pritlikavka, ki v tesnem paru kroži okoli skupnega težišča še z eno zvezdo, tej krade snov. O pretakanju snovi med zvezdami bomo govorili v poglavju 9. Tu omenimo le, da se masa bele pritlikavke veča od 0,6 $\mathrm{M}_\odot$ do Chandrasekharjeve meje vsaj nekaj sto milijonov let, torej so tipični masni tokovi $\sim 10^{-8}\,\mathrm{M}_\odot$/leto $\sim 6 \cdot 10^{14}$ kg s^{-1}. Snov iz ovojnice sosednje zvezde je bogata z vodikom, zato na površju bele pritlikavke prihaja do občasnega spajanja vodika v helij, ki pa je eksplozivno, saj je snov tudi na površju bele pritlikavke pregosta za idealni plin in zato tudi tam tlak ni sorazmeren s temperaturo. Te eksplozije bele pritlikavke ne uničijo, vseeno pa je tedaj objekt precej svetlejši. Pojav imenujemo nova (angl. nova), ki je dobila ime po tem, da se na prvi pogled zdi, da je na nebu zažarela nova zvezda. Eksplozije nov se ponavljajo, pri vsaki eksploziji del snovi odnese v okolico, del pa je ostane na beli pritlikavki. Tako se masa bele pritlikavke sčasoma približa Chandrasekharjevi masi. Pri masi nad 1,07 $\mathrm{M}_\odot$ se spajanju vodika na površju pridruži še spajanje helija tik pod njim (Sugimoto & Nomoto, 1975). Ogromna večina telesa bele pritlikavke je iz ogljika in kisika, ki se ju sicer energetsko splača spajati v težje elemente, vendar za to potrebujeta bodisi zelo visoko temperaturo, zaradi katere se jedra dovolj hitro zaletavajo med seboj, bodisi izjemno visoko gostoto, ko so atomska jedra zelo blizu drug

drugemu. Slednje se zgodi, ko se masa bele pritlikavke zelo približa Chandrasekharjevi masi. Njena gostota v središču močno naraste, saj elektroni vedno težje vzdržujejo hidrostatično ravnovesje. Pri gostotah $4 \sim 10^{12}$ kg m^{-3} (Nomoto et al., 1984) se v središču začne spajanje ogljikovih jeder (Hoyle & Fowler, 1960)

$$^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{12}_{6}\mathrm{C} \rightarrow ^{20}_{10}\mathrm{Ne} + ^{4}_{2}\mathrm{He}, \tag{8.27}$$

k zagonu reakcije pa pripomore tudi višanje temperature v beli pritlikavki zaradi dotedanjega spajanja vodika in helija v plasteh nad sredico ter zaradi naglega krčenja površinskih plasti bele pritlikavke med privlakom snovi s sosede. Spajanje dveh ogljikovih jeder sprosti 4,617 MeV energije. Spajanje ogljika v središču je drugačno od spajanja vodika ali helija blizu površja, saj se postopoma pregreje in začne spajati ogljik v celotnem telesu bele pritlikavke (Arnett, 1969). Začetek reakcij je postopen, nadaljevanje pa ne. Ker spajanje poteka v pogojih, kjer tlak ni odvisen od temperature, temperatura nekontrolirano raste, zelo hitro pa se začno spajati tudi težja jedra. Središče se v času sekund preko reakcije

$$2\,^{12}_{6}\mathrm{C} + 2\,^{16}_{8}\mathrm{O} \rightarrow ^{56}_{28}\mathrm{Ni} + 44\,\mathrm{MeV} \tag{8.28}$$

spremeni v nikelj, v zunanjih delih nastane veliko elementov v okolici silicija. Pri tem se sprosti energija $\sim 1{,}8 \cdot 10^{44}$J (Nomoto et al., 1984), kar je več od gravitacijske vezavne energije $\sim -0{,}5 \cdot 10^{44}$J. Razlika je kinetična energija snovi, ki jo s hitrostjo $\sqrt{(1{,}8 - 0{,}5) \cdot 10^{44}\,\mathrm{J}\,\frac{2}{1{,}4\mathrm{M}_\odot}} \sim 10.000$ km s^{-1} odnese navzven, saj nevtrini odnesejo le majhen del sproščene energije. Belo pritlikavko spektakularno raznese in za njo ne ostane ničesar. Eksplozivno redčenje pomeni, da snov postane prosojna, torej vidimo izjemno segreto bivšo notranjost zvezde. Dogodek imenujemo supernova tipa Ia (angl. supernova type Ia, tudi SN Ia).

Med eksplozivnim spajanjem je nastalo med 0,1 in 0,9 $\mathrm{M}_\odot$ izotopa ^{56}Ni, količina pa močno korelira s hitrostjo eksplozije in s tem z izsevom ob eksploziji. Svetlejše SN Ia proizvedejo več niklja, tako je maksimalni izsev enak

$$\frac{\mathrm{L_{maks}}}{\mathrm{L}_\odot} = 5{,}2 \cdot 10^9\,\frac{\mathrm{M_{56Ni}}}{\mathrm{M}_\odot} = 2{,}12 \cdot 10^7 \cdot 10^{\Delta \mathrm{t}/\mathrm{t_o}}, \quad \mathrm{t_o} = 10\,\mathrm{dni}, \tag{8.29}$$

kjer je M_{56Ni} masa nastalega niklja (Stritzinger & Leibundgut, 2005). Ta izotop ni stabilen, ampak se s šibko interakcijo z razpolovnim časom 6,1 dni spremeni v ^{56}Co, ta pa s časom 77,3 dni v ^{56}Fe. Več niklja pomeni torej več sproščanja energije v dneh in tednih po eksploziji, torej počasnejše temnenje supernove. Zadnji enačaj povezuje maksimalni bolometrični izsev supernove s časom Δt, ki mine med trenutkoma, ko ima supernova polovico maksimalnega izseva pred in po največjem siju (Mazzali et al., 2007). Običajno je ta čas med 14 in 24 dnevi.

Supernove tipa Ia so pomembne zaradi treh razlogov. Kot prvo je to konec bele pritlikavke, ki je iz okolice dobila dovolj snovi, da je dosegla Chandrasekharjevo maso. Običajno je to snov iz sosednje zvezde, možno pa je tudi zlitje belih pritlikavk v tesni dvojnici. Kot drugo ta eksplozija za seboj ne pusti ničesar, snov, ki je skoraj v celoti železo, pa obogati okolni medzvezdni prostor in tako prispeva k večji zastopanosti železa v zvezdah, ki v prihodnje nastajajo iz te snovi. Kot tretje pa so te eksplozije supernov tipa Ia med seboj zelo podobne. Njihova masa je zelo blizu Chandrasekharjeve meje, večinoma so pred eksplozijo iz ogljika in kisika. Te supernove se razlikujejo le po hitrosti eksplozije in s tem po količini nastalega niklja. Več niklja pomeni svetlejšo eksplozijo in tudi počasnejše temnenje po eksploziji. To je pomembno, saj temnenje supernove lahko opazujemo in na ta način ugotovimo, kakšen je bil največji izsev opazovane supernove ob eksploziji. Torej nam supernova tipa Ia lahko služi kot standardni svetilnik (angl. standard candle): za tako eksplozijo vemo, kako svetla je, in ko to primerjamo z njenim navideznim sijem, lahko ugotovimo razdaljo do supernove. Izmerjeni izsevi od preproste zveze 8.29 odstopajo le za $\pm 15\%$, torej lahko razdaljo določimo na $\sim 8\%$ natančno. Naloga določanja razdalje je v osnovi enaka, kot če opazujemo svetilko pred oddaljeno kočo na hribu: če vemo moč žarnice, lahko iz tega, kako svetla je videti, ugotovimo razdaljo do hriba. Ker so supernove zelo svetli dogodki, se jih vidi zelo daleč in so tako supernove tipa Ia primarni standardni svetilniki, s katerimi umerjamo hitrost širjenja vesolja.

8.5 Nevtronske zvezde, črne luknje in supernove tipa II

Sredice zvezd z masami nad 8 $\mathrm{M}_\odot$ ne končajo kot bele pritlikavke. Kot smo razložili na strani 278, so njihove mase blizu Chandrasekharjevi masi, torej elektroni ne morejo doseči dovolj hitrega

spreminjanja tlaka z globino, da bi bila zvezda stabilna. Ob tem elektronov tudi zmanjkuje, saj jih stiska v atomska jedra, kjer se s protoni združujejo v nevtrone. Pride do hipnega kolapsa sredice, ki je posledica neravnovesja sil. Zaradi velike gostote $\sim 10^{12}$ kg m^{-3} se to zgodi hitreje kot v sekundi (enačba 4.42).

Pred katastrofo kolapsirajočo sredico lahko rešijo nevtroni, ki jih je veliko, saj so se tistim, ki so bili že prej prisotni v atomskih jedrih, pridružili še novonastali z združevanjem protonov in elektronov. K sreči tudi nevtroni, tako kot se je v beli pritlikavki dogajalo elektronom, ubogajo Heisenbergovo načelo nedoločenosti (enačba 8.12) in je torej $\Delta p_x \Delta x \simeq \frac{\hbar}{2}$. So pa nevtroni 2000-krat masivnejši od elektronov. Za enako gibalno količino se torej gibljejo bistveno počasneje in tako lahko zagotovijo stabilno konfiguracijo z relativno počasnim gibanjem tudi tedaj, ko bi se morali elektroni gibati že skoraj s svetlobno hitrostjo. Sami razmisleki o tlaku ter njegovi odvisnosti od gostote in neodvisnosti od temperature ostajajo enaki, kot smo jih naredili za bele pritlikavke. Zamenjamo le delce: namesto o elektronih, govorimo o nevtronih, zato objekt namesto bela pritlikavka imenujemo nevtronska zvezda (angl. neutron star).

Enačba za tlak $P = 1{,}914\,\frac{\hbar^2}{m_n}\left(\frac{\rho}{m_n}\right)^{5/3} = K\,\rho^{5/3}$ je podobna 8.15, drugačna je le vrednost konstante $K = 5380\,\mathrm{m^4\,s^{-2}\,kg^{-2/3}}$. Ustrezno prepišemo tudi povezavo 8.23 med maso in povprečno gostoto $M = 5{,}40 \cdot 10^{21}\,\mathrm{m^{\frac{3}{2}}\,kg^{\frac{1}{2}}}\,(\bar{\rho})^{1/2}$, kar nam po zgledu enačbe 8.24 da zvezo med polmerom in maso nevtronske zvezde

$$R = 13{,}6\,\mathrm{km}\left(\frac{M}{1{,}4\,\mathrm{M_\odot}}\right)^{-\frac{1}{3}} \tag{8.30}$$

Rezultat ni povsem točen, saj smo pri zapisu zanemarili vplive splošne teorije relativnosti. Kot bomo zapisali spodaj, je polmer nevtronske zvezde le nekajkrat večji od velikosti črne luknje z enako maso. Torej je treba upoštevati relativnost, pa tudi vplive elektromagnetnih polj in hitrega vrtenja. Tako je struktura nevtronskih zvezd še vedno predmet aktivnega raziskovanja. Točnejši račun bi dal polmer ~ 11 km (Steiner et al., 2010). Taka velikost govori o izjemni gostoti, ki ima povprečno vrednost $\bar{\rho} = \frac{3 \cdot 1{,}4\,\mathrm{M_\odot}}{4\pi(11km)^3} = 5 \cdot 10^{17}$ kg m^{-3}. To je primerljivo z gostoto snovi v nevtronih, ki je enaka približno $\frac{3 \cdot m_n}{4\pi(0{,}8\,\mathrm{fm})^3} = 8 \cdot 10^{17}$ kg m^{-3}. Notranjost nevtronske zvezde si torej lahko predstavljamo kot ogromno gručo nevtronov, ki se med seboj dotikajo. Kubični centimeter, to je prostornina kocke sladkorja, iz snovi nevtronske zvezde bi imel maso $5 \cdot 10^{11}\,\mathrm{kg} \simeq 8 \cdot 10^9 \cdot 60$ kg, torej približno toliko, kot vse človeštvo. Fiziki ob tem seveda pripomnemo, da je to dokaz, da človeštvo sestavlja predvsem prazen prostor.

Od površja v notranjost nevtronske zvezde se gostota počasi veča, pri tem pa imamo opravka z neobičajnimi stanji snovi. Kot ilustracijo navedimo nekaj stavkov iz odličnega preglednega članka v reviji Science (Lattimer & Prakash, 2004): "Pri gostoti, ki dosega desetino gostote v atomskih jedrih, pride do zveznega prehoda v dimenzionalnosti snovi od tro-dimenzionalnih jeder (mesne kroglice) v dvo-dimenzionalna valjasta jedra (špageti), v eno-dimenzionalne plasti jeder z ravninskimi vrzelmi (lazanja), v dvo-dimenzionalne vrzeli (peresniki), tro-dimenzionalne vrzeli (ravioli ozirima švicarski sir), na koncu pa prehod v enovito jedrsko snov (omaka). To serijo prehodov imenujejo tudi jedrska pašta (angl. nuclear pasta)." Ker doslej nihče od italijanskih kolegov ni bil navdušen nad avtorjevo pašto, se bomo podrobnejši obravnavi jedrske pašte tu izognili in jo prepustili kakemu *chef cuisinier de la théorie nucleaire*.

Mase novonastalih nevtronskih zvezd so enake $1{,}24 \pm 0{,}28$ M$_\odot$, starejše nevtronske zvezde, ki se jim masa poveča s privlakom snovi v tesnih sistemih dvojnih zvezd, pa imajo mase $1{,}48 \pm 0{,}2$ M$_\odot$ (Özel et al., 2012). Doslej najmasivnejša odkrita nevtronska zvezda ima maso $2{,}14 \pm 0{,}1$ M$_\odot$ (Cromartie et al., 2020). Masivnejše nevtronske zvezde imajo podobno težavo kot masivne bele pritlikavke, ko je snov premehka, da bi lahko zagotovila hidrostatično ravnovesje. Ker tlak v taki zvezdi raste z gostoto, se z večanjem mase nevtronske zvezde in s tem tudi njene gostote, veča tudi zvočna hitrost v taki zvezdi (enačba 4.107). Hitrost zvoka je obenem tudi največja hitrost, s katero se prenašajo informacije v neprozorni zvezdi. Rhoades & Ruffini (1974) sta pokazala, da bi pri nevtronskih zvezdah z maso $\geq 3{,}2$ M$_\odot$ zvočna hitrost presegla svetlobno hitrost, kar bi kršilo načelo kavzalnosti (vzrok mora biti pred posledico). Ta masa tako predstavlja trdno zgornjo mejo za maso nevtronskih zvezd. Pri bolj masivnih objektih nič ne ustavi nadaljnjega kolapsa in zvezda se naglo skrči na tako majhno velikost, da z nje ne morejo pobegniti niti fotoni. Nastane črna luknja (angl. black hole).

O črni luknji in stanju snovi v njej ne moremo dosti vedeti, saj nam informacij ne more prinašati

niti svetloba. Lahko ugotovimo le maso, s katero črna luknja privlači objekte v svoji okolici, denimo druge zvezde. Daleč proč od črne luknje lahko govorimo o gravitacijski sili, ki je povsem enaka, kot če bi imeli opravka z drugačnim telesom enake mase. Bližje je vpliv mase bolje opisati z ukrivljanjem prostora, ki ga masivni objekt povzroči v svoji okolici. Lastnosti okolnega prostora so nekoliko odvisne še od vrtilne količine črne luknje. Torej lahko vemo, ali se črna luknja vrti ali ne. Končno bi lahko ugotovili tudi električni naboj črne luknje. Vendar ta količina navadno ni zanimiva, saj je snov v vesolju nevtralna in so pozitivni in negativni naboji zaradi izredno močne elektrostatske sile dobro premešani med seboj. Torej v praksi ostanemo le pri masi in včasih vrtilni količini. Črne luknje so torej relativno preprosti objekti, ki jih v popolnosti popišemo z majhnim številom podrobnosti oziroma parametrov. V angleščini temu sočno (vendar tudi uradno) rečejo no-hair theorem, torej je po naše črna luknja brez dlak.

Velikost nevrteče črne luknje je enaka Schwarzschildovemu polmeru

$$R_{Sch} = \frac{2GM}{c^2} = 3{,}0\,\mathrm{km}\,\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}, \tag{8.31}$$

imenovanem po Karlu Schwarzshildu, ki je leta 1916 objavil rešitev Einsteinovih enačb za gravitacijsko polje sferno simetrične mase (Schwarzschild, 1916)[97]. Izpeljavi v okviru splošne teorije relativnosti Alberta Einsteina se bomo tu izognili. Kot pomoč spominu pa ugotovimo, da je ubežna hitrost kamna na razdalji R od mase M enaka $\sqrt{\frac{2GM}{R}}$ ter bi ta hitrost pri zgoraj navedenem Schwarzschildovemu polmeru dosegla ravno svetlobno hitrost c. Seveda navedeno ni nikakršna izpeljava, saj enačba za ubežno hitrost ne velja za hitrosti blizu svetlobni, obenem pa svetloba niso kamni. Vendar si tako enačbo 8.31 lažje prikličemo v spomin, kot če bi se je morali naučiti na pamet. Scharzschildov radij si lahko predstavljamo kot mejo območja, iz katerega nam kot oddaljenim opazovalcem ne morejo prinesti informacij niti fotoni. To mejo imenujemo dogodkovni horizont (angl. event horizon), saj o območju znotraj lahko ugotovimo le skupno maso, vrtilno količino, naboj in prav ničesar drugega. Za hitro vrtečo se črno luknjo bi bil polmer dogodkovnega horizonta do polovico manjši od Schwarzschildove vrednosti.

Kot smo omenili, o stanju snovi v črni luknji ne vemo kaj dosti. Enačbe splošne teorije relativnosti ekstrapolirane v to območje sicer govorijo o singularnosti in neskončni gostoti v središču. Vendar je vprašanje, ali so te enačbe v teh pogojih pravilne, saj nimamo niti najmanjše možnosti, da bi njihovo pravilnost sedaj ali v prihodnosti eksperimentalno preverili. Na zaskrbljeno vprašanje, kaj se zgodi v osrednji singularnosti, tako navadno odgovorim, da po mojem videnju te singularnosti ni, ampak tam udeleženci v prijetni senci restavracije na koncu vesolja pijejo jabolčni sok. Priznam, da tak odgovor krši osnovno načelo okamove britve, ki nas zavezuje razložiti naravo z najmanjšim številom dodatnih predpostavk, vendar je zaradi nezmožnosti vsaj načelne eksperimentalne preverbe ta razprava itak zunaj meja znanosti. Mi pa tak odgovor daje notranji mir in me zato v spanju ne tlači mora singularnosti in neskončnih gostot.

Schwarzschildov polmer je pri enaki masi nekajkrat manjši od velikosti nevtronske zvezde. Za maso Zemlje pade na vsega 9 mm, torej na velikost frnikole (ki pa bi vam seveda padla skozi žep, če bi jo vtaknili vanj). Kot bomo razložili kasneje, ne verjamemo, da obstajajo črne luknje z masami enakimi ali manjšimi od mas nevtronskih zvezd. V naslednjem poglavju pa bomo nanizali močne razloge za obstoj črnih lukenj z masami večjimi od 3 $\mathrm{M}_\odot$, nekatere v središčih aktivnih galaksij imajo celo mase več milijard sonc. Ker za črne luknje lahko govorimo o njihovi velikosti in masi, lahko ti dve količini združimo tudi v povprečno gostoto, ki jo zapišemo kot $\bar{\rho} = \frac{M}{4\pi R_{Sch}^3/3} = \frac{3\,c^6}{32\pi G^3 M^2}$. Za črne luknje zvezdnih mas je povprečna gostota seveda velika, kot smo pričakovali. Za masivnejše črne luknje pa polmer raste sorazmerno z maso in zato povprečna gostota pada. Pri masi 3,8 milijard sonc pade na gostoto zraka v prostoru, kjer berete ta tekst. Schwarzschildov polmer take črne luknje bi bil $1{,}1 \cdot 10^{11}\,\mathrm{m} \sim 75$ a.e.. Bi ob srečanju s tako gigantsko črno luknjo sploh opazili, da vstopate skozi podatkovni horizont, iz katerega ni vrnitve? Izkaže se, da ja in da tak primer poznamo na primer v središču galaksije M 87. O tem govorimo v poglavju 14.

Doslej smo govorili o usodi sredice zvezde z maso nad 8 $\mathrm{M}_\odot$, ki konča kot nevtronska zvezda ali črna luknja. Meja med obema izidoma ni čisto jasna, zdi pa se, da zvezde nad 20 $\mathrm{M}_\odot$ končajo kot črne luknje, manj masivne pa kot nevtronske zvezde (Sukhbold et al., 2016). Nastanek ene ali druge je precej bolj dramatičen kot pri sredici manj masivnih zvezd, kjer se ovojnica le razmakne v planetarni meglici in uzremo mlado belo pritlikavko, ki je bivša sredica take zvezde. V primeru

[97] Angleški prevod je dostopen na https://arxiv.org/pdf/physics/9905030.pdf.

masivne zvezde se sredica sesede v nevtronsko zvezdo ali črno luknjo, ki sta mnogo manjši od velikosti sredice zvezde pred tem. Ob nastanku kompaktnega objekta sredica kolapsira, pri tem pa se sprosti ogromno gravitacijske energije. To lahko ocenimo[98] na $\Delta W_g = -\frac{6}{7}\frac{GM_{NZ}^2}{R_{NZ}}$, kjer sta $M_{NZ} = 1{,}4\,\mathrm{M}_\odot$ masa, R_{NZ} pa po enačbi 8.30 dobljeni polmer nevtronske zvezde. Rezultat $\Delta W_g = -4{,}6 \cdot 10^{46}$ J je impresiven in neposredna posledica dejstva, da je nastala nevtronska zvezda res majhna. To energijo iz središčnih predelov skoraj v celoti odnesejo nevtrini, ki med kolapsom nastajajo ob združevanju protonov in elektronov v nevtrone. Ti nevtrini večinoma brez težav letijo skozi ovojnico zvezde in se izgubijo v vesolju. Zato je masa nevtronske zvezde nekoliko manjša od mase barionov prvotne zvezdne sredice. Razlike je za $\sim$ 0,15 $\mathrm{M}_\odot$, torej ima sredica zvezde $\sim$ 1,53 $\mathrm{M}_\odot$, nastala nevtronska zvezda pa ima gravitacijsko maso $\sim$ 1,38 $\mathrm{M}_\odot$ (Sukhbold et al., 2016).

Nastanek središčnega kompaktnega objekta poteka v več korakih. Najprej iz sredice nastane proto-nevtronska zvezda s trdo površino, kar ustavi nadaljnji kolaps okolne ovojnice. Nadaljevanje je odvisno od mase zvezde (Belczynski et al., 2012). Za zvezde, ki so imele na glavni veji maso do 20 $\mathrm{M}_\odot$, v središču preostane nevtronska zvezda, del nastalih nevtrinov pa se absorbira v ovojnici tik nad nevtronsko zvezdo. Modeli (Varma et al., 2023) pokažejo, da se približno 0,2% njihove energije ($\simeq 10^{44}$ J) s sipanjem odloži v spodnjih in najbolj gostih plasteh ovojnice zvezde. Zanimivo nam fizikalno modeliranje postavlja jasno zgornjo mejo za energijo, ki prihaja iz sipanja nevtrinov, na $\lesssim 4 \cdot 10^{44}$ J (Sukhbold et al., 2016). Torej bi za morebitne bolj energetične objekte lahko rekli, da je njihov energijski mehanizem drugačen. Ta energija pomeni, da ovojnica od spodaj dobi močan sunek zaradi absorpcije nevtrinov in posledičnega divjega gretja snovi, ki sproži močno konvekcijo in okolno ovojnico porine navzven. Če je masa relativno šibko vezane ovojnice enaka 14 $\mathrm{M}_\odot$, lahko z enačbo za kinetično energijo ocenimo hitrost širjenja ovojnice: $v \simeq \sqrt{\frac{2}{14 \cdot 2 \cdot 10^{30}\,\mathrm{kg}} \cdot 10^{44}\,\mathrm{J}} = 2700\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Gigantski udarni val s to hitrostjo preleti polmer ovojnice ($\simeq 500\ \mathrm{R}_\odot$, kot razberemo za točko A za zvezdo z maso 15 $\mathrm{M}_\odot$ na sliki 8.5) v kakem dnevu. Od tedaj lahko spektakularno eksplozijo ovojnice spremljamo tudi v vidni svetlobi. To je supernova tipa II (angl. supernova type II, tudi SN II), ki jo z rimsko dvojko ločimo od jedrskih eksplozij belih pritlikavk, ki imajo tip I. V obeh primerih govorimo o svetli eksploziji, supernovi, vendar je njen energijski vir različen. Pri supernovah tipa I je to jedrska energija eksplozivnega spajanja lažjih elementov v težje, pri tipu II pa je vir energije gravitacijsko sesedanje sredice zvezde.

Ko udarni val doseže površje, se zvezdna površina segreje in razširi, zato zvezda naglo postaja vse svetlejša. Širjenje prinese tudi adiabatsko ohlajanje, torej zvezda po maksimumu začne temneti. Vodik je še vedno ioniziran, dokler se približno 20 dni po eksploziji (Kasen & Woosley, 2009) zunanja plast razširjajoče ovojnice ne ohladi pod $\sim$ 6000 K, kar pomeni, da se ionizirani vodik rekombinira v nevtralne atome. To bistveno zmanjša število prostih elektronov in s tem sipanje svetlobe na njih (enačba 4.57), zato zunanje plasti ovojnice postanejo prozorne. V naslednjih ~ 3 mesecih (Kasen & Woosley, 2009) počasi vidimo vedno globlje v ovojnico. Širjenje ovojnice in naš vedno globlji pogled pomenita, da stoji rob neprozornosti približno na miru in pri približno enaki temperaturi. Torej se padanje sija zvezde ustavi, zato se absolutna V magnituda take supernove, ki jo uvrščamo v tip II P, s časom ne spreminja. Plato se konča približno 3 mesece po eksploziji, ko meja med nevtralnim in ioniziranim vodikom in s tem rob neprozornosti doseže notranji rob ovojnice zvezde. Če je med eksplozijo v ovojnici nastala znatna količina ^{56}Ni na podoben način, kot smo to omenili pri SN Ia, lahko razpad niklja v kobalt in na koncu v železo upočasni nadaljnje temnenje supernove. Končno sledi naglo temnenje preostalih ohlajenih, razredčenih in zato prozornih prostankov ovojnice. Snov ovojnice se še vedno širi in s tem prispeva k okolnemu medzvezdnemu prostoru, trki raširjajočih se mehurjev preteklih supernov pa lahko sprožijo nastanek novih zvezd, kot smo omenili v poglavju 8.1. Pri supernovah tipa IIL platoja ne opazimo, ampak njihov izsev od maksimuma monotono pada. Take supernove so konec zvezd, ki so že v fazi orjakinje izgubile skoraj vso ovojnico. Zato pri njih ne moremo opazovati, kako se meja ionizacije vodika pomika vedno globlje v zvezdo.

Če ima zvezda na glavni veji maso med 20 $\mathrm{M}_\odot$ in 40 $\mathrm{M}_\odot$, v središču ne nastane nevtronska zvezda. Goste notranje plasti ovojnice, ki je močno obogatena s kisikom in ogljikom kot produkti preteklih jedrskih spajanj, preprečijo eksplozijo ovojnice (Belczynski et al., 2012) in celotna masa zvezde pred eksplozijo (ki ji po izgubi snovi z zvezdnimi vetrovi v fazi nadorjakinje ostane še 5 do 10 $\mathrm{M}_\odot$) kolapsira v črno luknjo. Možna alternativa bi bila konvektivna nestabilnost v plasti nad

[98] https://www.astro.princeton.edu/~gk/A403/polytrop.pdf.

proto-nevtronsko zvezdo, ki bi lahko povzročila šibko eksplozijo supernove in kolaps sredice v črno luknjo z maso med 3 in 5 $M_\odot$. Ker črnih lukenj v tem razponu mas manjka, je ta mehanizem verjetno manj pomemben (Belczynski et al., 2012). Zvezde, ki imajo na glavni veji maso večjo od 40 $M_\odot$, v času po glavni veji snov izgubljajo z močnim zvezdnim vetrom, tako da je njihova preostala masa le med 5 in 15 $M_\odot$. Taka zvezda ne eksplodira kot supernova, ampak se v celoti sesuje v črno luknjo (Belczynski et al., 2012).

Lahko povzamemo, da v supernovah tipa II nastanejo bodisi nevtronske zvezde, bodisi črne luknje z masami 5 do 10 $M_\odot$. Del črnih lukenj z masami med 5 in 15 $M_\odot$ pa nastane brez eksplozije supernove. Še bolj masivne črne luknje lahko nastanejo iz kovinsko revnih zvezd (Belczynski et al., 2012). Primanjkljaj kompaktnih objektov z masami med 2 ali 3 $M_\odot$ in 5 $M_\odot$ imenujemo masna vrzel črnih lukenj (angl. black hole mass gap).

Supernove tipa II niso standardni svetilniki, tako kot je to veljalo za supernove tipa Ia. Razlog je zelo različna masa teh zvezd. Kljub različni količini snovi pa lahko za supernove tipa IIP opredelimo absolutni sij ovojnice. V obdobju platoja, to je 50 dni po eksploziji, je absolutna V magnituda supernove tipa IIP enaka

$$V_{abs} = -18{,}49 + 13{,}4\, e^{-\mathrm{RV}/\mathrm{RV_o}}, \tag{8.32}$$

kjer je takratna RV radialna hitrost ovojnice, ki jo spektroskopsko izmerimo preko Dopplerjevega premika spektralnih črt, konstanta pa je $\mathrm{RV_o} = 2060$ km s^{-1}. Zvezo smo dobili s primerjavo z opazovanji 23 supernov tipa IIP v obdobju 50 dni po izbruhu (Hamuy, 2003), ki so imele radialne hitrosti med 3300 in 8000 km s^{-1}, sklada pa se tudi s teoretičnimi modeli takih supernov (Kasen & Woosley, 2009). Enačba pove, da so supernove, ki se hitreje širijo, tudi svetlejše. Dobljena absolutna V magnituda ima v primerjavi z izmerjeno standardno odstopanje 0,39 magnitude, zveza pa vsaj za supernove s [Fe/H] > -1 ne kaže vplivov kemične sestave ovojnice. Rezultat načelno omogoča določitev razdalj supernov tipa IIP na 20%, vendar velja biti previden, saj je opazovalni vzorec majhen, zaradi eksperimentalne narave zveze pa se lahko zgodi, da je absolutni sij odvisen še od drugih vplivov, ki jih nismo upoštevali. V vsakem primeru je razsutost vsaj dvakrat večja kot pri supernovah tipa Ia, ki tako ostajajo primarni standardni svetilniki v vesolju.

Supernove tipa II so mesto nastanka večine elementov težjih ogljika v vesolju. Sukhbold et al. (2016) so pokazali, da so pri nukleosintezi najpomembnejše supernove iz zvezd, ki so imele na glavni veji maso med 12 in 30 $M_\odot$. Te obogatijo okoli medzvezdni prostor z relativnimi zastopanostmi elementov do železove skupine, ki so podobni Sončevim zastopanostim (slika 4.7). V skupini elementov okoli železa je njihov prispevek manjši, saj so pomemben vir teh elementov tudi supernove tipa Ia. Da dobimo pravilno razmerje med zastopanostjo kisika in železa v Soncu, mora v vesolju na vsako peto ali šesto supernovo tipa IIP eksplodirati ena supernova tipa Ia (Sukhbold et al., 2016).

9 Dvojne zvezde

Večina zvezd v vesolju ni samih, ampak so članice dvojnih ali večkratnih sistemov (Söderhjelm, 2005). Tu se bomo omejili predvsem na dvojne zvezde, trojnice in večkratne zvezde pa le na kratko omenili. Čeprav zna biti slednjih veliko, jih je težko odkriti in zato o njih tudi manj vemo. Pri dvojnih zvezdah je pomembna predvsem razdalja med zvezdama v primerjavi z njuno velikostjo. Kadar je to razmerje veliko, govorimo o ločenih sistemih, kjer se zvezdi razvijata tako, kot če bi bila vsaka od njiju samostojna. Relativna bližina zvezd v paru lahko vzpodbudi pretakanje mase med njima ali ju celo uklene v skupno ovojnico. O takih polločenih in kontaktnih sistemih bomo govorili v drugem delu tega poglavja. Motivacija bo izgled takega dvojnega sistema, kjer so poleg obeh zvezd izvori svetlobe lahko še kje. Ob tem je razvoj zvezd v paru včasih precej drugačen od razvoja samostojnih zvezd. Tudi v ločenih sistemih pa nam dvojnost vsaj načelno omogoča meritev dveh pomembnih količin, ki sta odločilni za določitev razvojne poti zvezde in njenega razvojnega stadija. To sta masa in velikost zvezde. O teh parametrih smo govorili v prejšnih dveh poglavjih, vendar smo količine le naračunali iz modelov. V srečnih primerih opazovanja dvojnih zvezd pa jih lahko določimo neodvisno in mnogo bolj natančno. Torej so dvojne zvezde odločilne kot možnost preverjanja naše slike o lastnostih in razvoju zvezd.

Zvezdi v dvojnem sistemu sta gravitacijsko vezani, torej se gibljeta okoli skupnega težišča po elipsi ali krogu. V ločenem dvojnem sistemu je razdalja med zvezdama tako velika, da ena na drugo delujeta, kot da bi imela vsaka celotno maso zbrano v svojem središču. Torej lahko uporabimo, kar smo se v poglavju 5 naučili o gibanju dveh teles. Enačbe eliptičnega relativnega gibanja druge zvezde glede na prvo z zakonom o gibanju težišča (5.6) pretvorimo v manjši elipsi prve in druge zvezde okoli skupnega težišča. Veliko polos relativnega tira zapišemo kot vsoto velikih polosi prve in druge zvezde okoli skupnega težišča: $a = a_1 + a_2$, kjer je po zakonu o gibanju težišča $a_1 = a\frac{M_2}{M_1+M_2}$ in $a_2 = a\frac{M_1}{M_1+M_2}$. Če z a označimo veliko polos elipse relativnega gibanja in s P obhodni čas, nam tretji Keplerjev zakon (5.28, $\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(M_1+M_2)}{4\pi^2}$) povezuje ti dve količini in vsoto mas obeh zvezd. Za opredelitev oblike elipse nam manjka še njena sploščenost (ϵ), za umestitev tirnice v prostor pa zasuk elipse (ω), dolžina dvižnega vozla (Ω) in naklon (i) glede na referenčno ravnino, ki je pri dvojnih zvezdah navadno ravnina neba. Torej je za zvezdi, katerih razdalja do Zemlje se med gibanjem okoli skupnega težišča ne spreminja, $i = 0$, če pa je Zemlja v ravnini gibanja obeh zvezd, je $i = 90^o$. Končno moramo definirati še trenutek periastrona (t_o), ko sta si zvezdi v projekciji tira na ravnino neba najbližje. Našteli smo elemente tira, o katerih smo govorili že pri problemu dveh teles (tabela 5.1). Elemente a_1, a_2 in P tu obravnavamo ločeno, saj masi obeh zvezd nista vnaprej znani in ju želimo šele ugotoviti, medtem ko je bila masa teles pri gibanju v Osončju v poglavju 5 jasna. Masi zvezd, orbitalna perioda in sploščenost tira ϵ so fizikalno pomembni, medtem ko vrednosti kotov i, Ω in ω povedo le, v kateri smeri je Zemlja, torej so za lastnosti dvojnega sistema nepomembni. Kot bomo videli kasneje, vseh treh kotov z nekaterimi metodami analize niti ne moremo izmeriti. Kadar pa so merljivi, pa se izkaže, da je njihova porazdelitev skladna z naključnimi orientacijami tirnic v prostoru. Zvezdam je pač vseeno, kje so tisti zemeljski astronomi in ali jih gledajo ali ne. Vesolje nam tudi na ta način kaže, da smo le njegov nepomemben del.

Enojna zvezda se v prostoru giblje premo, pri opazovanju z Zemlje pa je treba dodati še elipso zaradi gibanja Zemlje okoli Sonca (enačbe 3.35 – 3.37). V primeru dvojne zvezde se tako giblje težišče dvojnega sistema. To gibanje v celoti opišemo s 6 parametri: dvema komponentama smeri proti objektu, dvema parametroma lastnega gibanja, radialno hitrostjo in trigonometrično paralakso. Pri vseh seveda navedemo vrednosti ob določenem časovnem trenutku oziroma epohi. Ker se gibanje Zemlje okoli Sonca odraža v elipsi, ki ima sploščenost določeno z ekliptično širino objekta,

smer velike polosi pa je vzdolž smeri konstantne ekliptične širine, je edini prosti parameter povezan s paralaktičnim gibanjem oddaljenost oziroma vrednost trigonometrične paralakse (enačba 3.32). Ob poznavanju oddaljenosti nam lastno gibanje pove dve komponenti vektorja hitrosti objekta, tretja pa je njegova radialna hitrost. Vseh 6 parametrov torej opisuje vektorja položaja in hitrosti težišča v prostoru.

Zvezdi v dvojnem sistemu nista v težišču, ampak se okoli njega gibljeta po eliptičnih tirih. Če uvedemo kartezični koordinatni sistem z izhodiščem v težišču dvojnice in z osjo X v smeri naraščajoče deklinacije (to je proti severu), Y v smeri naraščajoče rektascenzije (torej proti vzhodu) in Z v radialni smeri (proč od nas), položaja središč obeh zvezd glede na težišče dvojnega sistema zapišemo kot

$$\begin{aligned}
\vec{r}_1 = \frac{M_2}{M_1+M_2}\frac{a(1-\epsilon^2)}{1+\epsilon\cos\vartheta}(\quad & \cos(\omega+\vartheta)\cos\Omega - \sin(\omega+\vartheta)\cos i\sin\Omega, \\
& \cos(\omega+\vartheta)\sin\Omega + \sin(\omega+\vartheta)\cos i\cos\Omega, \\
& \sin(\omega+\vartheta)\sin i \quad) \\
\vec{r}_2 = -\frac{M_1}{M_1+M_2}\frac{a(1-\epsilon^2)}{1+\epsilon\cos\vartheta}(\quad & \cos(\omega+\vartheta)\cos\Omega - \sin(\omega+\vartheta)\cos i\sin\Omega, \\
& \cos(\omega+\vartheta)\sin\Omega + \sin(\omega+\vartheta)\cos i\cos\Omega, \\
& \sin(\omega+\vartheta)\sin i \quad) \qquad (9.1)
\end{aligned}$$

Uporabili smo rešitev problema dveh teles (enačbi 5.6 in 5.19), ki je določena z masama obeh zvezd M_1 in M_2 velikostjo velike polosi medsebojnega gibanja a in sploščenostjo tira ϵ. Tirnico smo umestili s prostor s kotom dvižnega vozla Ω, argumentom periastrona ω in zasukom ϑ od periastrona do trenutne lege zvezde. Ti koti so definirani na sliki 9.1. Če želimo položaj na tiru v odvisnosti od časa, moramo zasuk ϑ z enačbami 5.31 in 5.32 povezati s časom in trenutkom periastrona t_P. Trenutek periastrona pomeni, da sta si zvezdi na tiru tedaj fizično najbližje. Vendar za eliptični tir ni nujno, da sta si tedaj najbližje tudi v projekciji njunih tirov na ravnino neba. Kot opazovalci tako kot referenčni trenutek raje izberemo trenutek t_o, ko je kotna razdalja med zvezdama najmanjša, obenem pa je zvezda 1 dlje od nas kot zvezda 2. Torej je najmanjša tudi vsota kvadratov X in Y koordinat posamezne zvezde. Tak izbor je smiselen, saj je to trenutek, ko bo zvezda 1 ob primernem naklonu tira vsaj delno prekrita z zvezdo 2 in bomo opazovali sredino mrka zvezde 1.

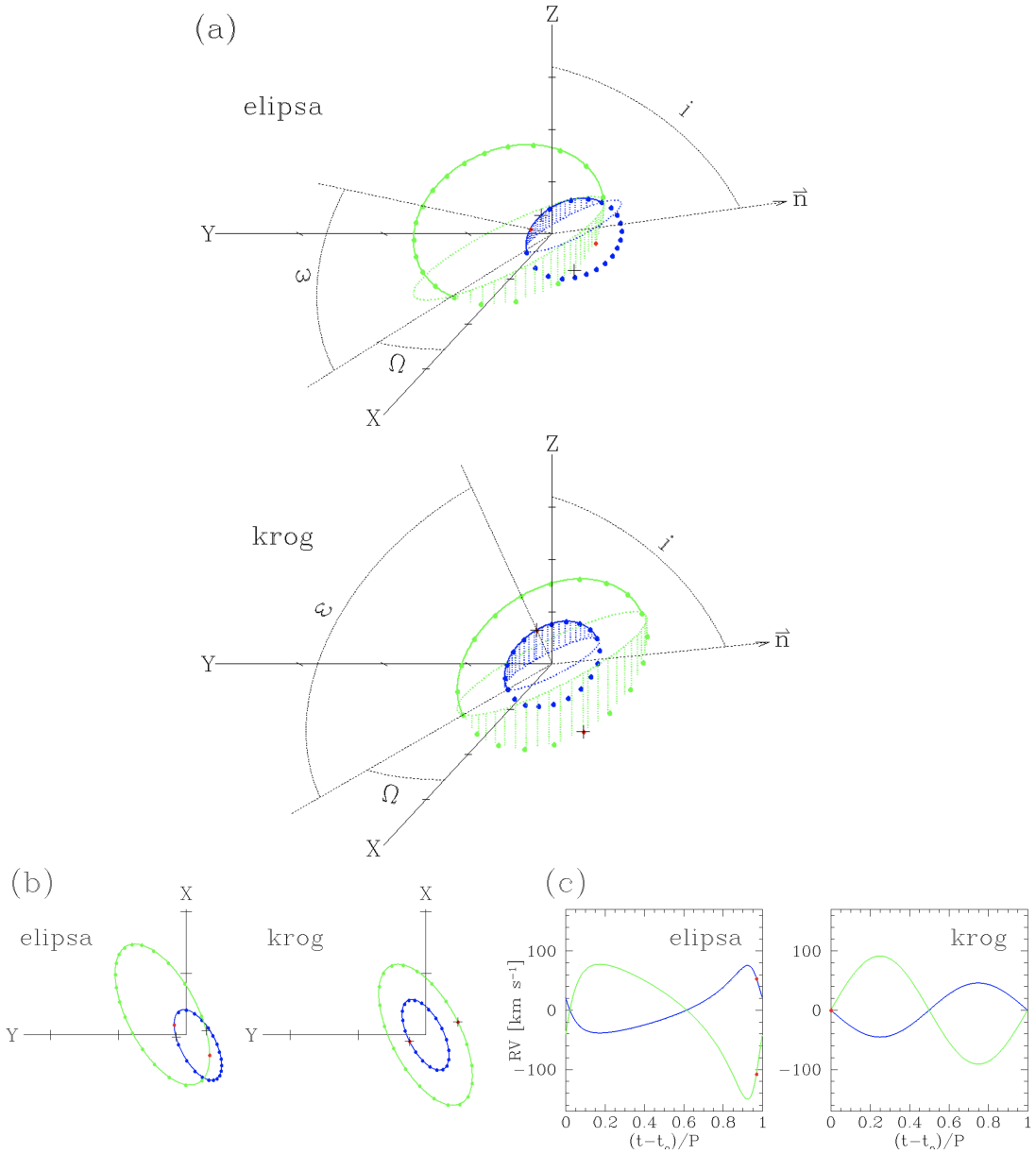
V posebnem primeru, ko je $\epsilon = 0$, so tiri krožni in so razdalje med zvezdama ter vsake od zvezd do skupnega težišča konstantne in enake vrednostim a, a_1 in a_2. Kot bomo videli, tak primer ni le preprost za reševanje, ampak so taki tudi dejanski tiri velikega dela dvojnih zvezd. Torej bomo ob komentarju gibanja po eliptičnih tirih pogosto sklepe ilustrirali s preprostejšim računom za krožni tir. Upoštevanje možnosti eliptičnih tirov namreč ne prinese nič fizikalno novega. Enačbe so nekoliko bolj zapletene, vendar je problem le tehnične narave: kadarkoli je mogoče odkriti in pomeriti dvojnico z zvezdama na krožnem tiru, bi z nekaj več napora lahko rešili tudi enačbe za eliptični tir. Bralcu, ki ga zanima podrobna obravnava posameznih metod za eliptične tire, priporočam študij knjige Prša (2018) ali ogled enačb v dodatku B v članku Gaia Collaboration et al. (2022a).

Za krožni tir se enačba 9.1 s privzetkom $\omega = 90^o$ poenostavi v

$$\begin{aligned}
\vec{r}_1 &= r_1(-\sin\vartheta\cos\Omega - \cos\vartheta\cos i\sin\Omega, -\sin\vartheta\sin\Omega + \cos\vartheta\cos i\cos\Omega, \cos\vartheta\sin i) \\
\vec{r}_2 &= -r_2(-\sin\vartheta\cos\Omega - \cos\vartheta\cos i\sin\Omega, -\sin\vartheta\sin\Omega + \cos\vartheta\cos i\cos\Omega, \cos\vartheta\sin i) \\
\vartheta &= 2\pi\phi = 2\pi\frac{t-t_o}{P}; \quad r_1 = a\frac{M_2}{M_1+M_2}; \quad r_2 = a\frac{M_1}{M_1+M_2} = \frac{a}{1+q}; \quad q \equiv \frac{M_2}{M_1} \qquad (9.2)
\end{aligned}$$

Tu je P orbitalna perioda, ki jo z veliko polosjo a in masama povezuje tretji Keplerjev zakon. Za čas t_o, ko je orbitalna faza ϕ enaka nič, smo izbrali trenutek najtesnejšega kotnega približanja obeh zvezd, ob tem da je zvezda 1 tedaj dlje od zvezde 2. Za krožna tira to ne sovpada le s sredino možnega mrka zvezde 1, ampak je to tudi trenutek, ko je razlika med Z koordinatama obeh zvezd največja. Namesto mas pogosto uporabljamo tudi masno razmerje q.

Enačbe 9.1 opisujejo položaj obeh zvezd na eliptičnih, 9.2 pa na krožnih tirih. Gibanje obeh zvezd okoli skupnega težišča je popolnoma opredeljeno z vrednostmi naslednjih 8 parametrov: M_1, M_2, P, ϵ, Ω, ω, i, t_o, medtem ko položaj težišča opišemo še z vrednostmi nebesnih koordinat α, δ,



Slika 9.1: Gibanje dveh zvezd okoli skupnega težišča za primer eliptičnega in krožnega tira. Parametri tirov so izbrani tako, da sta orbitalni periodi ter oblika in velikost tira posamezne zvezde v ravnini neba enaki. Skici (a) sta ponazoritev tira zvezd v prostoru, skici (b) sta tira v ravnini neba, grafa (c) pa radialna hitrost kot funkcija časa. Zvezda 1 je modra, zvezda 2 pa zelena. Težišče je v izhodišču koordinatnega sistema, os X kaže v ravnini neba proti severu, os Y proti vzhodu, os Z pa proč od Zemlje. Torej je Zemlja v smeri $-Z$ osi. Črtice na oseh so v razmiku 0,05 a.e.. Modre oziroma zelene točke kažejo položaje zvezd v enakomernih časovnih razmakih. Rdeči točki sta položaja zvezd ob periastronu, črn + pa v trenutku t_o, ko sta njuni razdalji v ravnini neba najmanjši in zvezda 2 lahko (delno) prekriva zvezdo 1. Zvezdi se gibljeta od severa proti vzhodu. Na skici (a) je $\vec{n}$ normala na tir. Projekcija tira na ravnino neba je označena s pikčasto črto. Polna črta označuje del tira z $Z > 0$, navpične črtice pa povezujejo točke na tiru z $Z > 0$ (modra) oziroma $Z < 0$ (zelena) z njegovo projekcijo na ravnino neba. Parametri eliptičnega tira so: $\epsilon = 0{,}5$, $M_1 = 2\,\mathrm{M}_\odot$, $M_2 = 1\,\mathrm{M}_\odot$, $P = 6.6685$ dni, $a = 0{,}1$ a.e., $\Omega = 20^\mathrm{o}$, $\omega = 50^\mathrm{o}$, $i = 65^\mathrm{o}$, krožnega pa: $\epsilon = 0$, $M_1 = 1{,}5778\,\mathrm{M}_\odot$, $M_2 = 0{,}7889\,\mathrm{M}_\odot$, $P = 6.6685$ dni, $a = 0{,}0924$ a.e., $\Omega = 24^\mathrm{o}$, $\omega = 90^\mathrm{o}$, $i = 65^\mathrm{o}$.

lastnega gibanja μ_α, μ_δ, paralakse π in radialne hitrosti RV_γ ob določenem trenutku (glej poglavje 3.11). Vrednosti teh skupaj 14 parametrov bomo najprej skušali določiti za ločene dvojnice, potem pa nadaljevali s primeri pol-ločenih in kontaktnih sistemov.

9.1 Načini opazovanja ločenih dvojnic

Slika 9.1 prikazuje ločeno dvojnico za primer eliptičnega in krožnega tira. Skici (a) ilustrirata prostorsko umestitev tirnice v kartezičnem koordinatnem sistemu, kjer je XY ravnina neba, os Z pa gleda proč od Zemlje. Torej opazujemo "od spodaj", to je z zelo velike negativne vrednosti Z koordinate. Dolžina dvižnega vozla Ω je kot v ravnini neba med smerjo proti severu in presečiščem ravnine neba in orbitalne ravnine dvojnice, pri čemer izberemo presečišče, v katerem se prva zvezda oddaljuje. Argument perihelija ω meri zasuk v orbitalni ravnini od presečišča do periastrona, sledeč gibanju prve zvezde. Končno je naklon tira i kot med radialno smerjo Z in normalo na ravnino tira $\vec{n}$. Skici (b) bolj nazorno rišeta gibanje v ravnini neba, medtem ko grafa (c) kažeta radialno hitrost $dZ/dt = RV$ v odvisnosti od časa.

Popolna informacija s slike 9.1 nam pogosto ni znana, vseeno pa lahko z različnimi načini opazovanja z več ali manj uspeha izluščimo vrednosti posameznih parametrov. Začeli bomo z načini opazovanja dvojnic z največjimi medsebojnimi razdaljami med zvezdama in končali z relativno bližnjimi ločenimi pari. Tretji Keplerjev zakon nam pove, da je to tudi okvirni vrstni red padajočih orbitalnih period.

9.1.1 Pari s skupnim lastnim gibanjem

Par s skupnim lastnim gibanjem (angl. common proper motion pair) je dvojnica, v kateri sta zvezdi tako daleč vsaksebi, da v času opazovanja, ki traja desetletje ali več, ne opazimo ukrivljenosti tirov, ampak se zdi, da zvezdi potujeta naravnost. Da ne gre le za par mimobežnih zvezd, ki sta relativno blizu in se približno gibljeta skupaj, lahko ugotovimo, če določimo, da sta zvezdi gravitacijsko vezani. To lastnost lahko ovrednotimo iz vektorjev hitrosti in položaja obeh zvezd. Za zvezdi, ki ju opazimo kot ločena objekta na nebu, je za gravitacijsko vezanost dopustna medsebojna hitrost zelo majhna. Odločilna je natančnost določitve prostorskega položaja in gibanja. Na tem področju je nove standarde postavila misija Gaia Evropske vesoljske agencije (Gaia Collaboration et al., 2016). Za objekte svetlejše od G magnitude 14 so tipične napake paralakse 30 μas, lastnega gibanja 30 μas/leto in radialne hitrosti $\gtrsim 1$ km s^{-1} (Gaia Collaboration et al., 2021a).

Kot primer vzemimo zvezdi z 2 $M_\odot$ in 1 $M_\odot$, ki sta oddaljeni 100 pc in na nebu oklepata kot 2 ločnih sekund. Razdalja med njima, projecirana na ravnino neba, je enaka 195 a.e., torej je $a > 195$ a.e. in orbitalna perioda $P > 2700$ let. Sklep je formalno pravilen, za tipične vrednosti pa moramo upoštevati tudi opazovalne napake v meritvi razdalje do obeh zvezd. Napaka paralakse $\pm 30\,\mu$as pri vrednosti paralakse 0,01"pomeni, da je oddaljenost vsake od zvezd negotova za $\pm 0{,}3\%$, oziroma $\pm 0{,}3$ pc. Torej je razdalja med njima negotova za $\sim 0{,}5$ pc, kar je mnogo več od projecirane razdalje na ravnini neba. Vrednost $a \sim 0{,}5$ pc ustreza mnogo daljši tipični orbitalni periodi $P \sim 1{,}8{\cdot}10^7$ let. Tak sistem je gravitacijsko vezan, če je relativna hitrost gibanja obeh zvezd manjša od $v < \sqrt{\frac{2G(M_1+M_2)}{a}} \sim 200$ m s^{-1}. Gajina točnost meritve lastnega gibanja se na razdalji 100 pc prevede v napako relativne hitrosti obeh zvezd, projecirane na ravnino neba $2{\cdot}30{\cdot}10^{-6}{\cdot}100$ a.e./leto ~ 30 m s^{-1}. Faktor 2 je tu zato, ker imamo 2 zvezdi in moramo za vsako izmeriti lastno gibanje v dveh pravokotnih smereh. Vidimo, da je Gajina napaka meritve hitrosti vzdolž ravnine neba primerna za sklepanje, ali je par zvezd gravitacijsko vezan. Drugače je z radialno hitrostjo, kjer je Gajina napaka prevelika. Radialno hitrost se lahko potrudimo točneje ločiti, vendar je absolutna meritev z natančnostjo nekaj deset m s^{-1} težavna (Zwitter et al., 2021). O gravitacijsko vezanem paru torej lahko govorimo v statističnem smislu. Povemo verjetnost, da je par gravitacijsko vezan. In čeprav nismo nikoli povsem gotovi, so verjetnosti lahko zelo velike. Kot primerjavo omenimo, da so relativne hitrosti zvezd ob naključnih srečanjih navadno kar znatne. Našemu Soncu se je oziroma se bo v obdobju 6 milijonov let v preteklost in prihodnost na razdaljo < 1 pc približalo ~ 40 zvezd in to z mediano relativnih hitrosti ~ 70 km s^{-1} (Bailer-Jones, 2022). Torej sta zvezdi na majhni medsebojni razdalji, ki imata relativno hitrost manjšo od 1 km s^{-1}, zelo verjetno gravitacijsko vezan par. To velja za osamljen par zvezd. Če se zvezdi nahajata v kopici zvezd, ki so nastale iz

skupnega oblaka, je to razlog za njuni majhni medsebojni hitrosti in moramo biti pri sklepanju o gravitacijsko vezanem paru previdnejši.

Za dve zvezdi s skupnim lastnim gibanjem o lastnostih obeh zvezd lahko sklepamo na enake načine kot za samostojne zvezde. Vendar nam okoliščina, da sta zvezdi članici vezanega sistema pri tem dodatno ne pomaga, saj je gibanje okoli skupnega težišča za dinamične meritve mas prepočasno.

9.1.2 Razločene astrometrične dvojnice

Kot pove ime, je razločena astrometrična dvojnica (angl. resolved astrometric binary) zvezdni par, kjer zvezdi zaznamo kot ločeni svetli piki na nebu, obenem pa je njuna orbitalna perioda dovolj kratka, da vidimo, kako se gibljeta okoli skupnega težišča. S slike 9.1b razberemo, da je za zvezdi z masama 2 in 1 $M_\odot$ in orbitalno periodo blizu enega tedna razdalja med zvezdama $a \sim 0{,}1$ a.e. Če je dvojnica od nas oddaljena 100 pc, to ustreza kotnemu razmiku 1 mas. Tako majhnih razmikov med zvezdama ni lahko razločiti, Gaia na primer lahko razloči le dvojne zvezde s kotnim razmikom večjim od $\approx 0{,}27$"(Gaia Collaboration et al., 2022a). Za uspeh mora biti dvojnica bližje in/ali imeti daljšo orbitalno periodo.

Lep primer je zvezda Kapela v ozvezdju Voznika, ki je od nas oddaljena le 13,3 pc in je za Arkturjem in Vego tretja najsvetlejša zvezda na severni nebesni polobli. V resnici gre za četverček zvezd, kjer se svetli zvezdi Kapela Aa in Kapela Ab gibljeta okoli skupnega težišča po eliptičnem tiru s parametri (Torres et al., 2015): $P = 104{,}021$ dni, $a = 0{,}056442$ a.e., $\epsilon = 0{,}00089$, $\Omega = 40{,}52^\circ$, $\omega = 343^\circ$, $i = 137{,}2^\circ$, kar pomeni, da kotna razdalja med zvezdama doseže 56 mas. Tak kot v vidni svetlobi ustreza uklonski ločljivosti (enačba 2.25) teleskopa s premerom primarnega zrcala $D = 2{,}4$ m, torej je v dosegu Hubblovega teleskopa ter vsakega večjega teleskopa, če opazujemo s tehniko interferometrije peg (poglavje 2.6.6) ali si pomagamo z adaptivno optiko (poglavje 2.6.7). Interferometrično opazovanje s teleskopom VLT omogoča razločiti še stokrat manjše kote. Z analizo astrometrične tirnice zvezd Aa in Ab okoli skupnega težišča so uspeli ugotoviti, da imata masi $m_{Aa} = 2{,}569 \pm 0{,}007\,M_\odot$ in $m_{Ab} = 2{,}483 \pm 0{,}007\,M_\odot$.

Astrometrične dvojnice na krožnih tirih se v ravnini neba gibljejo po sploščenem eliptičnem tiru z razmerjem male in velike polosi $b/a = \cos i$. Eliptičnost je torej posledica nagiba krožnega tira glede na ravnino neba in ne dejanskega gibanja po elipsi okoli skupnega težišča. Ker je projekcija elipse zopet elipsa, se lahko vprašamo, ali lahko z astrometričnimi opazovanji premikanja zvezd po nebu ločimo med elipso, ki je le nagnjen krog, in med pravim eliptičnim gibanjem. S slike 9.1b razberemo, da je to mogoče. Na sliki rišemo dva para zvezd, prva ima eliptični, druga pa krožni tir. Parametre smo namenoma izbrali tako, da sta velikosti, zasuka in sploščenost tirov prve in druge zvezde v ravnini neba enaki. Vendar je med obema primeroma še vedno razlika v časovnem premikanju zvezd, ki jo ilustrirajo barvne točke položajev zvezd na tiru v enakomernih časovnih razmakih. Pri krožnem tiru se točke zgostijo blizu velike polosi eliptične projekcije, saj je hitrost gibanja v resnici konstantna in je kotna hitrost zvezd na nebu zato najmanjša ob sekanju tira z ravnino neba, največja pa, ko sta zvezdi najdlje od te ravnine. Pri eliptičnem tiru je situacija drugačna: dejanska hitrost gibanja po tiru je največja blizu periastrona (rdeče točke na sliki 9.1b), najmanjša pa na nasprotni strani, v apastronu. Spremljanje premikanja zvezd v odvisnosti od časa nam torej omogoča določiti vse parametre tira. Izjema je le dvojnost rešitve v naklonskem kotu i, saj iz zgolj astrometričnih opazovanj ne moremo vedeti, ali se zvezda v določenem trenutku nahaja pred ali za ravnino neba, ki gre skozi težišče sistema.

Med krožnim in eliptičnim tirom ločimo tudi po relativnem zamiku tirov obeh zvezd. Gorišče eliptičnega tira ni v sredini elipse, zato sta modra in zelena elipsa obeh zvezd na sliki 9.1b zamaknjeni. V primeru krožnega tira je težišče sistema v središčih obeh elips, zato imata elipsi skupno središče.

Astrometrična opazovanja so omejena z orbitalno periodo, ki ne sme biti dosti daljša od časa opazovanja, saj sicer nimamo dovolj informacij o tiru. Torej ne poznamo astrometričnih dvojnic s periodami znatno daljšimi od desetih let. Obenem pa krajše orbitalne periode pomenijo manjše velikosti tirov ter morajo biti zato take dvojnice zelo blizu Zemlje, saj jih sicer ne uspemo razločiti. Pri razločevanju majhnih razmakov si včasih lahko pomagamo z opazovanjem mrka dvojnice, ki se skrije za neosvetljeni del diska Lune. Rob Lune tu deluje kot oster rob. Ko se zvezda skriva za rob, opazujemo značilen interferometrični vzorec hitrega nihanja njenega sija kot funkcije časa. Če sta zvezdi dve, se malenkost kasneje vzorec ob skrivanju druge zvezde ponovi. Iz časovnega

zamika lahko razberemo projekcijo položaja zvezd glede na smer Luninega gibanja, iz poteka interferometričnega ugašanja pa tudi kotni polmer prve in druge zvezde. Seveda je taka Lunarna okultacija (angl. Lunar occultation) dogodek, ki se zgodi poredkoma in še to le za objekte na majhnih ekliptičnih širinah, saj se samo ti lahko skrijejo za Lunin disk. Pomagamo si lahko tudi z asteroidi, ki tudi včasih zakrijejo kako zvezdo. Tu je uspeh lahko dvojen: nekaj se naučimo o točnem položaju, kotni velikosti in dvojnosti zakrite zvezde, iz trajanja zakritja zvezde pa tudi o velikosti in obliki asteroida. Dramatični bližnji dogodek te vrste je bil zakritje zvezde Betelgeza v ozvezdju Oriona, ki jo je 12. decembra 2023 ob 02:13 CET zakril asteroid 319 Leona. Žal pa je tudi večina asteroidov blizu ravnine ekliptike, torej ta tehnika ni splošno uporabna.

9.1.3 Dvojnice z nihajočo potjo fotocentra

Astrometrične dvojnice s slike 9.1b, ki je od nas oddaljena 100 pc, s satelitom Gaia ne bomo razločili, saj sta zvezdi na nebu oddaljeni le tisočinko ločne sekunde. Vidimo torej le en izvor svetlobe, katerega položaj je z izsevom (v uporabljenem barvnem filtru) uteženo povprečje smeri proti obem zvezdam. Če bi bili zvezdi enaki, bi se tak fotocenter gibal po ravni črti, ki bi ustrezala gibanju težišča, v primeru neenakih zvezd pa je njegov položaj nekje med zvezda in je gibanje vijugasto. Za primer krožnega tira s slike 9.1 imajo odstopanja fotocentra od ravnega gibanja amplitudo

$$\begin{aligned} a_{fotocenter} &= a_1 \frac{f_1}{f_1+f_2} - a_2 \frac{f_2}{f_1+f_2} = \frac{a(q-f)}{(1+q)(1+f)} \\ &= \left(\frac{GM_1P^2}{4\pi^2}\right)^{1/3} \frac{(q-f)}{(1+q)^{2/3}\,(1+f)} \end{aligned} \tag{9.3}$$

Tu je $q = M_2/M_1$ masno razmerje in $f = f_2/f_1$ razmerje sijev zvezd. Uporabili smo tretji Keplerjev zakon. Orbitalno periodo P poznamo, pogosto lahko domnevamo tudi, kolikšna je masa M_1 bolj masivne in zato svetlejše od obeh zvezd. Če dodatno privzamemo še zvezo med maso in sijem zvezde, nam enačba pove, kolikšna je masa temnejše in manj masivne zvezde. Kot primer privzamemo, da sta obe zvezdi na glavni veji HR diagrama in je tako $f \approx q^4$ (enačba 8.6). V primeru krožnega tira s slike 9.1 je $q = 0{,}5$ in $a_{fotocenter} = 0{,}275\,a = 0{,}025$ a.e.. Na oddaljenosti 100 pc odstopanje fotocentra od ravne črte ustreza kotni amplitudi 0,25 mas.

Tako majhna odstopanja od ravne poti z Gajo uspemo zaznati, saj je napaka določanja položaja manj od desetine te amplitude, dodatno pa pomaga tudi periodičnost orbitalnega gibanja. V okviru tretje javne objave rezultatov je Gaia objavila astrometrične rešitve iz meritve gibanja fotocentra za ~ 135.000 zvezd, še za dodatnih ~ 250.000 zvezd pa je ugotovila, da se fotocenter giblje pospešeno, torej po krivi črti (Gaia Collaboration et al., 2022a). Kot omenjamo v nadaljevanju se bo že v bližnji prihodnosti številka povzpela nad milijon.

9.1.4 Astrometrične dvojnice s črno luknjo

Satelit Gaia Evropske vesoljske agencije je doslej odkril 1,5 milijona astrometričnih dvojnic (Gaia Collaboration et al., 2024). V številnih primerih vidimo le eno zvezdo, saj je druga mnogo temnejša. Meritev poti fotocentra (enačba 9.3) nam ob predpostavki $f \simeq 0$ in masi vidne zvezde M_1, ki jo določimo po njenem položaju v HR diagramu, omogoča določitev masnega razmerja $q = M_2/M_1$ in s tem mase nevidne zvezde M_2. V večini primerov ugotovimo, da ima neopažena zvezda majhno maso, torej je razumljivo, da je pretemna, da bi jo opazili. V doslej treh primerih pa je drugače: mase nevidnih zvezd so mnogo večje od opazovane zvezde, torej je $M_2 \gg M_1$. V dvojnicah Gaia BH1, Gaia BH2 in Gaia BH3 je masa nevidne zvezde po vrsti $9{,}62 \pm 0{,}18\,\mathrm{M}_\odot$ (El-Badry et al., 2023b), $8{,}9 \pm 0{,}3\,\mathrm{M}_\odot$ (El-Badry et al., 2023a) in $32{,}7 \pm 0.82\,\mathrm{M}_\odot$ (Gaia Collaboration et al., 2024). Vendar teh masivnih spremljevalk sploh ne vidimo. Torej to niso običajne zvezde, saj bi njihov izsev v tem primeru moral močno prevladovati in to ne glede na razvojno fazo običajne zvezde (glej sliko 10.16). Obenem mase teh objektov močno presegajo mejo 2,2 $\mathrm{M}_\odot$, in zato ne morejo biti nevtronske zvezde ali bele pritlikavke. Povedano pomeni, da morajo biti spremljevalke črne luknje.

Način sklepanja je v osnovi preprost: iz gibanja običajne zvezde ugotovimo, da se ta giblje okoli skupnega težišča z mnogo masivnejšim vendar nevidnim objektom. Ker masa tega objekta presega

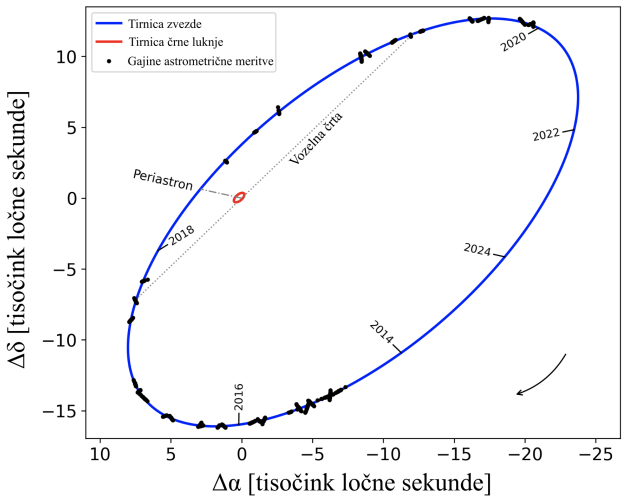
Tabela 9.1: Lastnosti treh dvojnih zvezd, Gaia BH1, Gaia BH2 in Gaia BH3, za katere so z astrometrično meritvijo gibanja običajne zvezde ugotovili, da je njena soseda črna luknja. Zadnje tri vrstice so projekcije vektorja hitrosti težišča dvojnice na zveznico proti Zemlji, ter na nanjo pravokotno ravnino neba. Prilagojeno po El-Badry et al. (2023a,b) in Gaia Collaboration et al. (2024).

Lastnost	Enota	Gaia BH1	Gaia BH2	Gaia BH3
Masa črne luknje	$M_\odot$	9,62 ± 0,18	8,94 ± 0.34	32,70 ± 0,82
Masa običajne zvezde	$M_\odot$	0,93 ± 0,05	1,07 ± 0,19	0,76 ± 0,05
Polmer zvezde	$R_\odot$	0,99 ± 0,05	7,77 ± 0,25	4,94 ± 0,02
Kovinskost zvezde	[Fe/H]	−0,2 ± 0,05	−0,22 ± 0,02	−2,56 ± 0,11
Orbitalna perioda	dni	185,59 ± 0,05	1276,7 ± 0,6	4253 ± 99
Velika polos tira	a.e.	1,4 ± 0,01	4,96 ± 0,08	16,55 ± 0,28
Sploščenost		0,451 ± 0,005	0,518 ± 0,001	0,729 ± 0,005
Naklon tira	stopinj	126,6 ± 0,4	35,7 ± 0,7	110,58 ± 0,10
Oddaljenost od Zemlje	pc	478 ± 5	1165 ± 24	591 ± 6
Radialna hitrost težišča	km s^{-1}	47,1 ± 0,6	−4,22 ± 0,13	−357,3 ± 0,4
Hitrost težišča proti zahodu	km s^{-1}	17,5 ± 0,2	57,8 ± 1,3	79,3 ± 0,8
Hitrost težišča proti jugu	km s^{-1}	58,6 ± 0,6	25,4 ± 0,6	435 ± 4,3

zgornjo mejo za maso bele pritlikavke ali nevtronske zvezde, mora biti nevidni objekt črna luknja.

Astrometrično opazovanje nam omogoča popolno analizo. Lahko pa si pomagamo tudi s spektroskopskimi opazovanji, o katerih bomo govorili v razdelku 9.1.6. Ker z astrometrijo merimo projekcijo dejanskega gibanja na ravnino neba, ne vemo, ali je naklonski kot med pravokotnico na tir in smerjo proti Zemlji enak i ali $180^o - i$, spektroskopsko izmerjeni Dopplerjev premik pa nam pove, katera od obeh možnosti je prava. Ob tem nam spektroskopsko opazovanje omogoča tudi izmeriti radialno hitrost (to je hitrost oddaljevanja oziroma približevanja) težišča dvojnega sistema. Seveda pa je spektroskopija koristna tudi za preverjanje in natančnejšo določitev astrometrično izmerjenih lastnosti ter za določanje lastnosti vidne zvezde.

Doslej odkriti trije odkriti objekti so posebni iz vsaj dveh razlogov. Kot prvo sta črna luknja in običajna zvezda v teh treh primerih daleč narazen (tabela 9.1). Med zvezdo in črno luknjo zato ni nikakršnega prenosa snovi kot pri tesnih dvojnicah, kjer dodatno svetenje snovi, ki pada proti črni luknji, zaplete celotno sliko. Lahko povzamemo, da tu črno luknjo odkrijemo z običajnimi enačbami klasične Newtonove teorije gravitacije.



Slika 9.2: Tirnica zvezde (modro) in črne luknje (rdeče) okoli skupnega težišča v dvojnici Gaia BH3 (Gaia Collaboration et al., 2024). Črne točke so Gajine meritve položaja zvezde v ravnini neba. Tisočinka ločne sekunde na oddaljenosti BH3 ustreza projeciranemu premiku 0,59 a.e. Tir zvezde z ravnino neba oklepa kot 69,4°, tako da je v periastronu zvezda bolj oddaljena od Zemlje kot težišče sistema. Prirejeno po sliki tedna misije Gaia Evropske vesoljske agencije (https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/image-of-the-week).

Kot drugo so te tri črne luknje med vsemi znanimi Zemlji najbližje. Torej je smiselno domnevati, da bomo v bližnji prihodnosti odkrili še mnogo takih parov. Če je v krogli s polmerom 500 pc ena taka dvojnica s črno luknjo, jih v krogli s polmerom 50.000 pc, ki zaobjema večino naše Galaksije, pričakujemo milijonkrat več. Pravzaprav je taka ocena preskromna, saj se mnoge skrivajo tudi v

pasu Rimske ceste, kjer zaradi medzvezdnega prahu ne vidimo prav daleč (poglavje 11). Grobo ocenjujejo, da je v Galaksiji kar 100 milijonov takih črnih lukenj. To je sicer le tisočina zvezd v Galaksiji, a številka je impresivna. Doslej smo sicer odkrili le tri take črne luknje, a kepa se je začela valiti.

V tabeli 9.1 posebej izstopa dvojnica Gaia BH3 (slika 9.2), saj ima črna luknja daleč največjo maso, okrog nje kroži zvezda z zelo majhno kovinskostjo, izjemno hitro gibanje težišča pa nakazuje zanimiv izvor te dvojnice. Zopet se ji bomo posvetili na strani 318, kjer govorimo o opazovanju zlivanja črnih lukenj.

9.1.5 Spektroskopske dvojnice z dvojnimi črtami

Dvojnic s kratkimi orbitalnimi periodami in/ali na velikih razdaljah od Zemlje z astrometričnimi tehnikami ne moremo odkriti. Vidimo jih kot en sam izvor, ki se giblje v ravni črti, enako kot bi se gibala enojna zvezda. V tem primeru nam pomagajo večkratna spektroskopska opazovanja, ki nam preko Dopplerjevega pojava omogočijo določiti radialno hitrost.

Radialna hitrost je časovni odvod Z koordinate zvezde, kot smo jo zapisali v enačbi 9.1

$$RV_{1,2} = \frac{dZ_{1,2}}{dt} = \pm\frac{d|Z_{1,2}|}{d\vartheta}\frac{d\vartheta}{dt} = \pm\frac{d}{d\vartheta}\left(\frac{a_{1,2}(1-\epsilon^2)}{1+\epsilon\cos\vartheta}\sin(\omega+\vartheta)\sin i\right)\frac{2\pi ab}{P\,r^2},$$

kjer se indeksa nanašata na prvo oziroma drugo zvezdo, zvezdi pa imata tudi nasprotni predznak radialne hitrosti. Izraz za $\frac{d\vartheta}{dt}$ smo poiskali v enačbi 5.10 za ploščinsko hitrost in se spomnili, da je ploščina elipse enaka πab. Ko uporabimo enačbo tira (5.19, $r = \frac{a(1-\epsilon^2)}{1+\epsilon\cos\vartheta}$) in zvezo za eliptični tir (5.23, $b = a\sqrt{1-\epsilon^2}$), sledi po odvajanju ulomka

$$RV_{1,2} = \pm\frac{2\pi a_{1,2}\sin i}{P(1-\epsilon^2)^{1/2}}\Big(\cos(\omega+\vartheta)(1+\epsilon\cos\vartheta) + \sin(\omega+\vartheta)\epsilon\sin\vartheta\Big)$$

Zadnji člen poenostavimo z zvezo $\cos x\cos y + \sin x\sin y = \cos(x-y)$ in dobimo končni izraz

$$RV_{1,2} = \pm\frac{2\pi a_{1,2}\sin i}{P(1-\epsilon^2)^{1/2}}\Big(\cos(\omega+\vartheta) + \epsilon\cos\omega\Big) = \pm K_{1,2}\Big(\cos(\omega+\vartheta) + \epsilon\cos\omega\Big) \tag{9.4}$$

V primeru krožnega tira je $\epsilon = 0$ in ϑ raste enakomerno s časom, torej se radialna hitrost zvezd s časom spreminja spreminja sinusno. Za eliptične tire ima zadnji oklepaj bolj živahno obliko, saj moramo časovno odvisnost ϑ poiskati z reševanjem enačb 5.31 in 5.32. Primera časovne odvisnosti radialne hitrosti za krožni in eliptični tir sta grafa 9.1c.

Simbola $K_{1,2}$ označujeta amplitudo radialne hitrosti prve in druge zvezde, to je polovico razlike med skrajnima vrednostma radialne hitrosti. Ker amplitudi določimo iz spektroskopske meritve časovne odvisnosti radialnih hitrosti obeh zvezd, ju lahko uporabimo za določitev razmerja mas

$$q = \frac{M_2}{M_1} = \frac{a_1}{a_2} = \frac{K_1}{K_2} \tag{9.5}$$

in njune vsote

$$\begin{aligned} M_1 + M_2 &= \frac{4\pi^2 a^3}{GP^2} = \frac{4\pi^2}{GP^2}\left(\frac{(K_1+K_2)P(1-\epsilon^2)^{1/2}}{2\pi\sin i}\right)^3 \\ &= \frac{P}{2\pi G}\left(\frac{(K_1+K_2)\sqrt{1-\epsilon^2}}{\sin i}\right)^3 \end{aligned} \tag{9.6}$$

Če poznamo razmerje in vsoto mas, lahko izračunamo tudi maso vsake zvezde posebej. To je tudi glavni pomen dvojnih zvezd z izmerjeno krivuljo radialnih hitrosti obeh zvezd. Tak objekt imenujemo spektroskopska dvojnica z dvojnimi črtami (angl. spectroscopic double-lined binary, tudi SB2).

Masi izračunamo iz opazovanja gibanja zvezd. Torej je taka dinamična masa povsem neodvisna od vrednosti, ki bi jih lahko ocenili s poznavanjem razvoja zvezd. Tako te dvojnice uporabimo za umerjanje in preverjanje našega znanja razvoja zvezd, obenem pa so dinamične mase lahko bistveno

bolj natančne od sklepanja na osnovi vrednosti drugih parametrov, kot so površinska temperatura ali izsev. Točnost dinamične mase je seveda odvisna od poznavanja vrednosti, ki nastopajo na desnih straneh enačb 9.5 in 9.6.

Za določitev masnega razmerja potrebujemo le razmerje amplitud krivulj radialnih hitrosti, torej je to preprosto in natančno določljiva količina. V enačbi za vsoto mas je položaj bolj zapleten. Prvi ulomek je znan, saj vrednost orbitalne periode zelo natančno določimo iz intervala ponavljanja enakih radialnih hitrosti. Sledi kub ulomka, kar pomeni, da se vse netočnosti v njem približno potrojijo, ko se vprašamo o točnosti poznavanja vsote mas. Ob tem vsoto amplitud hitrosti in sploščenost določimo iz krivulje radialnih hitrosti, medtem ko nam spektroskopska opazovanja nič ne povedo o vrednosti naklonskega kota i. Vrednost sinusa v imenovalcu je lahko med 0 in 1, formalno torej z vstavljanjem enice dobimo le spodnjo mejo za vsoto mas. K sreči nam včasih pomagajo medsebojni mrki obeh zvezd (razdelek 9.1.7), ki povedo, da je smer proti Zemlji blizu orbitalne ravnine in je zato $\sin i \simeq 1$. Ob odsotnosti mrkov si za bližnje pare lahko pomagamo z medsebojnim gretjem navznoter obrnjenih polobel zvezd, zaradi katerega opaženi sij dvojne zvezde niha z orbitalno fazo. Fizikalno modeliranje tega vpliva potem približno omeji območje možnih naklonov i.

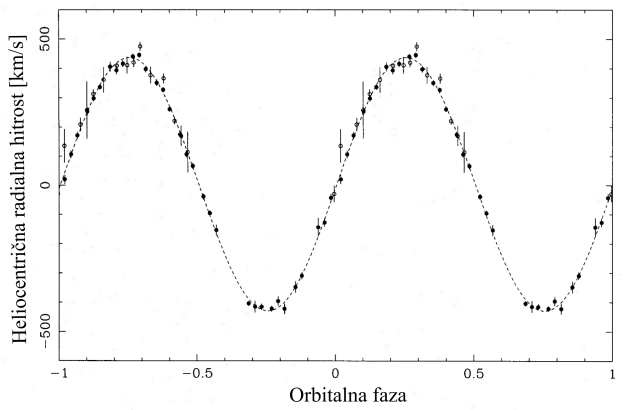
Radialno hitrost obeh zvezd izmerimo z modeliranjem opaženega spektra dvojnice kot vsote dveh medsebojno dopplersko premaknjenih spektrov zvezd. Ker imajo vse spektralne črte dane zvezde enak dopplerski premik, so vrednosti $RV_{1,2}(t)$ lahko zelo točno določene. Je pa treba upoštevati, da je opažen Dopplerjev premik vsota radialne hitrosti zvezde okoli težišča sistema, radialne hitrosti težišča (običajno jo označimo z RV_γ) glede na baricenter našega Osončja in radialne komponente hitrosti Zemlje oziroma opazovalca glede na baricenter. Slednjo vrednost, ki ji rečemo heliocentrična korekcija, izračunamo iz poznavanja gibanj v Osončju. Radialna hitrost težišča sledi iz hitrostne krivulje in nam nekaj pove o gibanju dvojnice kot celote v Galaksiji. Pri točnem delu pa moramo biti previdni. Dopplerski premik svetlobe z zvezde namreč ne izraža natančno radialne hitrosti središča zvezde. Popravka sta dva: kot prvo se plin v atmosferi zvezde dviga oziroma spušča. Običajno prevladuje dviganje bolj vročih in zato svetlejših stolpov plina, kar pomeni, da se atmosfera navidezno širi navzven, to je proti nam. Opazimo konvekcijski modri premik (angl. convective blueshift). Ob tem pa je zvezdna površina gravitacijsko vezana. Svetloba na poti do oddaljenega opazovalca zato doživi gravitacijski rdeči premik (angl. gravitational redshift), ki je enak $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{G\,m_{1,2}}{c\,R_{1,2}}$, kjer je v imenovalcu polmer zvezde. Za primer Sonca premik ustreza hitrosti 640 m s^{-1}. V zvezdah se konvekcijski modri premik in gravitacijski rdeči premik približno izničita, vendar ne povsem (Zwitter et al., 2018). Če sta zvezdi v dvojnici zelo različni, ob zanemarjanju teh dveh premikov lahko opazimo, da radialni hitrosti težišča obeh komponent navidezno nista enaki. Primer je dvojna zvezda GK Virginis, ki jo sestavljata bela pritlikavka z maso 0.56 $M_\odot$ in zvezda glavne veje z maso 0,10 $M_\odot$ (Parsons et al., 2012).

9.1.6 Spektroskopske dvojnice z enojnimi črtami

Nekoliko različni masi obeh zvezd navadno pomenita znatno različen izsev. Torej je pogost primer, da prispevka temnejše zvezde ne opazimo in zato spektroskopsko lahko izmerimo le časovni potek radialne hitrosti prve zvezde. Takemu objektu rečemo spektroskopska dvojnica z enojnimi črtami (angl. single-lined spectroscopic binary, tudi SB1), saj opazimo le spektralne črte s prve zvezde. Iz hitrostne krivulje torej lahko določimo le vrednosti K_1, P in ϵ. Iz zveze 9.4 lahko s temi količinami namesto vsote določimo naslednjo kombinacijo mas

$$\begin{aligned} \frac{P}{2\pi G}\left(\frac{K_1\sqrt{1-\epsilon^2}}{\sin i}\right)^3 &= \frac{M_2^3}{(M_1+M_2)^2} = M_1\,\frac{q^3}{(1+q)^2} \\ &= M_2\left(\frac{q}{1+q}\right)^2 = f(M_2) < M_2 \end{aligned} \tag{9.7}$$

Vrednost izraza na levi ima enake težave kot v primeru dvojnic z dvojnimi črtami, torej je njegova vrednost poznana, če se zvezdi prekrivata in zato lahko predpostavimo $\sin i \simeq 1$. Izrazu z masami rečemo masna funkcija (angl. mass function), saj ima enote mase, torej kilogramov. Če po lastnostih spektra prve zvezde, ki ga opazujemo, lahko sklepamo o njeni masi M_1, iz prve vrstice lahko določimo masno razmerje q in s tem maso nevidne druge zvezde. Druga vrstica gre še korak dlje.



Slika 9.3: Radialna hitrost pritlikavke tipa K v spektroskopski dvojnici z enojnimi črtami A0620-00. Meritve so narisane dvakrat. Masna funkcija (enačba 9.7) ima vrednost $3{,}09\,\mathrm{M}_\odot/\sin^3 i$, torej je masivni nevidni objekt črna luknja. Prirejeno po Marsh et al. (1994), https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1994MNRAS.266..137M.

Pove, da je vrednost masne funkcije vedno večja od mase druge zvezde, ki je ne vidimo. Če je ta masa majhna, to ni nič posebnega, saj so zvezde majhnih mas tudi temne in zato razumljivo neopažene.

Lahko pa se zgodi, da opazujemo zvezdo 1, ki se giblje okoli skupnega težišča z drugo zvezdo, ki je masivnejša, vseeno pa pretemna, da bi jo opazili. Masna funkcija nam pove spodnjo mejo za maso take temne in masivne zvezde. Če je vrednost večja od 3 $\mathrm{M}_\odot$ vemo, da smo odkrili črno luknjo, saj bi tako masivna zvezda v katerikoli drugi razvojni fazi morala biti zelo svetla in bi jo morali opaziti.

Primer take dvojnice s črno luknjo je A0620–00 (McClintock & Remillard, 1986; Marsh et al., 1994, slika 9.3). Pritlikavka na glavni veji tipa K v $P = 7{,}7523 \pm 0{,}0001$ urah s hitrostjo $K_1 = 433 \pm 3$ km s^{-1} obkroži ($\epsilon = 0$) nevidno sosedo. Masna funkcija je torej enaka $f(m_2) = 3{,}09\,\mathrm{M}_\odot/\sin^3 i$, kar je celo ob naklonu $i = 90^\mathrm{o}$ več od zgornje možne mase nevtronske zvezde. Če bi imeli opravka z običajno zvezdo te mase, bi morala biti ta mnogo svetlejša od pritlikavke tipa K, ki ima maso $0{,}21 \pm 0{,}04$ $\mathrm{M}_\odot$.

Dvojnice z enojnimi črtami nam torej omogočajo odkrivanje črnih lukenj. Pomembno se je zavedati, da za dokaz nismo potrebovali splošne teorije relativnosti, ampak le preprosto newtonovsko krožnjo gibanje, ki ga povežemo s spoznanjem, da so običajne masivne zvezde vedno tudi svetle.

9.1.7 Prekrivalne dvojnice

Če je smer proti Zemlji dovolj blizu orbitalni ravnini, se med gibanjem okrog skupnega središča zvezdi periodično prekrivata. Taka prekrivalna dvojnica (angl. eclipsing binary) ima naklonski kot $i \sim 90^\mathrm{o}$. To se zgodi poredkoma. Če predpostavimo, da so normale na tire dvojnih zvezd izotropno porazdeljene in da do prekrivanja pride, če je naklonski kot $90^\mathrm{o} \pm \Delta i$, mora ležati normala na tir v ozkem pasu širine $2\Delta i$ okrog ekvatorja, če je Zemlja v smeri polarne osi. Verjetnost za prekrivanje je enaka $\frac{2\pi}{4\pi}\frac{2\Delta i}{}\frac{\pi}{180} = \Delta i \frac{\pi}{180}$, kjer smo se spomnili, da je ploščina pasu ob ekvatorju njegova širina $2\Delta i\, r$ pomnožena z obsegom kroga $2\pi r$, ploščina krogle je $4\pi r^2$, kot Δi pa merimo v stopinjah. Če je pogoj za prekrivanje, da je $\Delta i < 5^\mathrm{o}$, bomo prekrivanje opazili le pri 8,7% vseh dvojnic.

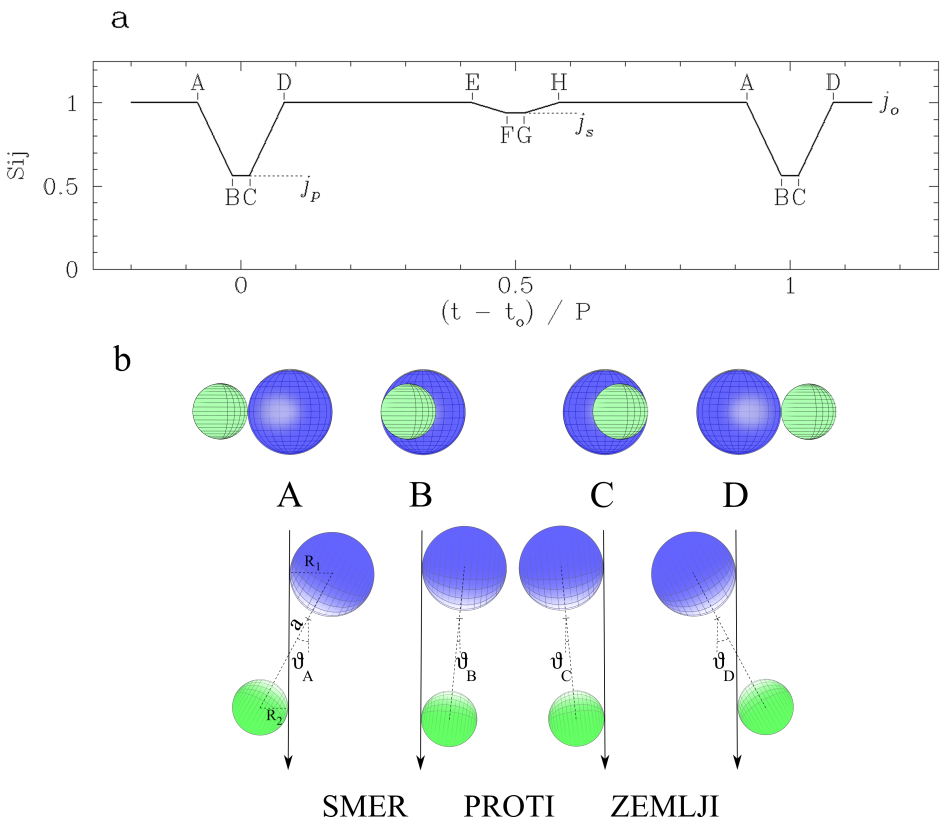
Do prekrivanja pride, če je

$$\Delta i < \frac{R_1 + R_2}{a}, \tag{9.8}$$

kjer sta $R_{1,2}$ polmera obeh zvezd, a pa razdalja med njunima središčema. Ob dani velikosti zvezd pride do prekrivanja le, če sta si zvezdi relativno blizu. Torej ju na nebu nikakor ne moremo ločiti kot dve točki razločene astrometrične dvojnice, ampak vidimo le en izvor svetlobe. O mrkih sklepamo po periodičnih padcih sija. Običajno se vsako orbitalno periodo dogodita dva mrka, ko druga zvezda prekriva prvo in obratno. Izjema so lahko dvojnice na eliptičnih tirih, kjer sta zvezdi v času, ko bi nastopil eden od mrkov, tako daleč, da do prekrivanja ne pride. Mrk je lahko delni ali popolni. V slednjem se ena zvezda povsem skrije za drugo ali je v celoti pred njo, v delnem mrku pa se prekrijeta le dela ploskvic obeh zvezd. Za popolni mrk moramo biti torej bližje orbitalni ravnini kot za delni. Med obema lahko ločimo po obliki svetlobne krivulje v času mrka. Za popolne mrke je značilno skoraj ravno "dno", medtem ko se pri delnem mrku opaženi sij vseskozi spreminja. Razlog za skoraj konstanten minimum sija popolnega mrka je, da se opaženi sij, medtem ko je

ena zvezda v celoti skrita, ne spreminja. Približno je to res tudi, če je ena zvezda v celoti pred drugo, saj je za zvezde značilno, da je njihova ploskvica povsod skoraj enako svetla. Zaradi robne zatemnitve (slika 4.1) to sicer ni čisto res, torej ima tudi popolni mrk, ko je manjša zvezda pred večjo, zaobljen vstopni in izstopni del.

Za odkritje dvojne zvezde zadostuje že odkritje periodičnih mrkov v siju opazovanega objekta. Periodične spremembe sija so lahko tudi rezultat dogajanja na samostojni zvezdi, na primer njenega širjenja in krčenja, kot smo razložili v poglavju 7.7 o pulzirajočih zvezdah. Vendar je svetlobna krivulja pulzirajočih zvezd drugačna od prekrivalnih dvojnic, saj se sij prvih enakomerno spreminja od maksimuma do minimuma sija in nazaj. Za razliko od takih žagastih krivulj je sij prekrivalnih dvojnic konstanten, močno pade le v času mrkov. Izjema sta lahko zvezdi, ki sta tesno skupaj in se zato pozna, da nista čisto okrogle oblike in da sta njuni navznoter obrnjeni polobli dodatno segreti in s tem svetlejši zaradi medsebojnega osvetljevanja. Tako medsebojno obsevanje (angl. reflection effect) lahko nekoliko dvigne sij tik pred in po mrkih in nam omogoča potrditi obstoj dvojnice celo, če zaradi premajhnega naklona do mrkov ne pride.



Slika 9.4: Prekrivalna dvojnica na krožnem tiru. Zemlja je v ravnini tira. (a) Svetlobna krivulja s popolnima mrkoma, v globljem je (delno) zakrita bolj vroča zvezda. Označen je sij zunaj mrkov (j_o), v primarnem (j_P) in sekundarnem (j_S) mrku. (b) Zvezdi ob vstopu v mrk (A), začetku (B) in koncu (C) popolnega mrka in izstopu iz primarnega mrka (D). V zgornji vrstici je pogled z Zemlje, spodaj pa je pogled na orbitalno ravnino od zgoraj, tako da je Zemlja v smeri navzdol. Označena sta polmera (R_1, R_2) zvezd, razdalja med središčema (a) in položaj težišča. Zasuk zveznice glede na smer proti Zemlji (ϑ) je za položaja A in B negativen. V sekundarnem mrku (točke E–H) bi se manjša zvezda skrila za večjo. Zvezdi imata masi 1 $M_\odot$ in 2 $M_\odot$, ob $a = 5{,}39\,R_\odot$ je obhodni čas $P = 20{,}1$ ure.

Periodičnost mrkov pomeni, da iz svetlobne krivulje lahko razberemo orbitalno periodo P. Dodatne informacije razberemo iz dolžine in oblike ter globine mrkov. Pri krožnem tiru sta oba mrka enako dolga, saj se vlogi obeh zvezd le zamenjata med seboj. Mrka sta tudi razmaknjena za pol orbitalne periode, saj se hitrost zvezd na tiru ne spreminja. Pri eliptičnem tiru to ni več res. Dolžina mrka je odvisna od medsebojne razdalje in s tem kotne hitrosti in stopnje pokritja obeh

zvezd v času enega in drugega mrka. Med mrkoma tudi ne mine nujno pol orbitalne periode. Prav meritev slednjega je zelo dober način za utemeljitev, da opazujemo zvezdi na sploščenem tiru, saj časovne razmake med mrki ni težko meriti.

Na sliki 9.4 je enostaven primer zvezd na krožnem tiru z Zemljo natanko v ravnini tira. Za krožni tir je zasuk ϑ zveznice med zvezdama glede na smer proti Zemlji sorazmeren s časom t. Če s črkami A, B, C in D označimo začetek padanja sija, nastop in konec popolnosti in konec izstopa iz primarnega mrka, velja

$$\begin{aligned} \sin\vartheta_C = \sin\left(2\pi\frac{t_C - t_o}{P}\right) &= \frac{R_1 - R_2}{a} \\ \sin\vartheta_D = \sin\left(2\pi\frac{t_D - t_o}{P}\right) &= \frac{R_1 + R_2}{a} \end{aligned}$$

S t_o smo označili sredino primarnega mrka, kote ϑ pa merimo v radianih. Enačbi za trenutka A in B, kot tudi za sekundarni mrk ne povesta nič novega, sa sta mrka simetrična in enako dolga. Iz zapisanega z meritvijo časov na levi lahko določimo velikosti obeh zvezd, če le poznamo razdaljo a med njima. Tudi brez tega dodatnega podatka pa sledi

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{1}{2}\left(\sin\left(2\pi\frac{t_D - t_o}{P}\right) - \sin\left(2\pi\frac{t_C - t_o}{P}\right)\right) \tag{9.9}$$

Za sploščene tire ali za primer, da Zemlja ni natanko v ravnini tira, je situacija geometrijsko nekoliko bolj zapletena, še vedno pa lahko iz oblike in dolžine mrkov določimo razmerje med polmeroma zvezd in razdaljo med njima. Popolno obravnavo in način določitve fizikalnih parametrov za take primere najdemo v Prša (2018).

Mrka se razlikujeta v globini, globlji je primarni, plitkejši pa sekundarni mrk. V obeh primerih sprednja zvezda zakriva enako število kvadratnih metrov zvezde v ozadju. Razlika v globini je torej posledica razlik v siju na enoto površine ene oziroma druge zvezde. Za primer črnega telesa lahko uporabimo Stefanov zakon z efektivnima temperaturama T_1 za prvo in T_2 za drugo zvezdo. Če predpostavimo, da je zvezda z višjo temperaturo tudi večja, lahko zapišemo opaženi sij zunaj mrka (j_o) ter v času primarnega (j_p) in sekundarnega (j_s) popolnega mrka

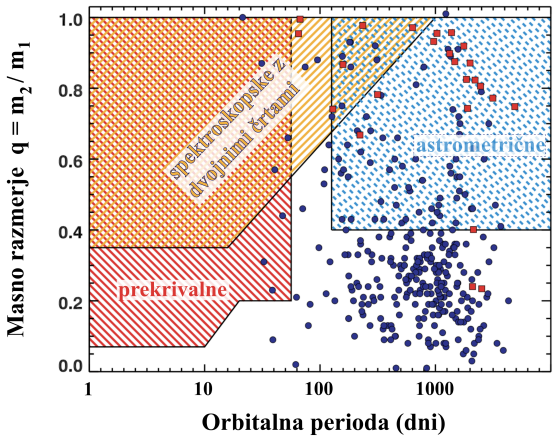
$$\begin{aligned} j_o &= \frac{1}{4\pi d^2}\left(\pi R_1^2\,\sigma_{SB}T_1^4 + \pi R_2^2\,\sigma_{SB}T_2^4\right) \\ j_p &= \frac{1}{4\pi d^2}\left(\left(\pi R_1^2 - \pi R_2^2\right)\sigma_{SB}T_1^4 + \pi R_2^2\,\sigma_{SB}T_2^4\right) \\ j_s &= \frac{1}{4\pi d^2}\left(\pi R_1^2\,\sigma_{SB}T_1^4\right), \end{aligned} \tag{9.10}$$

kjer je d oddaljenost dvojnice od Zemlje. Sledi

$$\begin{aligned} \frac{j_p}{j_o} &= \frac{1 - (R_2/R_1)^2 + (R_2/R_1)^2\,(T_2/T_1)^4}{1 + (R_2/R_1)^2\,(T_2/T_1)^4} \\ \frac{j_s}{j_o} &= \frac{1}{1 + (R_2/R_1)^2\,(T_2/T_1)^4} \end{aligned} \tag{9.11}$$

Ker razmerje polmerov poznamo iz časa trajanja mrkov (enačba 9.9), lahko z meritvijo globine mrkov določimo efektivni temperaturi obeh zvezd.

Za odkritje prekrivalnih dvojnic moramo opazovati vsaj tri mrke, saj le tedaj lahko trdimo, da je pojav periodičen in da svetlobna krivulja ustreza prekrivalni dvojnici. Torej so orbitalne periode odkritih dvojnic navadno krajše od četrtine časa opazovanja. To seveda ob optimistični predpostavki, da nas ne moti spremenljivo vreme in izmenjavanje dneva in noči. Zato prekrivalne dvojnice v velikem številu odkrivamo predvsem z vesoljskimi misijami. Nasina misija Kepler je štiri leta praktično brez premora opazovala 200.000 zvezd v ozvezdjih Laboda in Lire. Skupaj je odkrila 2878 prekrivalnih dvojnic in sistemov z medsebojnim obsevanjem (Kirk et al., 2016). Število prekrivalnih dvojnic na logaritemski predalček v periodi je skoraj enako za orbitalne periode med 0,3 dneva in 20 dnevi, nato pa pada do treh let kot najdaljše opazovane orbitalne periode. Misija Gaia prečesava celotno nebo, torej posamezni objekt opazuje le po $\sim$ 16-krat letno. V prvih 34 mesecih misije je odkrila skupaj 87.073 prekrivalnih dvojnic, večinoma z orbitalnimi periodami



Slika 9.5: Masna razmerja in orbitalne periode dvojnih zvezd z različnimi načini preučevanja. Rdeče šrafirano je območje prekrivalnih dvojnih zvezd, oranžno so spektroskopske zvezde z dvojnimi črtami, modro pa razločene astrometrične dvojnice, opazovane v interferometričnem načinu. Modre točke so dvojnice, v katerih je pulzirajoča ena od zvezd, rdeče pa tiste, v katerih pulzirata obe zvezdi. Prirejeno po https://arxiv.org/pdf/1712.00022.pdf, Murphy et al. (2018).

blizu 1 dneva, najdaljše orbitalne periode pa so $\sim$ 4 mesece (Gaia Collaboration et al., 2022a). Število se bo v naslednjih letih z vključitvijo vseh $\sim$ 11 let opazovanj močno povečalo. Podobno pričakujemo, da bodo opazovanja z Observatorijem Vere Rubin do konca tega desetletja odkrila $\approx 10^8$ prekrivalnih dvojnic (Dal Tio et al., 2022).

Misijo Kepler poleg večletnega skoraj nepretrganega spremljanja sija opazovanih objektov odlikuje tudi izjemna točnost meritve gostote svetlobnega toka s tipično relativno napako le $2{,}9 \cdot 10^{-5}$. Tako je misija lahko opazila tudi redke primere dvojnih zvezd. Med njimi je 173 objektov, ki jih imenujemo utripalna zvezda (angl. hearbeat star). To so dvojnice na močno sploščenih tirih, kjer se zaradi medsebojnih plimskih vplivov zvezdi v trenutku periastrona napihneta in zato izsev naraste. Dogodek se ponavlja enkrat na obhod, ob odsotnosti mrkov pa je to tudi edina informacija, ki nam razkriva dvojnost zvezde ter vrednost orbitalne periode. Za 15% od teh utripalnih zvezd, ki jih je opazovala misija Kepler, je dolžina orbitalne perioda natanko celoštevilski mnogokratnik periode možnega nihanja ene od zvezd v paru (Kirk et al., 2016). Tako opazimo plimsko vzbujeno pulziranje (angl. tidally induced pulsations), ko ena od zvezd zaradi resonančnega vzbujanja v periastronu niha in vidimo nihanje sija po celotni svetlobni krivulji. V dvojnici KIC 8164262 sta zvezdi glavne veje tipa F in M na tiru s sploščenostjo 0,886 in orbitalno periodo 87,4549 dni. Zaradi resonančnega vzbujanja zvezda tipa F niha s periodo, ki je natanko $\frac{1}{229}$ orbitalne periode, kar na svetlobni krivulji povzroča nihaje z amplitudo tisočinke izseva te dvojnice (Hambleton et al., 2018).

Fizikalno zanimiv poseben tip prekrivalne dvojnice je KPD 1946+4340 (Bloemen et al., 2011). To je prekrivalna dvojna zvezda na krožnem tiru z orbitalno periodo 9,69 ure, ki jo sestavljata bela pritlikavka z maso 0,59 $M_\odot$, polmerom 0,014 $R_\odot$ in efektivno temperaturo 16.000 K ter proti beli pritlikavki razvijajoča se sredica orjakinje z maso 0,47 $M_\odot$, polmerom 0,21 $R_\odot$ in efektivno temperaturo 34.500 K. Zvezdi sta si dovolj blizu, da zaradi medsebojnih gravitacijskih vplivov nista več povsem okrogli (to imenujemo elipsoidalna modulacija, angl. ellipsoidal modulation). Posebnost te dvojnice pa je, da je misija Kepler poleg mrkov zaznala tudi pojav, ki ga imenujemo dopplerska posvetlitev (angl. Doppler boosting) in je posledica hitrega gibanja zvezd proti oziroma proč od opazovalca. Približevanje izvora poveča število fotonov, ki jih sprejmemo na enoto časa, ti fotoni so zaradi aberacije svetlobe (poglavje 3.10.2) tudi bolj usmerjeni v smer gibanja, ob tem pa jih vidimo tudi dopplersko premaknjene. Orbitalno gibanje sredice orjakinje s hitrostjo $\simeq 168$ km s^{-1} zaradi dopplerske posvetlitve sij sistema četrtino orbitalne periode po primarnem mrku dvigne za 0,7 tisočinke. Taka, le iz analize svetlobne krivulje dobljena hitrost gibanja primarne zvezde se ujema z vrednostjo, dobljeno s spektroskopskimi opazovanji.

9.1.8 Dvojnice s pulzirajočimi zvezdami

Doslej obravnavani načini preučevanja zvezd so uporabni v različnih območjih orbitalnih period in s tem medsebojnih razdalj med zvezdama. Razlikujejo se tudi po tem, ali z njimi lahko preučujemo dvojnice, ki ju sestavljata zvezdi z zelo različno maso in s tem izsevom. Slika 9.5 povzema situacijo. Razločene astrometrične dvojnice lahko zaznamo, če zvezdi nista preveč različno svetli, predvsem pa smo celo v primeru, da uporabljamo interferometer, omejeni na znatno

kotno in s tem tudi dejansko razdaljo med zvezdama. Orbitalne periode fotometričnih dvojnic so zato večinoma daljše od nekaj mesecev. Nasprotno je spektroskopske dvojnice z dvojnimi črtami lažje odkriti, če se zvezdi gibljeta hitreje, torej če je njuna medsebojna razdalja in s tem orbitalna perioda manjša. Tudi tu je težko zaznati spekter obeh zvezd, če je njun izsev preveč različen. To je še zlasti res za dvojnice z orbitalnimi periodami več tednov ali mesecev, saj je v tem primeru seta spektralnih črt z ene in druge zvezde zaradi njune manjše hitrosti težje ločiti. Podobno ima tudi večina prekrivalnih dvojnic zelo kratke orbitalne periode, saj je zaradi večje medsebojne razdalje med zvezdama pri daljših orbitalnih periodah malo verjetno, da se zvezdi prekrivata (enačba 9.8). Imajo pa prekrivalne dvojnice veliko prednost, da zaradi velike točnosti sodobnih fotometričnih meritev lahko odkrijemo tudi zvezdi z zelo različnima izsevoma in s tem masama.

Zanimiva situacija nastopi, če ena od zvezd v dvojnici pulzira (poglavje 7.7), recimo zato, ker ima efektivno temperaturo $\sim$ 7500 K in je na glavni veji, torej je spremenljivka tipa δ Ščita. Če bi bila spremenljivka na miru oziroma bi se v prostoru gibala po premici, bi bila opazovana frekvenca njenih pulzacij stalna. Ker pa je zvezda članica dvojnega sistema, se njena razdalja periodično spreminja. Pulzi torej prihajajo prezgodaj oziroma prepozno, njihova frekvenca pa raste oziroma pada odvisno od orbitalne faze. Iz opazovanj pulzov torej lahko dobimo informacijo, ki je ekvivalentna meritvi radialne hitrosti pri spektroskopski dvojnici z enojnimi črtami. Tudi tu lahko ugotovimo vrednost masne funkcije, ki jo izračunamo na podoben način kot v enačbi 9.7. Ker za pulzirajočo zvezdo navadno poznamo njene lastnosti in s tem tudi lahko domnevamo o njeni masi, lahko z opazovanjem njenega gibanja okrog težišča sistema izračunamo tudi maso nevidne zvezde. Kot pri spektroskopskih dvojnicah je tudi tu odprto vprašanje naklona tira i. Na sliki 9.5 smo za modre in rdeče točke privzeli, da je $i = 60^{\mathrm{o}}$, kar je medianska srednja vrednost za naključno obrnjene tirnice.

Opazovanje pulzirajočih zvezd nam omogoča določiti orbitalno periodo in okvirno tudi maso manj masivne zvezde tudi, če nimamo spektroskopskih meritev in če sta zvezdi po masi zelo različni. Tako je to koristna alternativa prekrivalnim dvojnicam, ki imajo orbitalne periode le redko daljše od nekaj mesecev. Za meritev zadostuje natančna meritev svetlobne krivulje, kar je nedvomno v dosegu temu posvečenih vesoljskih misij, kot je bil Nasin Kepler, sedaj pa je za to primeren Nasin TESS in v prihodnosti misija Plato Evropske vesoljske agencije.

Včasih imamo srečo in sta pulzirajoči obe zvezdi v paru. V tem primeru imata zvezdi največkrat skoraj enako maso, saj sta pulzatorja podobnega tipa. Situacija je primerljiva s spektroskopsko dvojnico z dvojnimi črtami. Torej lahko iz meritev svetlobne krivulje enostavno izračunamo masno razmerje, s predpostavkami o naklonu tira pa tudi vsako od obeh mas.

Murphy et al. (2018) so analizirali 2224 zvezd na glavni veji s spektralnimi tipi A ali F, ki jih je opazovala misija Kepler. Odkrili so 317 dvojnih zvezd, v katerih je bila pulzirajoča ena od zvezd in 24 sistemov, v katerih sta bili pulzirajoči obe zvezdi. Ker ta način opazovanja odkrije skoraj vse pulzirajoče zvezde v dvojnih sistemih so lahko zaključili, da je za orbitalne periode med 100 in 1500 dnevi in za masno razmerje $q > 0{,}1$ delež dvojnih zvezd s primarnimi zvezdami tipa A ali F enak $15{,}4 \pm 1{,}4\%$.

9.1.9 Nerazločene fotometrične dvojnice

Vse naštete metode nam omogočajo zaznavo le nekaterih dvojnih zvezd, saj smo dvojnost odkrili po mrkih, relativnem gibanju zvezd v paru ali z ugotovitvijo, da vidimo dve zvezdi, ki sta gravitacijsko vezani. Pogosto ne moremo izmeriti nič od tega, saj sta zvezdi predaleč od Zemlje, da bi ju ločili kot dvojnico, se medsebojno ne prekrivata in nimata zaznavno hitrega medsebojnega gibanja. Taki, v resnici precej pogosti primeri, so do nedavnega ostali neodkriti. Zopet je premik prinesla misija Gaia. Njena natančna meritev trigonometrične paralakse omogoča izračun razdalje, ko to združimo z barvo pa tako tudi izseva opazovanega objekta. Objekt torej lahko umestimo na kielski diagram (slika 7.6). Če je zvezda sama, bo njeno mesto ustrezalo njeni masi, razvojni fazi in kemični sestavi. Podatke o tem nam da spektroskopija. Če pa imamo opravka z dvema identičnima zvezdama, bomo opazili odstopanje: položaj zvezde na Kielovem diagramu bo nenavaden, saj bodo imeli vsi parametri običajne vrednosti, le izsev bo dvakrat večji, kot bi bil za eno samo zvezdo. Če imamo opravka s trojico zvezd, pa bo izsev trojen. Tako lahko utemeljeno sklepamo, da opazujemo dve ali celo tri identične zvezde, ki pa so predaleč vsaksebi, da bi opazili spremembe radialne hitrosti, in so predaleč od Zemlje (ali pa orbitalna faza ni prava), da bi jih lahko ločili na nebu kot posamezne objekte. Tak nov način odkrivanja dvojnih in trojnih zvezd je za zvezde

podobne Soncu uvedel Čotar et al. (2019).

Lepota tega pristopa je v dejstvu, da na tak način lahko odkrijemo vse dvojne ali trojne zvezde, ki jih sestavljajo medsebojno podobne zvezde. Odkritja nato lahko skušamo preveriti z usmerjenimi interferometričnimi opazovanji ali z opazovanjem okultacije z Luno (če je položaj objekta na nebu ustrezen). Omejitev pa je dejstvo, da morajo biti izsevi zvezd primerljivi, saj sicer ne uspemo zaznati presežka, ki ga prinese druga ali tretja zvezda. To pomeni, da na ta način lahko odkrivamo le pare ali trojice skoraj identičnih zvezd, ne pa tudi pare ali trojice zvezd različnih mas.

9.1.10 Združevanje načinov opazovanja

Doslej smo našteli osem različnih načinov opazovanja, ki so nam omogočili odkrivanje in tudi meritve vrednosti posameznih parametrov dvojne zvezde. Pogosto lahko isto dvojnico opazujemo na več načinov in tako o njej izvemo še bistveno več. Posebej zanimiv je primer prekrivalne dvojnice, ki je tudi spektroskopska dvojnica z enojnimi ali z dvojnimi črtami. Takih dvojnic je veliko, saj jih, za razliko od astrometričnih dvojnic, lahko opazujemo do zelo velikih oddaljenosti od Zemlje. Zaradi mrkov vemo, da je $\sin i \simeq 1$ in lahko z enačbo 9.7 določimo vrednost masne funkcije, za primer dvojnih črt pa tudi vrednosti mas obeh zvezd (enačbi 9.5 in 9.6) ter razdaljo a med zvezdama. Dolžina mrkov nam omogoča tudi geometrijski izračun absolutne vrednosti polmera obeh zvezd. Tu velja poudariti, da je dobljeni rezultat lahko mnogo natančnejši od predvidevanj o velikostih zvezd, ki jih dobimo iz HR diagrama. Tu namreč uporabljamo zgolj Newtonove zakone in meritve Dopplerjevega premika, medtem ko o polmeru zvezde po njenem izsevu in efektivni temperaturi lahko le grobo sklepamo, saj smo pri izsevu pogosto omejeni z negotovostjo razdalje in z vplivi mezvezdne pordečitve.

Dinamična meritev velikosti obeh zvezd v prekrivalni dvojnici z dvojnimi črtami nas napelje na idejo, da način razmišljanja obrnemo. Ker poznamo velikost obeh zvezd z natančnostjo blizu odstotka, lahko z meritvijo efektivne temperature obeh zvezd (ki je določljiva iz svetlobnih krivulj ali pa iz spektroskopskih opazovanj) zelo natančno določimo skupni izsev sistema. Tako po opaženem siju lahko sklepamo na oddaljenost dvojnice od Zemlje. Pri tem je pomembno, da prekrivalne dvojnice z dvojnimi spektroskopskimi črtami lahko analiziramo tudi na zelo velikih razdaljah. Če dvojnico sestavljata svetli zvezdi, jo lahko opazujemo tudi, če je v kateri od bližnjih galaksij. Torej so taki objekti standardni svetilniki, ki nam omogočajo meritve razdalje do sosednjih galaksij.

Združevanje načinov opazovanja pomeni tudi, da uporabljamo raznorodne meritve in moramo pravilno upoštevati naključne in sistematične merske napake. Potrebujemo programska orodja, ki nam to omogočajo in dovolijo tudi vključevanje dodatnih fizikalnih procesov na obeh analiziranih zvezdah, kot so zvezdne pege ali pulzacije. Pogosto ugotovimo tudi, da zvezdi nista dve ampak imamo opravka s trojnim ali večkratnim sistemom. Namig v to smer je pospešeno gibanje težišča dvojnega sistema, kar opazimo po nezaključenih astrometričnih tirih ali spreminjanju orbitalne periode mrkov. Pogosto uporabljano programsko orodje za analizo tesnih dvojnih zvezd je Phoebe, katerega razvoj je vodil Andrej Prša (Physics of eclipsing binaries, Prša & Zwitter, 2005; Prša et al., 2016).

9.1.11 Pogostost dvojnih zvezd

Razpon orbitalnih period dvojnih zvezd sega od minut to deset tisočev let, kar pomeni, da so zvezde na zelo različnih medsebojnih razdaljah, obenem pa so lahko tudi različnih tipov in s tem izsevov. Za njihovo odkrivanje moramo zato uporabiti različne tehnike, o katerih smo govorili zgoraj. Kljub vsemu pa vsaj za zvezde podobne Soncu lahko rečemo, kako pogosto so v gravitacijsko vezani družbi z zvezdno spremljevalko. Raghavan et al. (2010) ugotavlja, da je $56 \pm 2\%$ zvezd z masami med 0,7 in 1,3 $M_\odot$ in na oddaljenosti do 25 pc enojnih, tako kot naše Sonce. V istem vzorcu je dvojnih zvezd $33 \pm 2\%$, trojnih $8 \pm 1\%$ in večkratnih $3 \pm 1\%$. Pri bolj masivnih zvezdah delež dvojnih zvezd naraste, tako da je enojnih le 30% zvezd tipa B ali A. Porazdelitev orbitalnih period dvojnih zvezd z masami podobnimi Soncu sledi gaussovski porazdelitvi desetiškega logaritma orbitalne periode P, tako da je za najpogostejšo orbitalno periodo, izraženo v dnevih, $\log P = 5{,}03$, standardna deviacija pa je $\sigma(\log P) = 2{,}28$. Sploščenost tirov je za dvojne zvezde z orbitalno periodo nad 12 dni enakomerno porazdeljena med 0 in 0,6. Še bolj sploščeni tiri so redkejši zaradi dinamičnih interakcij med zvezdama, ko sta si na tiru najbližje, in zaradi težav z odkrivanjem

dvojnic z dolgimi orbitalnimi periodami na zelo sploščenih tirih. Tudi masno razmerje q med zvezdama v dvojnici je med vrednostma 0,1 in 1 enakomerno porazdeljeno.

Kratke orbitalne periode so med dvojnicami redkost, saj omenjena gaussovska porazdelitev nakazuje, da je takih z orbitalno periodo krajšo od treh dni le $\sim 2\%$. Kljub redkosti pa so taki sistemi posebej zanimivi, saj se njihova razvojna pot lahko razlikuje od razvoja samostojnih zvezd.

9.2 Tesne dvojnice

Če sta si zvezdi blizu, to vpliva na njuno obliko. Kos plina na površini zvezde poleg gravitacijskega privlaka svoje zvezde čuti tudi gravitacijski privlak sosede. V skrajnem primeru lahko pride do pretoka mase ali do ovitja obeh zvezd v skupno ovojnico. To lahko znatno spremeni strukturo udeleženih zvezd, kot rezultat pa so zvezde v dvojnicah včasih drugačne, kot bi bile po samostojnemu razvoju, o katerem smo govorili v poglavju 8.

O tesni dvojnici govorimo, kadar velikost vsaj ene od zvezd ni mnogo manjša od razdalje med njima. Za krožni tir, v povprečju pa tudi za eliptičnega, lahko to razdaljo izrazimo s tretjim Keplerjevim zakonom (enačba 5.28)

$$\begin{aligned} a &= \left(\frac{G(M_1+M_2)}{4\pi^2}P^2\right)^{\frac{1}{3}} \\ &= 0{,}506\,\mathrm{R}_\odot \left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)^{\frac{1}{3}} (1+q)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{P}{P_o}\right)^{\frac{2}{3}}, \end{aligned} \tag{9.12}$$

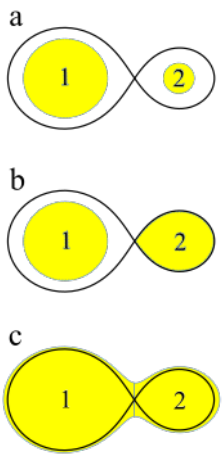
kjer je $P_o = 1$ ura in $q = \frac{M_2}{M_1}$. Količina, ki ima v zapisani enačbi največji razpon, je orbitalna perioda P. Vidimo, da imajo tesne dvojnice zvezd na glavni veji orbitalne periode nekaj ur, orjakinje pa nekaj mesecev. Najprej se bomo seznanili s strukturo takih dvojnic, potem pa bomo obravnavali njihov razvoj.

9.2.1 Rochev oval

V veliki večini primerov lahko pri obravnavi tesne dvojne zvezde predpostavimo troje: (i) tiri so krožni, (ii) zvezdi korotirata, torej imata proti sosedi vedno obrnjeno isto stran, (iii) gravitacijski privlak posamezne zvezde je enak, kot če bi bila vsa njena masa zbrana v središču zvezde. Razlog za veljavnost prvih dveh predpostavk je v tem, da se le v tem primeru motnja sosednje zvezde s časom ne spreminja. Če sta zvezdi na sploščenih tirih, se razdalja med njima s časom spreminja, prihaja do napihovanj, ki jih opazimo v utripalnih dvojnicah (stran 301). Tudi vrtenje okoli lastne osi, ki je hitrejše ali počasnejše od orbitalnega gibanja, pomeni, da so gravitacijske motnje sosednje zvezde na kos plina na prvi zvezdi časovno odvisne. V naravi se taka vzbujanja počasi iznihajo, saj časovno odvisne motnje prinesejo izgube zaradi trenja, ki je v primeru zvezd posledica vsiljenega spreminjanja poteka konvektivnih tokov v njeni notranjosti. Sistem preide v stanje, kjer se ob dani polni energiji in vrtilni količini energija ne izgublja zaradi časovno odvisnih motenj. Takemu stanju ustrezata predpostavki krožnega tira in korotacije.

Zadnja predpostavka o enakem privlaku, kot bi ga imela masa zbrana v središču zvezde, je le dober približek. Razloga za njegovo veljavnost sta dva: motnje sosednje zvezde čutijo predvsem površinske plasti zvezde, ki so daleč od njenega središča, obenem pa je večina mase zvezde zbrana blizu središča zvezde. Omenjene tri predpostavke so smiselne in zelo poenostavijo obravnavo, seveda pa obstajajo tesne dvojnice, ki ne korotirajo ali so na sploščenih tirih. Obravnavo takih primerov najdemo v Prša (2005) in Prša (2018).

Gravitacijski pospešek na kos plina v tesni dvojni zvezdi je ob predpostavljenih lastnostih najbolje zapisati v vrtečem se sistemu, v katerem zvezdi mirujeta. Če v tem sistemu miruje tudi kos plina, ni treba upoštevati Coriolisove sile, ampak je pospešek kar negativni gradient potenciala, ki ima poleg gravitacijskih pospeškov obeh zvezd še centrifugalni člen. Ta potencial smo ob obravnavi trojanskih asteroidov, ki čutijo gravitacijski privlak Sonca in Jupitra, zapisali v enačbi 6.13. Ploskev konstantnega potenciala ni težko izračunati, primer je slika 6.6. Da je kos plina pri miru, mora gradient tlaka ∇P natanko uravnovešati gravitacijski pospešek, ki je z gostoto ρ pomnožen gradient potenciala $\nabla\Phi$, kar poznamo že iz hidrostatične enačbe 4.43 za samostojne



Slika 9.6: Tipi tesnih dvojnih zvezd. V vseh primerih smo v orbitalni ravnini sistema in gledamo iz smeri pravokotne na zveznico obeh zvezd. Črna črta je rob ploskve kritičnega Rochevega potenciala, pri katerem se Rocheva ovala okoli obeh zvezd dotikata v prvi Lagrangeovi točki. V ločeni dvojnici (a) sta obe zvezdi znotraj Rochevih ovalov. V polločeni dvojnici (b) površina ene od zvezd, v narisanem primeru zvezda 2, doseže Rochev oval in se snov preko prve Langrangeove točke lahko pretaka proti sosedi. V kontaktni dvojnici (c) obe zvezdi dosegata ali sta nekoliko večji od Rochevih ovalov. V vseh treh primerih je narisano masno razmerje zvezd enako $q = \frac{M_2}{M_1} = \frac{1}{3}$.

zvezde: $\nabla P = -\rho \nabla \Phi$. Torej sta gradienta potenciala in tlaka poravnana, kar pa pomeni, da ploskev konstantnega tlaka sovpada s ploskvijo konstantnega potenciala. Torej je tlak odvisen le od vrednosti potenciala. Gostota je po zapisani enačbi sorazmernostni faktor med majhnimi spremembami potenciala in spremembami tlaka: $\rho = -\frac{dP}{d\Phi}$. Ker je tlak in s tem tudi njegova sprememba odvisna le od potenciala, sledi, da je tudi gostota v zvezdi le funkcija potenciala in se zato vzdolž ekvipotencialne ploskve ne spreminja. Na zunanjem robu zvezde oziroma onkraj njene fotosfere pade gostota na zelo majhne vrednosti, torej je ena od ploskev konstantnega potenciala tudi dober približek za obliko zvezde.

Če sta polmera obeh zvezd majhna v primerjavi z razdaljo med njima, se plimski privlak sosede ter vrtenje zvezde okoli lastne osi ne poznata dosti. Zvezdi sta približno okrogle oblike, govorimo o ločeni dvojnici (slika 9.6a), o katerih smo govorili v poglavju 9.1. Situacija se spremeni, če je ena od zvezd dovolj velika, da snov z njenega površja lahko teče proti sosedi. Na sliki 6.6 to pomeni, da ekvatorialno obliko take zvezde opisuje debela črna krivulja in ima njen potencial na površini vrednost, ki jo doseže v sedlu med potencialnima jamama obeh zvezd, to je v prvi Lagrangeovi točki L_1. Zvezda ni okrogla, ampak ima v smeri sosede izboklino, zaradi vrtenja in plime pa je sploščena tudi ob polih. To je polločena dvojnica (angl. semi-detached binary, slika 9.6b) Kot bomo pojasnili kasneje, v polločenih dvojnicah največkrat opazimo, da Rochev oval napolnjuje zvezda z maso manjšo od sosede. Končno površini obeh zvezd lahko dosegata ali celo presegata ekvipotencialno ploskev Rochevih ovalov. To je kontaktna dvojnica (angl. contact binary, slika 9.6c), kjer sta, kot pove že ime, površini obeh zvezd v neposrednem stiku.

Obliko zvezde izračunamo kot ploskev dano vrednostjo potenciala Φ, ki ga v kartezičnih koordinatah $x' = x/a$, $y' = y/a$, $z' = z/a$, ki imajo izhodišče v prvi zvezdi in razdaljo merimo v enotah razdalje med zvezdama a, po zgledu enačbe 6.13 zapišemo

$$\Phi = -\frac{GM_1}{a}\left(\frac{1}{\sqrt{x'^2+y'^2+z'^2}} + \frac{q}{\sqrt{(x'-1)^2+y'^2+z'^2}} + \frac{1+q}{2}\left((x'-\frac{q}{1+q})^2 + y'^2\right)\right) \quad (9.13)$$

Potencial imenujemo po francoskem astronomu Édouardu Rocheju. Oklepaj na desni je odvisen le od masnega razmerja $q = \frac{M_2}{M_1}$. Enačbe ne moremo obrniti, tako da bi zapisali denimo z' kot funkcijo (x', y', Φ, a, M_1). Je pa obliko ploskve z vrednostjo potenciala, ki ustreza površini zvezde, enostavno določiti numerično.

Posebej zanimiv je odgovor na vprašanje, kolikšna je prostornina zvezde, ki napolnjuje Rochev oval. Če definiramo $R_{oval\,2}$ kot polmer krogle, ki ima enako prostornino $4\pi R^3_{oval\,2}/3$ kot Rochev oval zvezde 2, lahko zapišemo (Leahy & Leahy, 2015)

$$\frac{R_{oval\,2}}{a} = \frac{0{,}74026}{q^{-0.012} + 1{,}1507\, q^{-0.74303} \ln\left(1 + 1{,}2809\, q^{0.74303-\frac{1}{3}}\right)} \quad (9.14)$$

Zapisana zveza je analitični približek, ki pa ima za $0{,}01 < q < 100$ glede na prave numerične vrednosti standardno odstopanje, ki je enako le $2{,}2 \cdot 10^{-5}$. Za $q < 0{,}63$ ima relativno napako, ki je

manjša od 1%, tudi enostavnejši izraz

$$\frac{R_{oval\,2}}{a} = 0{,}46224\left(\frac{q}{1+q}\right)^{1/3} \tag{9.15}$$

Na prvi pogled sta formuli povsem različni, vendar prva preide v smeri druge, če logaritem v zgornji enačbi razvijemo v vrsto za argumente malo večje od 1. Z drugim izrazom lahko na preprost način ocenimo povprečno gostoto zvezde, ki napolnjuje Rochev oval

$$\begin{aligned}\overline{\rho_2} &= \frac{M_2}{4\pi R^3_{oval\,2}/3} = \frac{M_2}{\frac{4\pi}{3}\,0{,}46224^3\,\frac{q}{1+q}\,a^3} = \frac{M_2}{\frac{4\pi}{3}\,0{,}46224^3\,\frac{M_2}{M_1+M_2}\,a^3} \\ &= \frac{3\pi}{0{,}46224^3 G P^2} = \rho_\odot\left(\frac{P}{P_o}\right)^{-2}\end{aligned} \tag{9.16}$$

Na prehodu v drugo vrstico smo uporabili tretji Keplerjev zakon (5.28). Če je $P_o = 8{,}84$ ure, je $\overline{\rho_2} = \rho_\odot = 1{,}41\cdot 10^3$ kg m^{-3}, to je toliko, ko je povprečna gostota Sonca (enačba 4.15). Povprečno gostoto zvezde, ki napolnjuje Rochev oval, torej lahko preprosto izračunamo iz vrednosti orbitalne periode dvojnice, ki je ena njenih najlažje opazljivih lastnosti. Za polločene dvojnice z orbitalnimi periodami nekaj ur so zvezde, ki napolnjujejo Rochev oval, po povprečni gostoti podobne zvezdam glavne veje. Za orbitalne periode mesecev ali let je njihova povprečna gostota taka, kot jo imajo orjakinje ali nadorjakinje. Po drugi strani bela pritlikavka lahko napolnjuje Rochev oval le, če orbitalna perioda ne preseže nekaj deset sekund.

Zvezda napolnjuje Rochev oval, če je njena običajna velikost primerljiva z velikostjo ovala. Torej za zvezdo na glavni veji lahko uporabimo približno sorazmernost med polmerom in maso (enačba 8.7) in tako iz orbitalne periode sklepamo o masi zvezde, ki napolnjuje Rochev oval

$$\begin{aligned}\overline{\rho_2} &= \frac{M_2}{4\pi R^3_{oval\,2}/3} \simeq \rho_\odot\left(\frac{M_2}{M_\odot}\right)^{-2} \\ M_2 &\simeq \frac{P}{P_o}\,\mathrm{M}_\odot\end{aligned} \tag{9.17}$$

Večina zvezd glavne veje, ki napolnjuje Rochev oval, ima maso med 0,1 in 1 $\mathrm{M}_\odot$, kar pomeni, da imajo taki dvojni sistemi orbitalno periodo med ~ 50 minutami in 9 urami.

9.2.2 Razvoj tesne dvojnice

Ko smo v poglavju 5 reševali problem gibanja dveh teles, smo ugotovili, da se ohranja skupna vrtilna količina. Predpostavili smo tudi, da sta masi obeh teles stalni. V tesni dvojni zvezdi pa se zaradi pretoka snovi masa zvezd spreminja s časom. Mogoče je tudi, da se spremeni skupna vrtilna količina sistema.

K skupni vrtilni količini prispeva tako tirna vrtilna količina zvezd zaradi njihovega gibanja okoli skupnega težišča kot spinska vrtilna količina zaradi vrtenja zvezd okoli lastne osi. Sledeč argumentom zadnjega poglavja bomo predpostavili, da sta zvezdi na krožnih tirih in da korotirata z orbitalnim gibanjem. V tem primeru je spinska vrtilna količina mnogo manjša od tirne vrtilne količine, tako da velikost skupne vrtilne količine[99] lahko zapišemo kot

$$\begin{aligned}\Gamma &= M_1 a_1^2\omega + M_2 a_2^2\omega = a^2\omega\left(M_1\frac{M_2^2}{(M_1+M_2)^2} + M_2\frac{M_1^2}{(M_1+M_2)^2}\right) \\ &= a^2\omega\frac{M_1\,M_2}{M_1+M_2} = \sqrt{\frac{G\,a}{M_1+M_2}}\,M_1 M_2\end{aligned} \tag{9.18}$$

Tu je ω krožilna frekvenca in $a_{1,2}$ razdalji zvezd od skupnega težišča. V zadnji vrstici smo uporabili tretji Keplerjev zakon. Predpostavimo, da se zaradi napolnjevanja Rochevega ovala ali zaradi zvezdnega vetra manjša masa druge zvezde $M_2 = q\,M_1$, torej je $\frac{dM_2}{dt} < 0$. Del snovi lahko tudi zapušča dvojnico, torej je za skupno maso $M \equiv M_1 + M_2 = M_1(1+q)$ odvod $\frac{dM}{dt} \leq 0$. Spreminjanje

[99] Tu z Γ označujemo skupno vrtilno količino, medtem ko je ta oznaka v poglavju 5 pomenila vrtilno količino na enoto mase.

mase prve zvezde $M_1 = M - M_2$ je $dM_1 = dM - dM_2$. Zanima nas relativna sprememba vrtilne količine:

$$\begin{aligned}\frac{d\Gamma}{\Gamma} &= \frac{1}{2}\frac{da}{a} + \frac{dM_1}{M_1} + \frac{dM_2}{M_2} - \frac{1}{2}\frac{dM}{M} \\ &= \frac{1}{2}\frac{da}{a} + \frac{dM}{M_1} - \frac{dM_2}{M_1} + \frac{dM_2}{qM_1} - \frac{1}{2}\frac{dM}{M_1(1+q)} \\ &= \frac{1}{2}\frac{da}{a} - \frac{dM_2}{M_1}\Big(1 - \frac{1}{q}\Big) - \frac{dM}{M_1}\Big(-1 + \frac{1}{2(1+q)}\Big).\end{aligned}$$

Sedaj vidimo, kako se spreminja razdalja med zvezdama

$$\frac{da}{a} = 2\,\frac{d\Gamma}{\Gamma} + 2\,\frac{dM_2}{M_1}\Big(1 - \frac{1}{q}\Big) + 2\,\frac{dM}{M_1}\Big(-1 + \frac{1}{2(1+q)}\Big) \tag{9.19}$$

Če dvojnica izgublja maso ($dM < 0$), je zadnji člen vedno pozitiven, torej se zaradi izgubljanja mase razdalja med zvezdama povečuje. Predznak srednjega člena je odvisen od vrednosti masnega razmerja $q = \frac{M_2}{M_1}$: če snov izgublja manj masivna zvezda ($q < 1$), se zvezdi oddaljujeta, izgubljanje snovi bolj masivne zvezde pa pomeni krčenje razdalje med zvezdama. Končno dvojnica vrtilne količine ne more od nikoder pridobiti, ampak jo lahko le izgublja. Torej je $d\Gamma \leq 0$. Izgubljanje vrtilne količine manjša razdaljo med zvezdama.

Za zvezdo 2, ki v polločenem sistemu napolnjuje Rochev oval, ni pomembno, na kateri razdalji a je soseda, ampak le, kako se spreminja velikost njenega Rochevega ovala $R_{oval\,2}$. Z odvajanjem enačbe 9.15 dobimo

$$\frac{dR_{oval\,2}}{R_{oval\,2}} = \frac{da}{a} + \frac{1}{3}\frac{dM_2}{M_2} - \frac{1}{3}\frac{dM}{M} = \frac{da}{a} + \frac{1}{3}\frac{dM_2}{M_1\,q} - \frac{1}{3}\frac{dM}{M_1(1+q)}$$

in po združevanju zadnjih dveh izrazov

$$\frac{dR_{oval\,2}}{R_{oval\,2}} = 2\,\frac{d\Gamma}{\Gamma} + 2\,\frac{dM_2}{M_1}\Big(1 - \frac{5}{6q}\Big) + 2\,\frac{dM}{M_1}\Big(-1 + \frac{1}{3(1+q)}\Big) \tag{9.20}$$

Komentarji so podobni, kot pri enačbi 9.19: druga zvezda ostaja tako velika kot Rochev oval, kar omogoča nadaljnji pretok mase, če se vrtilna količina izgublja iz sistema ali če je $q > \frac{5}{6}$, medtem ko odtekanje snovi iz dvojnice vedno povečuje velikost Rochevega ovala.

Če Rochev oval napolnjuje masivnejša od obeh zvezd in je zato $q > 1$, se velikost $R_{oval\,2}$ naglo manjša s časom. Hitro krčenje prostornine zvezde 2 pomeni, da njene površinske plasti k sebi naglo srka soseda. Rezultat je velik pretok mase, ki lahko doseže 10^{-4} $M_\odot$/leto ali več. Posledično je to sicer dramatična faza v razvoju dvojnice, ki pa je kratkotrajna, saj pri omenjenem masnem pretoku traja le kakih 10 tisoč let. Drugače je, če je $q \sim 1$ in se po zapisani enačbi velikost Rochevega ovala skoraj ne spreminja s časom. To pomeni, da zvezdo, ki napolnjuje Rochev oval, zapušča le malo snovi, tipični masni tokovi so manjši od 10^{-9} $M_\odot$/leto. Tako počasen masni pretok lahko traja zelo dolgo. Posledično opazimo veliko več dvojnic s počasnim pretokom mase, kjer ima zvezda, ki napolnjuje Rochev oval, manjšo maso od sosede. Pri majhnih vrednostih masnega razmerja q pa se velikost Rochevega veča s časom in se masni tok zato povsem ustavi. To ni res le v primeru, da se skupna vrtilna količina dovolj hitro manjša s časom. Ta spoznanja bomo uporabili v naslednjem poglavju, kjer bomo pregledali različne tipe polločenih dvojnih zvezd.

9.2.3 Polločeni sistemi

V polločenem sistemu ena od zvezd napolnjuje Rochev oval, druga pa je manjša od svojega ovala. Če je slednja na glavni veji ali celo orjakinja, napolnjuje znaten del svojega ovala. Tako snov iz sosednje zvezde hitro zadane obnjo in je zato prenos mase med zvezdama težko opazljiv. Lažje opazljive in tudi bolj dramatične so polločene dvojnice, v katerih je druga zvezda kompaktni objekt, torej bela pritlikavka, nevtronska zvezda ali črna luknja. V teh primerih snov z zvezde, ki napolnjuje Roche oval, pade v globoko potencialno jamo, na dnu katere je kompaktni objekt. Sprosti se veliko energije, zaradi visokih temperatur dvojnica sveti v modri, ultravijolični ali celo rentgenski svetlobi. V nadaljevanju bomo polločene sisteme razvrstili po tipu kompaktnega objekta in po vrsti zvezde, ki napolnjuje Rochev oval. Slednje imenujemo tudi donorji, saj te zvezde izgubljajo maso proti sosedi ali pa se njihova snov izgublja iz dvojnice. Osnovne lastnosti posameznih tipov polločenih sistemov so navedene v tabeli 9.2.

Tabela 9.2: Poimenovanja polločenih sistemov.

tip	kompaktni objekt	zvezda donor	q
kataklizmična spremenljivka	bela pritlikavka	zvezda glavne veje	< 1
simbiotična zvezda	bela pritlikavka ali nevtronska zvezda	orjakinja	< 1
rentgenska dvojnica nizke mase	nevtronska zvezda ali črna luknja	majhna masa	< 1
rentgenska dvojnica velike mase	nevtronska zvezda ali črna luknja	masivna zvezda	> 1

Kataklizmične spremenljivke

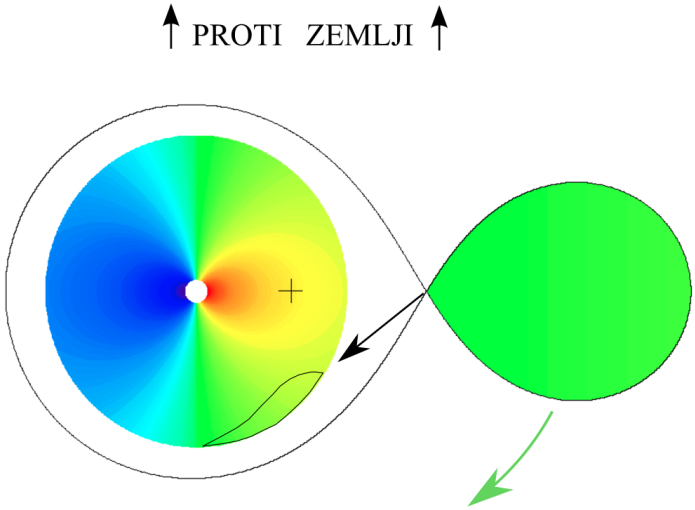
Dvojnico, v kateri je kompaktni objekt bela pritlikavka, Rochev oval pa napolnjuje zvezda glavne veje HR diagrama, imenujemo kataklizmična spremenljivka (angl. cataclysmic variable, tudi CV, referenčni pregled njihovih lastnosti je v Warner (2003)). Orbitalne periode kataklizmičnih spremenljivk so med 51 minutami in 6 urami. Mase donorjev so $0{,}04\,\mathrm{M}_\odot < M_2 < 0{,}6\,\mathrm{M}_\odot$, masa bele pritlikavke pa je $M_1 \simeq 0.75\ \mathrm{M}_\odot$ (Knigge et al., 2011). Poznamo približno 2000 kataklizmičnih spremenljivk. Kratke orbitalne periode so precej pogostejše od daljših, ob tem pa skoraj ne opazimo kataklizmičnih spremenljivk s periodami $2{,}15\,\mathrm{h} < P < 3{,}18\,\mathrm{h}$. Pomanjkanje takih dvojnic imenujemo tudi periodna luknja (angl. period gap).

Snov z donorske zvezde se preko sedla Rochevega potenciala steka proti beli pritlikavki. Ker je bela pritlikavka mnogo manjša od Rochevega ovala in ker zvezdi krožita okoli skupnega težišča, snov z donorja direktno ne zadane bele pritlikavke, ampak jo zgreši in zaokroži okoli nje. Situacija je enaka kot na vrtiljaku, ko s snežno kepo ciljamo soseda na drugi strani: zalučamo jo sicer proti njemu, ker pa se oba vrtita, se sosed zmakne in kepa ga zgreši. Ker snov z donorja teče v orbitalni ravnini, curek snovi po enem obratu okoli bele pritlikavke trči sam vase. Ob trku se ohrani krožilna komponenta vektorja hitrosti, tako da okoli bele pritlikavke nastane obroč krožeče snovi. Obroč se ne vrti kot trdno (fiziki bi mu rekli togo) telo, kjer bi bila hitrost kroženja sorazmerna z razdaljo od bele pritlikavke. Po Newtonovem zakonu je obodna hitrost obratno sorazmerna s kvadratnim korenom iz razdalje, torej zunanji deli obroča krožijo počasneje od notranjih. Takšno diferencialno vrtenje je podobno vožnji avtomobilov v krožišču: notranji imajo krajšo pot pa še hitreje vozijo. Zaradi znatne relativne hitrosti in prehitevanja notranjih delov v obroču prihaja do trenja, ki je v našem primeru predvsem posledica magnetnih polj. Snov v disku je namreč vroča, zato vsaj deloma ionizirana in posledično prevodna, magnetna polja pa so v taki snovi zamrznjena. Torej se silnice ob diferencialnem vrtenju vedno bolj navijajo in gostota magnetnega polja raste do točke, ko skuša magnetno polje diferencialno vrtenje ovirati, tako da bi bilo bolj podobno vrtenju togega telesa. Efektivna viskoznost zaradi magnetnih polj torej pospešuje zunanje in ustavlja notranje dele. Tako se vrtilna količina prenaša navzven, obroč pa se radialno razpotegne v disk, v katerem snov po dolgem spiralnem tiru teče proti beli pritlikavki.

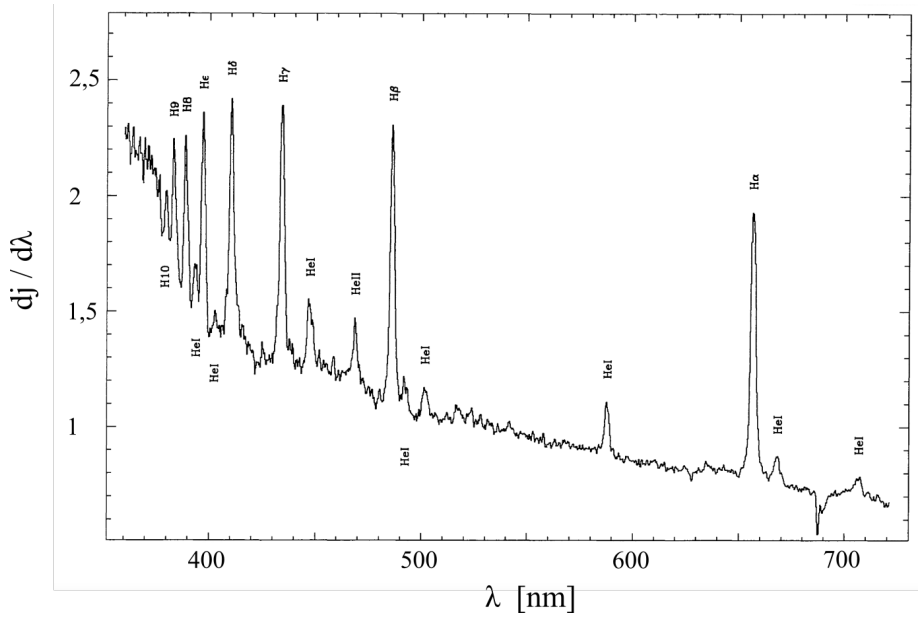
Situacijo povzema slika 9.7, ki je pogled na orbitalno ravnino. Zvezda donor je na desni, bela pritlikavka na levi pa je obdana z akrecijskim diskom. Za opazovalca v smeri navzgor barve diska označujejo vrednost radialne komponente hitrosti: modri toni približevanje in rdeči oddaljevanje. Tako dvojnica kot disk se vrtita v smeri urinega kazalca. Območje trka toka snovi z donorja in zunanjih robov diska se lahko precej segreje, dodatnemu izvoru svetlobe rečemo vroča točka (angl. hot spot). Njena zamaknjena postavitev glede na obe zvezdi prinese nesimetrijo tudi v svetlobno krivuljo, ki popisuje odvisnost opazovanega sija od zasuka dvojnice. V prekrivalnih dvojnicah donorska zvezda to območje pokrije kasneje kot belo pritlikavko, obenem pa njegov zasuk proti opazovalcu prinese vrh v svetlobni krivulji pred mrkom bele pritlikavke.

Snov v disku kroži okoli bele pritlikavke v orbitalni ravnini dvojnice in je vroča in svetla, saj velja virialni teorem (enačba 4.71), ki pove, da se polovica sproščene gravitacijske energije ob približevanju beli pritlikavki porabi za gretje, polovica pa se izseva. Sproščeno gravitacijsko energijo pri selitvi snovi od zunanjega (r_{zunaj}) do notranjega (r_{znotraj}) roba diska lahko povežemo z izsevom (L_{disk}) in tipično temperaturo (T_{disk}) v disku

$$L_{\mathrm{disk}} = 2\pi r_{\mathrm{zunaj}}^2 \sigma_{SB} T_{\mathrm{disk}}^4 = \frac{1}{2} G \frac{M_1}{r_{\mathrm{znotraj}}} \frac{-dM_2}{dt} \tag{9.21}$$



Slika 9.7: Prenos snovi v polločeni dvojnici. Snov z druge zvezde na desni se preko sedla Rochevega potenciala steka v Rochev oval prve zvezde na levi. Zaradi orbitalnega gibanja (zelena puščica) okoli skupnega težišča (+) tok snovi v smeri črne puščice zaostaja za prvo zvezdo. Nastane akrecijski disk, ki se vrti v smeri urnega kazalca. Segreto območje trka toka snovi z zunanjim robom diska je črno obrobljena vroča točka. Barve označujejo radialno hitrost posameznih delov diska za zemeljskega opazovalca, od hitrega približevanja (modro) do oddaljevanja (rdeče). Masno razmerje je $q = \frac{1}{3}$, narisan je pogled iz pravokotnice na orbitalno ravnino.



Slika 9.8: Vsota spektrov 15 kataklizmičnih spremenljivk iz Zwitter & Munari (1995). Ob modrem kontinuumu, h kateremu prispeva območje (v neposredni okolici) bele pritlikavke, so značilne emisijske črte Balmerjeve serije vodika, nevtralnega helija (He I) in enkrat ioniziranega helija (He II).

Pri zapisu smo upoštevali, da je $r_{\mathrm{zunaj}} \gg r_{\mathrm{znotraj}}$ in da ima disk dve površini. Za $M_1 = 0{,}75\ \mathrm{M}_\odot$, $M_2 = 0{,}57\ \mathrm{M}_\odot$, $P = 5$ ur, $r_{\mathrm{znotraj}} = 10^7$ m, $r_{\mathrm{zunaj}} \simeq 0{,}3a = 3{,}4{\cdot}10^8$ m in $-dM_2/dt = 10^{-9}\ \mathrm{M}_\odot$/leto dobimo $L_{\mathrm{disk}} = 0{,}83\,L_\odot$ in $T_{\mathrm{disk}} = 9400$ K.

Smer gravitacijske sile dobro določa radialen položaj snovi v disku, le šibko pa ovira raztezanje diska v smeri pravokotni na orbitalno ravnino. Zato imamo nad in pod diskom znatno razredčeno atmosfero krožeče snovi. V redki atmosferi diska tako vidimo emisijske spektralne črte posameznih elementov – pogosto so to prehodi Balmerjeve serije vodika (slika 9.8). Zaradi različnih radialnih hitrosti posameznih delov diska so oblike črt značilno razmazane po valovnih dolžinah. Kombinacija kroženja in velikosti krožilnih hitrosti diska, ki so večje bližje beli pritlikavki, pomeni, da so območja enakih radialnih hitrosti v disku razporejena v značilnem dipolnem vzorcu, ki ga poznamo iz silnic paličastega magneta. Če emisijska črta nastaja po vsem disku, je intenziteta črte pri določeni radialni hitrosti sorazmerna s ploščino diska na tej hitrosti. Iz slike 9.7 razberemo, da imata največjo ploščino rumeni rogljiček na desni in modri na levi, ki segata do zunanjega roba diska, medtem ko je ploščina območij drugih barv manjša. Omenjeni barvi povezujeta območje na zunanjem robu, ki se giblje počasi vendar natanko vzdolž smeri opazovalca, z notranjimi območji, kjer je kroženje sicer hitrejše, vendar se snov giblje bolj v prečni smeri.

Emisijska črta iz diska ima torej značilen dvogrbi profil (angl. double-peaked profile, v katerem intenziteta doseže maksimuma pri radialnih hitrostih zunanjega roba diska $RV_{\mathrm{zunaj}} = \pm\sqrt{GM_1/r_{\mathrm{zunaj}}}$. Največjo radialno hitrost v disku vidimo iz majhnih območij ob njegovem notranjem robu $RV_{\mathrm{znotraj}} = \pm\sqrt{GM_1/r_{\mathrm{znotraj}}}$, ki sta na sliki 9.7 intenzivno rdeče in modre barve. Majhna ploščina teh izjemno hitrih delov diska pomeni, da pri tej radialni hitrosti intenziteta emisijske črte pade proti ničli. Vidimo, da nam spektroskopska meritev emisijskih črt iz diska omogoča določitev zunanjega (r_{zunaj}) in notranjega (r_{znotraj}) polmera diska.

Zunanji rob diska navadno sega skoraj do Rochevega ovala bele pritlikavke. Notranji rob je v vsakem primeru omejen s polmerom bele pritlikavke. Usedanje snovi iz diska na njen ekvator je lahko dokaj dramatično, saj je snov v disku precej hitrejša od hitrosti vrtenja pritlikavke. Vendar tega območja pogosto ne moremo opazovati, saj ga zastira debelina diska v smeri pravokotni na orbitalno ravnino. Ni pa nujno, da je notranji rob diska kar polmer bele pritlikavke. Če ima bela pritlikavka znatno magnetno polje, to lahko že na večji razdalji iztrga ionizirano snov iz diska in jo prisili, da se svedra vzdolž silnic proti njenima magnetnima poloma (podobno kot se to dogaja s protoni s Sonca, ki jih ujame Zemljino magnetno polje). Tako dvojnico imenujemo polmagnetni sistem (angl. intermediate polar). Če je polje bele pritlikavke tako močno, da prestreže snov z donorja preden bi ta lahko ustvarila akrecijski disk, je to magnetni sistem (angl. polar). Taki primeri so redki vendar zanimivi: ker nam disk ne zastira pogleda, lahko opazujemo izjemno vroča območja, kjer snov na nasprotnih straneh bele pritlikavke oblikuje dimnik (angl. funnel) ter tako vzdolž silnic teče proti njenim magnetnim polom.

Kataklizmične spremenljivke so dobile svoje ime po izbruhih, ki so zanje značilni. Poseben primer je pritlikava nova (angl. dwarf nova), kjer ima disk temperaturo blizu 10.000 K, pri kateri prihaja do ionizacije vodika (slika 7.3). V njihovem disku lahko pride do nestabilnosti, ko disk razpade v posamezne obroče zgoščene snovi (Frank et al., 2002). Po takem dogodku se zopet vzpostavi diskasta struktura, sistem pa se nato izmenoma ustali bodisi v relativno kratkotrajnem vročem in svetlem stanju, ali v dlje trajajočem hladnejšem in temnejšem stanju. Vzrok za prvo je visoka ionizacija snovi z obiljem ionov, ki čutijo vpliv magnetnih polj, to pa prinese večjo efektivno viskoznost in s tem večji masni pretok in izsev diska. Ker večji pretok snovi skozi disk presega dotok snovi iz donorja, svetlemu stanju po izpraznitvi diska sledi dolgotrajnejša temna faza hladnejšega diska z nižjo viskoznostjo ter zato nižjim masnim pretokom in izsevom. Izmenjavanje teh vzbujenih stanj in stanj mirovanja je značilnost pritlikavih nov. Prehodi se dogajajo v približno periodičnih ciklih, ki trajajo, odvisno od sistema, od nekaj dni do nekaj desetletij.

V kataklizmičnih spremenljivkah pa prihaja tudi do bolj dramatičnih izbruhov, ki jim imenujemo nova (angl. nova). Z masnim pretokom z donorja se namreč na površju bele pritlikavke nabira z vodikom bogata snov. Ko se je nabere dovolj, pride v njenih spodnjih plasteh do jedrskega spajanja vodika v helij. Ker se to dogaja na površju bele pritlikavke, torej pri gostotah, kjer tlak v snovi ni več sorazmeren s temperaturo kot pri idealnem plinu, so posledice jedrskega zlivanja močno pregrevanje z akrecijo pridobljene snovi in nato jedrska eksplozija, ki to snov vrže iz dvojnice. Ob izbruhu nove, ki traja do nekaj mesecev, izsev sistema naraste od Soncu podobnega izseva na nekaj desettisoč izsevov Sonca. Dogodek se ponavlja vsakič, ko se na beli pritlikavki nabere $\lesssim 10^{-4}\ \mathrm{M}_\odot$ snovi, ker pa je masni tok v kataklizmičnih spremenljivkah majhen, med izbruhi navadno mine

vsaj nekaj stoletij.

Po izbruhu nove ima bela pritlikavka enako maso kot pred tem, medtem ko se masa donorske zvezde zaradi masnega pretoka počasi manjša. Vprašanje je torej, kako taka dvojnica ostane v določeni konfiguraciji, v kateri donorska zvezda ohranja kontakt z Rochevim ovalom. Ker je $q < 5/6$, nam enačba 9.20 pove, da je edina možnost za ohranjanje kontakta manjšanje skupne vrtilne količine sistema. V dolgoročni evoluciji dvojnice so pomembni izbruhi nov, ki z bele pritlikavke in s tem iz dvojnice izvržejo vso snov, ki jo je zaradi pretoka snovi izgubila druga zvezda (Knigge et al., 2011). Torej velja $dM = dM_2 < 0$ in se enačba 9.20 poenostavi v

$$\frac{dR_{oval\,2}}{R_{oval\,2}} = 2\,\frac{d\Gamma}{\Gamma} - \frac{dM_2}{M_1}\,\frac{5+3q}{3q(1+q)} \tag{9.22}$$

Pri kratkih orbitalnih periodah sta zvezdi blizu skupaj in se hitro gibljeta. Naša obravnava v okviru Newtonove fizike torej ni povsem pravilna, saj hitro pospešeno gibanje zvezdnih mas sprošča gravitacijske valove. Zato se sistemu s časom manjša polna energija, ker pa je ta obratno sorazmerna z razdaljo med zvezdama (enačba 5.27), se sistemu manjša tudi vrtilna količina Γ. V okviru splošne teorije relativnosti izpeljemo zvezo (Paczyński, 1967)

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -\frac{32}{5}\frac{G^{7/2}}{c^5}\frac{M_1^2 M_2^2 (M_1+M_2)^{1/2}}{a^{7/2}}, \tag{9.23}$$

ki jo z zvezo 9.18 prepišemo v

$$\frac{\frac{d\Gamma}{dt}}{\Gamma} = -\frac{32}{5}\frac{G^3}{c^5}\frac{M_1 M_2 (M_1+M_2)}{a^4} \tag{9.24}$$

Sedaj razdaljo med zvezdama a izrazimo s 3. Keplerjevim zakonom, pri čemer upoštevamo zvezo 9.17 med maso donorske zvezde M_2, ki napolnjuje Rochev oval, in orbitalno periodo. Ko vstavimo predpostavljeno maso bele pritlikavke $M_1 \simeq 0.75\ \mathrm{M}_\odot$, dobimo

$$\frac{\frac{d\Gamma}{dt}}{\Gamma} \simeq \frac{1}{t_o}\,\frac{1}{q^{\frac{5}{3}}(1+q)^{\frac{1}{3}}}, \qquad t_o = 6{,}2\cdot 10^{17}\,\mathrm{s} \tag{9.25}$$

Če privzamemo, da ta izguba vrtilne količine izniči širjenje Rochevega ovala zaradi pretoka mase z donorske zvezde ($dR_{oval\,2} = 0$), lahko izračunamo masni tok po zvezi 9.22

$$-\frac{dM_2}{dt} \simeq \dot{M}_o\,\frac{(1+q)^{\frac{2}{3}}}{q^{\frac{2}{3}}(5+3q)}, \qquad \dot{M}_o = 1{,}4\cdot 10^{13}\,\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{s}} = 2{,}2\cdot 10^{-10}\,\frac{\mathrm{M}_\odot}{\mathrm{leto}} \tag{9.26}$$

Vrednost je odvisna od masnega razmerja q. Za orbitalno periodo $P = 1$ ura dobimo (enačba 9.17) $M_2 = 0{,}11\ \mathrm{M}_\odot$, $q = 0{,}15$ in zato $-\frac{dM_2}{dt} = 1{,}6\cdot 10^{-10}\ \frac{\mathrm{M}_\odot}{\mathrm{leto}}$. Pri $P = 5$ ur so vrednosti $M_2 = 0{,}57\ \mathrm{M}_\odot$, $q = 0{,}75$ in vrednost masnega pretoka $-\frac{dM_2}{dt} = 5{,}4\cdot 10^{-11}\ \frac{\mathrm{M}_\odot}{\mathrm{leto}}$.

Relativistično izgubljanje energije in s tem vrtilne količine smiselno pojasni pretok mase v kataklizmičnih spremenljivkah z orbitalnimi periodami $P < 2$ ure. Po drugi strani pa so masni pretoki za dvojnice s periodami $P > 3$ ure mnogo večji, saj velik izsev akrecijskega diska lahko razložimo z velikim masnim tokom proti beli pritlikavki. Torej za take kataklizmične spremenljivke potrebujemo drug mehanizem, ki bi pojasnil dovolj hitro manjšanje vrtilne količine sistema. Rešitev je magnetno zaviranje, ko del snovi iz donorske zvezde na potuje proti beli pritlikavki, ampak v obliki zvezdnega vetra zapušča dvojnico. Gibanje snovi v vetru kontrolirajo magnetna polja donorske zvezde, tako da snov tudi na velikih radijih korotira z donorsko zvezdo. To pomeni, da ima snov v zvezdnem vetru, ki zapušča dvojnico, veliko vrtilno količino, posledično pa se dvojnemu sistemu vrtilna količina manjša. Magnetno zaviranje je težko fizikalno modelirati, vsekakor pa ta mehanizem lahko pojasni med 10 in 1000-krat hitrejše manjšanje vrtilne količine kot bi bi ga lahko pojasnili s splošno teorijo relativnosti (glej sliko 2 v Knigge et al., 2011). Tako razumemo, zakaj donorske zvezde ob masnih tokovih $\lesssim 10^{-8}\ \frac{\mathrm{M}_\odot}{\mathrm{leto}}$ lahko ostajajo v kontaktu s svojim Rochevim ovalom.

Razvoj kataklizmičnih spremenljivk poteka od daljših proti krajšim orbitalnim periodam. Najprej donorska zvezda ohranja kontakt z Rochevim ovalom ob pomoči magnetnega zaviranja. Relativno velik masni pretok napihne donorsko zvezdo nekoliko nad velikost, ki bi jo pri dani masi imela,

če masnega pretoka ne bi bilo (Knigge et al., 2011). Ko masa donorske zvezde pade na približno 0,34 $M_\odot$, kar ustreza orbitalni periodi treh ur, postane donorska zvezda po celotni prostornini konvektivna. Ta sprememba prekine ali vsaj zmoti mehanizem magnetnega zaviranja, masni pretok pade in donorska zvezda se skrči na velikost, ki bi jo imela brez pretoka mase. Tako pri orbitalni periodi $P \simeq 3$ ure donorska zvezda izgubi stik z Rochevim ovalom in sistem postane ločena dvojnica brez pretoka mase. Še vedno pa se zaradi splošne relativnosti vrtilna količina počasi manjša, razdalja med zvezdama se manjša in končno pri orbitalni periodi $P \simeq 2$ uri donorska zvezda zopet pride v stik z Rochevim ovalom. Masni pretok se nadaljuje vse dokler donorska zvezda pri orbitalni periodi $\simeq 50$ minut po masi ne postane rjava pritlikavka, katere velikost ni več odvisna od mase (Knigge et al., 2011).

Ta scenarij pojasnjuje porazdelitev kataklizmičnih spremenljivk po orbitalnih periodah. Relativno majhen masni pretok omejuje vrednost masnega razmerja na $q < 5/6$, kar ob masi bele pritlikavke $M_1 \simeq 0{,}75\ M_\odot$ ustreza (enačba 9.17) najdaljši orbitalni periodi $P \simeq 5{,}5$ ure. Od tu se dvojnica razvija kot polločen sistem, pri čemer magnetno zaviranje razloži velike izseve takih sistemov. Orbitalna perioda se počasi krajša. Periodno luknjo med 2 in 3 urami pojasnimo s spremembami v magnetnem zaviranju, ko donorska zvezda postane povsem konvektivna. Polločena konfiguracija se zopet vzpostavi za orbitalne periode pod 2 urama. Ker je manjšanje vrtilne količine sedaj le posledica splošne teorije relativnosti, je masni pretok manjši, razvoj počasnejši, take dvojnice pa so temne. Tako pričakujemo, da je večina kataklizmičnih spremenljivk prav v teh razvojni fazi, ki pa je zaradi temnosti ni lahko opaziti (Knigge et al., 2011).

Simbiotične zvezde

Simbioza je sobivanje ali združevanje dveh različnih bitij ali pojavov. Simbiotična zvezda (angl. symbiotic star) je objekt, v katerem ob ozkih absorpcijskih črtah kovin in molekularnih absorpcijah opazimo tudi široke emisijske črte Balmerjeve serije vodika in celo emisijske črte helijevega iona (He^+). Absorpcijske črte so značilne za hladne orjakinje, emisijske pa nastanejo v razredčenem zelo vročem plinu. Sobivanje je posledica dejstva, da je simbiotična zvezda dvojnica orjakinje in bele pritlikavke ali redkeje nevtronske zvezde. Prva napolnjuje Rochev oval, pogosto pa namesto toka snovi skozi sedlo med zvezdama opazujemo močan zvezdni veter iz orjakinje. Vroč kompaktni objekt z ultravijolično svetlobo vzbuja vodik in helij v tem vetru, tako da se zlasti na strani proti orjakinji kompaktni objekt ovije v vročo emisijsko plast.

Rdeča orjakinja je velika zvezda, zato velik razmak med središčema obeh zvezd pomeni tudi, da je orbitalna perioda simbiotičnih zvezd bistveno daljša kot pri kataklizmičnih spremenljivkah. Njene vrednosti so od pol leta do nekaj let. Trenutno poznamo ~ 400 simbiotičnih zvezd. To so zelo svetli objekti s tipičnim izsevom med 10^3 in $10^4\ L_\odot$, ki je največkrat posledica spajanja vodika na površini kompaktnega objekta (Munari, 2019). Pri tako velikih izsevih je težko zagotoviti sferno simetrični privlak snovi na belo pritlikavko, saj na snov poleg gravitacijskega pospeška, ki je usmerjen navznoter, deluje tudi navzven usmerjeni svetlobni tlak. Na ioniziran atom vodikovega plina deluje v smeri bele pritlikavke z maso M_1 gravitacijska sila $\frac{GM_1(m_p+m_e)}{r^2}$. Ker je gibalna količina fotona njegova energija deljena s svetlobno hitrostjo in je sila časovni odvod gibalne količine, je sila zaradi sevalnega tlaka enaka $\frac{d(E/c)}{dt}\frac{\sigma_T}{4\pi r^2} = \frac{L\sigma_T}{c\,4\pi r^2}$. S σ_T smo označili Thompsonov sepalni presek za sipanje svetlobe na prostih elektronih (glej stran 134), ki je enak $\sigma_T = 6{,}65 \cdot 10^{-29}\ \mathrm{m}^2$. Obe sili padata s kvadratom razdalje r od kompaktnega objekta. Torej sila zaradi sevalnega tlaka uravnoveša gravitacijsko silo, če je $L = L_{Edd}$,

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G M_1 m_p\, c}{\sigma_T} = L_o\,\frac{M_1}{M_\odot}, \quad L_o = 1{,}26 \cdot 10^{31}\ \mathrm{W} = 3{,}2 \cdot 10^4\, L_\odot \tag{9.27}$$

Pri zapisu smo upoštevali, da je $m_e \ll m_p$. Zapisani maksimalni izsev pri sferno simetričnem privlaku snovi imenujemo tudi Eddingtonov izsev (angl. Eddington luminosity, po Arthurju Eddingtonu). Če bi bil izsev večji, bi sila zaradi njegovega sevalnega tlaka preprečevala nadaljnji sferno simetrični privlak snovi. Vidimo, da se simbiotične zvezde z belo pritlikavko mase $M_1 \simeq 0{,}75\ M_\odot$ približujejo tej meji. Značilno jih zato opazimo v dveh stanjih: aktivno stanje (angl. active phase) pomeni, da je izsev blizu Eddingtonove meje, kar ovira privlak snovi na kompaktni objekt, mirovanje (angl. quiescent phase) pa, da izsev pade za nekaj desetkrat, tako da privlak snovi teče brez težav.

Rentgenske dvojnice z majhno maso

Kot pove že rentgenska dvojnica z majhno maso (angl. low-mass X-ray binary) gosti donorsko zvezdo z maso manjšo od Sončeve. Ker je kompaktni objekt nevtronska zvezda ali črna luknja, je sproščena potencialna energija ob padanju snovi proti njej mnogo večja in so v igri mnogo višje temperature kot pri kataklizmičnih spremenljivkah. Te dvojnice zato svetijo tudi v rentgenski svetlobi. V naši Galaksiji poznamo ~ 200 takih objektov, v 68 primerih je kompaktni objekt črna luknja (Bahramian & Degenaar, 2022). Približno 20 objektov ima orbitalno periodo krajšo od ene ure, torej je zaradi kompaktnosti takega para donorska zvezda lahko le helijeva pritlikavka ali bela pritlikavka (Bahramian & Degenaar, 2022). Podsiadlowski et al. (2002) pokažejo, da se dvojnice, ki vsebujejo nevtronsko zvezdo in imajo orbitalno periodo krajšo od 18 ur, razvijejo proti zelo tesnim dvojnicam, vse tja do minimalne orbitalne periode 10 minut.

Rentgenska svetloba se sprošča v neposredni bližini kompaktnega objekta. Tam snov, ki prihaja s sosednje zvezde, doseže izjemne hitrosti. Značilna hitrost je $\sqrt{GM_1/R_1}$, ki je za $M_1 = 1{,}4$ M$_\odot$ in $R_1 = 10$ km enaka približno polovici svetlobne hitrosti. Obhodni čas tik nad nevtronsko zvezd s polmerom R_1 je enak $2\pi\sqrt{\frac{R_1^3}{GM_1}} \sim 0{,}5$ ms, na razdalji 100 km pa 15 ms. Torej ne preseneča, da je za te objekte značilna močna spremenljivost rentgenskega izseva na časovnih skalah milisekund. Opazimo kvaziperiodične oscilacije (angl. quasiperiodic oscillations, tudi QPO) pri frekvencah kiloHertzov, ki so povezane s tokom snovi ob nevtronski zvezdi, ob tem pa tudi izbruhe, ki jih povezujemo z usedanjem snovi na nevtronsko zvezdo, in tudi spremenljivost, ki ustreza rotaciji same nevtronske zvezde (Van der Klis, 2000). Med izbruhi pogosto opazimo tudi par nasprotno usmerjenih curkov snovi, ki izvirajo v neposredni okolici kompaktnega objekta.

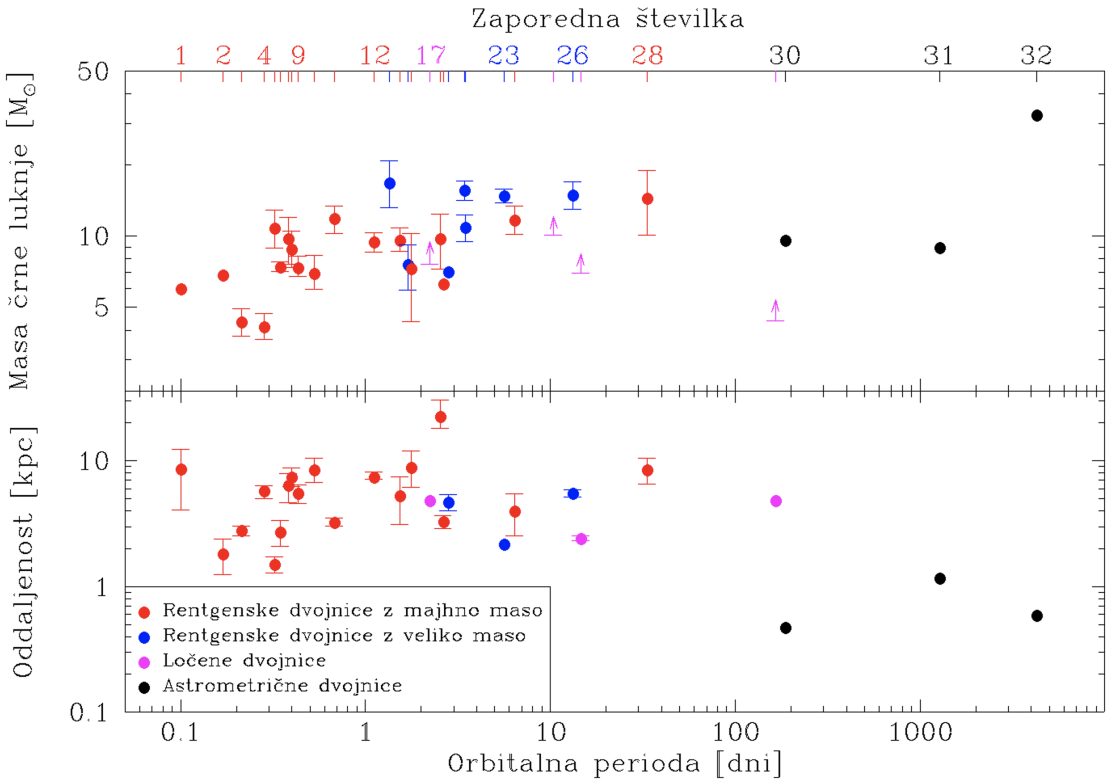
Rentgenske dvojnice z veliko maso in mikrokvazarji

Če je donorska zvezda v sistemu z nevtronsko zvezdo ali (redkeje) črno luknjo masivna zvezda z maso $M_2 > 8$ M$_\odot$, je to rentgenska dvojnica z veliko maso (angl. high-mass X-ray binary). Donorske zvezde na glavni veji so hitro vrteče se zvezde tipa Be, to je emisijske zvezde spektralnega tipa B. Nad ekvatorjem jih obdaja disk snovi, ki sega do roba Rochevega ovala in interagira s kompaktnim objektom. Če je donorska zvezda orjakinja, kompaktni objekt snov navadno zajema iz močnega zvezdnega vetra, podobno kot pri simbiotičnih zvezdah. Trenutno poznamo 152 takih dvojnih zvezd v naši Galaksiji, med donorskimi zvezdami je približno enako orjakinj in zvezd glavne veje (Fortin et al., 2023). Orbitalne periode so med 1 dnevom in 3 leti.

Masa donorske zvezde je praviloma večja od mase kompaktnega objekta, torej je $q > 1$. V primeru prenosa snovi iz donorja ($dM_2 < 0$) brez znatne izgube snovi iz dvojnice ($dM \sim 0$) se velikost Rochevega ovala donorske zvezde naglo manjša (enačba 9.20). Ustrezno so masni pretoki lahko zelo veliki, to je precej na 10^{-6} M$_\odot$/leto (Reig, 2011). Ker tako velik masni pretok hitro izčrpa zalogo zvezdne snovi, so te razvojne faze dvojnih zvezd kratkotrajne in jih zato le redko opazimo.

V trenutno 19 primerih rentgenskih dvojnic z majhno maso in v 6 ali 7 rentengskih dvojnicah z veliko maso smo prepričani, da je kompaktni objekt črna luknja (slika 9.9). Ker so ti objekti daleč od Zemlje, so relativno temni. Drugače pa je z ločenima dvojnicama Gaia BH1 in Gaia BH2, o katerih smo govorili v poglavju 9.1.10. Ker sta relativno blizu, sta svetli, vendar njuna dolga orbitalna perioda zahteva dolgo spremljanje, ki ga omogoče le misija Gaia Evropske vesoljske agencije. Upati je, da bomo v njenih meritvah odkrili še nekaj takih objektov.

Trenutno poznamo tri rentgenske dvojnice z veliko maso, kjer je kompaktni objekt črna luknja, za katero poleg mase poznamo tudi hitrost njenega vrtenja. Tabela 9.3 povzema izmerjene vrednosti. Masi obeh objektov dobimo s fizikalnim modeliranjem spektroskopskih in fotometričnih opazovanj. V vseh treh primerih lahko sklepamo tudi o hitrosti vrtenja črne luknje. Notranji rob diska okoli črne luknje je najbolj notranja še stabilna tirnica, bližje objekt nato pade v črno luknjo. Položaj te tirnice je odvisen od hitrosti vrtenja črne luknje. S preučevanjem porazdelitve rentgenske svetlobe, ki jo seva disk, lahko ugotovimo, kje je ta notranji rob. Rezultat pokaže, da se črna luknja v vseh treh dvojnicah vrti zelo hitro, to je blizu kritične rotacije, pri kateri bi črna luknja izgubila horizont in bi torej videli golo singularnost. Ker imajo vse tri dvojnice zelo masivne donorske zvezde na glavni veji, so ti sistemi mladi in zato ni bilo dovolj časa, da bi se črna luknja polagoma začela vedno hitreje vrteti. Velika vrtilna količina črne luknje torej izvira iz para zelo masivnih zvezd, iz katerih je sedaj opazovani objekt nastal.



Slika 9.9: Dvojnice, kjer je ena od zvezd črna luknja. Na zgornjem grafu rišemo maso črne luknje, na spodnjem pa oddaljenost dvojnice od Zemlje v odvisnosti od orbitalne periode dvojnice. Barve označujejo tipe objektov. Puščica označuje najmanjšo možno maso črne luknje. Na vrhu so zaporedne številke dvojnic razvrščenih po orbitalni periodi, ki ustrezajo naslednjim objektom: 1: MAXI J1659-152, 2: XTE J1118+480, 3: GRO J0422+32, 4: GRS 1009-45, 5: A 0620-00, 6: GS 2000+25, 7: XTE J1859+226, 8: MAXI J1305-704, 9: GS 1124-684, 10: H 1705-250, 11: MAXI J1820+070, 12: 4U 1543-475, 13: NGC300 X1, 14: XTE J1550-564, 15: LMC X-3, 16: GX 339-4, 17: NGC3201 21859, 18: GS 1354-64, 19: GRO J1655-40, 20: V4641 Sgr, 21: M33 X-7, 22: LMC X-1, 23: Cyg X-1, 24: V404 Cyg, 25: VFTS 243, 26: SS 433, 27: HD 130298, 28: GRS 1915+105, 29: NGC3201 12560, 30: Gaia BH1, 31: Gaia BH2, 32: Gaia BH3. Gaia BH1, Gaia BH2 in Gaia BH3 so ločene dvojnice relativno blizu Zemlji in z dolgo orbitalno periodo. Prirejeno po Qin et al. (2019), El-Badry et al. (2023a), Mlinar & Zwitter (2024) in Gaia Collaboration et al. (2024).

Tabela 9.3: Rentgenske dvojnice z veliko maso, ki vsebujejo črno luknjo mase M_1. Ta se vrti z deležem kritične rotacije a_{rot1}. Povzeto po Qin et al. (2019).

Dvojnica	$M_1/\mathrm{M}_\odot$	$M_2/\mathrm{M}_\odot$	P/dni	a_{rot1}
M33-X7	$15{,}65 \pm 1{,}45$	$70{,}0 \pm 6{,}9$	3,45	$0{,}84 \pm 0{,}05$
Labod (oziroma Cygnus) X-1	$14{,}8 \pm 1$	$19{,}2 \pm 1{,}9$	5,6	$> 0{,}983$
LMC X-1	$10{,}9 \pm 1{,}4$	$31{,}8 \pm 3{,}7$	3,9	$0{,}92^{+0{,}05}_{-0.07}$

SS 433 je doslej edina poznana dvojna zvezda v Galaksiji s stacionarnim akrecijskim diskom, ki ima izsev večji od Eddingtonove meje (enačba 9.27). Donorska zvezda tipa O ali B skozi disk proti kompaktnemu objektu, ki je najverjetneje črna čuknja, pretaka kar $\sim 10^{-4}$ $M_\odot$/leto. Torej imamo res srečo, da smo jo ujeli v teh nekaj desettisočletjih, ko se to dogaja. Tak ekstremno velik masni tok ima še dve posebnosti. Kot prvo vsa snov z donorske zvezde ne uspe steči v akrecijski disk proti kompaktnemu objektu, ampak v ekvatorski ravnini celotno dvojnico obdaja razsežen ekskrecijski disk, v katerem snov teče iz sistema (Zwitter et al., 1991; Waisberg et al., 2019). Kot drugo pa se tudi vsa snov iz akrecijskega diska ne usede na kompaktni objekt, ampak v obliki dveh nasprotno usmerjenih curkov snovi zapušča dvojno zvezdo. Hitrost snovi v curkih je enaka 26% svetlobne hitrosti, curka tudi spreminjata svojo smer vzdolž plašča stožca, ki ima ob vrhu kot 40^o (Margon, 1984). V tem pogledu je SS 433 vrsta dvojnice, ki ji pravimo mikrokvazar (angl. microquasar). Ta skupina masivnih rentgenskih dvojnic z nasprotno usmerjenimi relativističnimi curki snovi sedaj šteje med 15 in 50 sistemov (Romero et al., 2017).

Zdi se, da so nasprotno usmerjeni curki snovi splošen pojav, ki ga povezujemo s privlakom (akrecijo) snovi. Počasne stožčaste tokove snovi opazimo ob nastajanju zvezd, kolimirani nasprotno usmerjeni curki snovi so značilni za akrecijo snovi na kompaktni objekt. Če je ta objekt nevtronska zvezda ali črna luknja, lahko dosegajo ti curki hitrosti primerljive s svetlobno hitrostjo. Fenomen je značilen tudi za jedra aktivnih galaksij, katerih relativistični curki segajo daleč onkraj meja galaksije in tako vplivajo na razvoj širšega okolja. Relativistični curki v masivnih rengtenskih dvojnicah so zanimivi, ker nam ob vrtenju dvojne zvezde omogočajo opazovanja iz različnih smeri, medtem ko curke v aktivnih galaktičnih jedrih vedno lahko opazujemo le od tam, kjer pač smo.

Pari kompaktnih objektov in kilonove

Nastanek kompaktnega objekta pomeni, da zvezda odvrže svojo ovojnico. Pri beli pritllikavki je to planetarna meglica, pri nevtronski zvezdi ali supernovi pa eksplozija supernove. Če se to zgodi v tesni dvojnici, je pomembno, koliko snovi se pri tem izgubi iz sistema. Za krožni tir je kinetična energija polovica absolutne vrednosti potencialne energije, tako da je skupna energija negativna in je sistem gravitacijsko vezan (glej enačbo 5.27). Ob eksploziji se hitrosti gibanja in medsebojna položaja obeh zvezd ne spremenijo. Torej kinetična energija na enoto mase ostaja enaka, medtem ko se vrednost potencialne energije na enoto mase zmanjša, saj v sistemu ostane manj snovi. Če se ob nastanku kompaktnega objekta iz sistema izgubi polovica mase prvotne dvojnice, se potencialna energija na enoto mase razpolovi in sistem ni več gravitacijsko vezan. Dvojnica se odpre, zvezdi pa lahko odletita v prostor z znatnim delom njune prvotne orbitalne hitrosti. Verjamemo, da je to izvor belih pritlikavk z zelo velikimi hitrostmi, ki so jih nedavno opazili (Igoshev et al., 2023).

Satelit Gaia je doslej opazil 39 dvojnic, v katerih sta obe zvezdi beli pritlikavki (Gaia Collaboration et al., 2022a, slika 39), medtem ko je pregled neba ELM odkril še 98 takih objektov (Brown et al., 2020). Obstajajo pa tudi pari nevtronskih zvezd. V nekaterih dvojnicah sta kompaktna objekta tesno skupaj in je orbitalna perioda zelo kratka. Do takih zelo tesnih parov kompaktnih objektov lahko privede razvojna faza skupne ovojnice (Han, 1998). To pomeni, da se ena od zvezd napihne, kot se to zgodi pri razvoju z glavne veje proti orjakinji. Če je sosednja zvezda relativno blizu, se lahko znajde v tej sedaj skupni ovojnici obeh zvezd. Druga zvezda je precej gostejša od razpihnjene ovojnice, tako če je še v fazi glavne veje kot tudi, če se je že razvila v kompaktni objekt. Tako ta zvezda ohrani svojo identiteto. Vseeno pa zaradi potovanja skozi ovojnico sosede občuti trenje ter se tako zvezdi pomakneta bližje skupaj. Ko napihnjena ovojnica končno doseže razvojno stopnjo planetarne meglice ali ko jo odnese navzven kot supernovo tipa II, sta tako zvezdi mnogo bližje, kot sta bili na začetku. Takemu razvoju pravimo faza skupne ovojnice (angl. common envelope evolution, tudi CEE).

Tesen par kompaktnih zvezd seva gravitacijske valove. Zato se mu manjša vrtilna količina Γ in zvezdi lezeta skupaj. Manjšanje vrtilne količine ob stalnih masah obeh zvezd po enačbi 9.18 izrazimo s spreminjanjem velike polosi a: $\frac{d\Gamma}{\Gamma} = \frac{1}{2}\frac{da}{a}$, kar vstavimo v enačbo 9.24

$$\frac{d\Gamma/dt}{\Gamma} = \frac{da}{2\,a\,dt} = -\frac{32}{5}\frac{G^3}{c^5}\frac{M_1 M_2 (M_1+M_2)}{a^4}$$

S preprosto integracijo po a dobimo čas t_{zlitje}, v katerem se bosta zvezdi, ki sta na začetni razdalji a, zlili

$$t_{zlitje} = \frac{5\,c^5 a^4}{2^8 G^3 M_1 M_2 (M_1+M_2)} \tag{9.28}$$

Beli pritlikavki z maso po 0,75 $M_\odot$, ki sta med seboj oddaljeni 10^5 km in imata obhodni čas 446 s, se bosta zlili v 84 tisoč letih. Taka zlitja so obetavna razlaga za nastanek supernov tipa Ia (Neopane et al., 2022). Za razliko od običajne razlage z belo pritlikavko, ki veča svojo maso na račun privlaka snovi s sosednje donorske zvezde, pri zlitju belih pritlikavk donorske zvezde ni opaziti.

Zlijeta se lahko tudi nevtronski zvezdi. Če sta njuni masi po 1,4 $M_\odot$ in sta njuni središči na razdalji 10^4 km, je njuna orbitalna perioda enaka 10,3 sekunde. Zvezdi krožita s stotinko svetlobne hitrosti. Taki zvezdi se bosta zlili že v 1,2 leta. Tak dogodek smo dejansko opazili, ko je 17. avgusta 2017 detektor gravitacijskih valov LIGO zaznal izvor gravitacijskih valov, ki je dobil ime GW170817 (Abbott et al., 2017). Iz analize višanja frekvence gravitacijskih valov so ugotovili, da sta se zlili masi, ki ustrezata nevtronskim zvezdam. Izbruh so zaznali tudi v vidni svetlobi in ugotovili, da se je zgodil v $45{,}5 \pm 0{,}6$ Mpc oddaljeni galaksiji NGC 4993 (Sneppen et al., 2023). Dogodek so zaznali v širokem območju elektromagnetnega spektra, kar podpira trditev, da gre za zlitje nevtronskih zvezd. Hkrati z gravitacijskimi valovi so zaznali tudi kratek izbruh gama žarkov (angl. gamma-ray burst), kar potrjuje že prej uveljavljeno domnevo, da je kratkotrajna vrsta takih dogodkov posledica zlitja nevtronskih zvezd (Gomboc, 2012). Skupna analiza opazovanj v radijski in vidni svetlobi je pokazala, da so med 75 in 230 dnevi po dogodku zaznali relativistična ozka curka snovi, ki sta se na začetku gibala najmanj z 99,97% svetlobne hitrosti pod kotom $22^o \pm 3^o$ glede na smer proti Zemlji (Mooley et al., 2022). Orbitalna ravnina nevtronskih zvezd pred zlitjem predstavlja zlom krogelne simetrije sistema, torej sta curka usmerjena pravokotno na to ravnino.

Z zavedanjem, da dogodek GW170817 predstavlja zlitje nevtronskih zvezd, pri čemer poznamo celo naklon njune orbitalne ravnine, analiziramo opazovanja prvih dni po dogodku. Temu izbruhu pravimo kilonova (angl. kilonova), ki ga tako po imenu razlikujemo od izbruha nove ali eksplozije supernove. Spektroskopska opazovanja v vidni in bližnji infrardeči svetlobi so pokazala, da je bila 1,4 dneva po eksploziji porazdelitev svetlobe po valovnih dolžinah zelo blizu Planckovemu spektru črnega telesa (enačba 4.25) z efektivno temperaturo 5400 K (Drout et al., 2017). Iz opazovane gostote svetlobnega toka, oddaljenosti in medzvezdne ekstinkcije izračunamo skupni izsev, ker pa poznamo efektivno temperaturo sledi tudi velikost sevalne površine. Tako lahko spremljamo, kako se je sevalna površina kilonove večala s časom. Določimo tudi hitrost v smeri prečno glede na Zemljo, s katero se je širila ovojnica, da je dosegla izračunano velikost. Hitrost širjenja ovojnice v smeri proti Zemlji izmerimo na običajni način, to je z Dopplerjevim premikom absorpcijskih črt stroncija, ki jih opazimo v razširjajoči se ovojnici. Pričakovali bi, da bosta hitrosti različni, saj dogodek zlitja nevtronskih zvezd nikakor nima krogelne simetrije. Na veliko presenečenje sta hitrosti enaki, na krogelno obliko razširjajoče se ovojnice pa kaže tudi oblika profila absorpcijskih črt stroncija (Sneppen et al., 2023). Krogelne oblike ne razumemo. Zanjo bi bila lahko odgovorna nerazumljivo velika energija, ki bi jo moral dobiti vsak barion v ovojnici ali morebitne doslej še nepoznane fluktuacije v okusu nevtrinov ter posledično spremenjenem nastajanju elektronov, ki so posledica ravnovesja med številom nevtronov ter protonov in elektronov v eksplodirajoči ovojnici. Vendar rešitvi nista smiselni, saj zahtevata natančno usklajevanje raznolikih procesov, medtem ko je imela ovojnica kilonove okroglo obliko več dni po eksploziji in ne glede na to, da se je njena temperatura ob tem naglo nižala. Povedano je lep primer tega, da nam včasih tudi (pre)lep in (preveč) preprost rezultat dela sive lase.

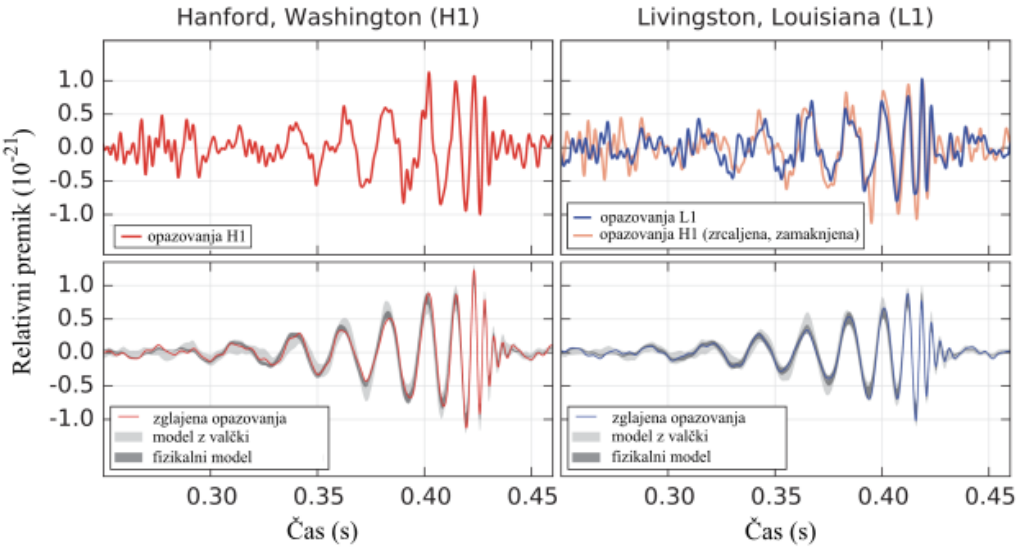
Omenili smo, da so v ovojnici že takoj po eksploziji opazili absorpcijsko črto stroncija. To je pomembno, saj je ta nastal s hitrim zajemanjem nevtronov v atome z masnim številom $50 < A < 80$ (titan do brom). Ob stronciju so tako nastali tudi drugi elementi s podobnim masnim številom, vendar ne težji od $A = 90$ (itrij). Med produkti hitrega zajemanja ima le stroncij močne absorpcijske črte pri temperaturah 5400 K in manj, ki so bile značilne za razširjajočo se ovojnico.

Večina snovi je kako desetinko sekunde po zlitju nevtronskih zvezd končala v črni luknji, v razširjajoči ovojnici je končalo le približno $1{,}4 \cdot 10^{-3}$ $M_\odot$ snovi, tu je nastalo tudi $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ $M_\odot$ stroncija (Perego et al., 2022). Tako je ta kilonova prva, ki dokazuje, da v z nevtroni bogatem okolju zlitja nevtronskih zvezd s hitrim zajemanjem nevtronov lahko nastajajo elementi težji od železa. Kilonove so tako morda tudi dogodki, ob katerih nastane vsaj del elementov med železom in plutonijem. Deleži posameznih elementov, ki nastanejo ob eksplozijah supernov in kilonov še niso jasni.

Absorpcija stroncija je bila zaradi naglega širjenja ovojnice premaknjena proti krajšim valovnim dolžinam. Hitrosti širjenja so bile zelo velike: 1,43 dneva po eksploziji je bila hitrost ovojnice 28%, 2,42 dneva po eksploziji 25% in 3,41 dneva po eksploziji 21% svetlobne hitrosti (Sneppen, privatna komunikacija). To so zelo velike številke, obenem pa je nenavadno tudi hitro manjšanje

hitrosti širjenja ovojnice. Hitrosti, ki dosegajo četrtino svetlobne hitrosti, so seveda mnogo večje od ubežne hitrosti. Če bi se ovojnica širila v prazen prostor zato pričakujemo, da se hitrost širjenja ne spreminja. Ker to ni res, lahko iz ohranitve gibalne količine ocenimo, da je v obdobju od 1,43 do 3,41 dneva po eksploziji ovojnica svojo maso povečala z $1{,}4{\cdot}10^{-3}\ \mathrm{M}_\odot$ na $\frac{28}{21}\ 1{,}4{\cdot}10^{-3}\ \mathrm{M}_\odot = 1{,}9{\cdot}10^{-3}\ \mathrm{M}_\odot$. V tem času je ovojnica prečesala prostornino približno $4 \cdot 10^{40}\ \mathrm{m}^3$. Torej je morala biti gostota snovi v okolici kilonove približno $2{,}5 \cdot 10^{-14}\ \mathrm{kg\ m}^{-3}$, kar ustreza številski gostoti $1{,}5 \cdot 10^{13}$ protonov na kubični meter. To je približno toliko, kot je gostota (mnogo bolj vroče) snovi v Sončevi koroni (slika 4.19). Ta snov je morala biti tu že od nastanka tesnega para nevtronskih zvezd in je tako preostanek eksplozije ene ali druge supernove.

Poleg belih pritlikavk in nevtronskih zvezd se lahko zlivajo tudi črne luknje. Poudarimo, da je zlivanje črnih lukenj med prvimi proučeval prof. dr. Andrej Čadež, ki je prvi tudi izračunal, kako se ob tem združita horizonta obeh črnih lukenj (Čadež, 1974). Detektor gravitacijskih valov LIGO je do marca 2023 opazil 18 zlitij dveh črnih lukenj, 2 dogodka zlitja črne luknje in nevtronske zvezde in 2 dogodka zlitja dveh nevtronskih zvezd. V vseh primerih sta se tik pred zlitjem kompaktna in masivna objekta gibala izjemno hitro. Tako se jima je manjšala vrtilna količina (enačba 9.23) in polna energija, ki so jo odnašali gravitacijski valovi. To so transverzalni valovi deformacije prostora, ki potujejo s svetlobno hitrostjo in se kažejo kot majhne periodične spremembe razdalje. Leta 2015 so gravitacijske valove iz zlitja črnih lukenj v dogodku GW150914 prvič uspeli neposredno izmeriti (Abbott et al., 2016, slika 9.10). Energijska gostota gravitacijskih valov pada s kvadratom razdalje od izvora, tako amplituda odmikov pada le sorazmerno z razdaljo. Tako lahko LIGO zazna tudi relativno oddaljene dogodke. V primeru GW150914 sta se na razdalji 410^{+160}_{-180} Mpc zlili črni luknji z masama $36^{+5}_{-4}\ \mathrm{M}_\odot$ in $29^{+4}_{-4}\ \mathrm{M}_\odot$. Nastala je črna luknja z maso $62 \pm 4\ \mathrm{M}_\odot$, medtem ko so energijo $(3{,}0 \pm 0{,}5)\ \mathrm{M}_\odot\, c^2$ odnesli gravitacijski valovi. Za prvo neposredno zaznavo gravitacijskih valov so Rainer Weiss, Kip Thorne in Barry Barish leta 2017 dobili Nobelovo nagrado za fiziko.



Slika 9.10: Opazovanje gravitacijski valov z izvora GW150914 z interferometroma observatorija LIGO, ki stojita v Hanfordu (grafa na levi) in v Livingstonu (grafa na desni) v ZDA. Na vodoravni osi je čas v sekundah glede na 14. september 2015 ob 9:50:45 UTC. Na navpični osi je relativna sprememba razdalje (v enotah 10^{-21}). Na zgornjih grafih so narisana opazovanja z obeh interferometov. Na desnem zgornjem grafu smo opazovanjem iz Livingstona dodali še tista iz Hanforda, ki pa so tu zaradi različne orientacije interferometrov narisana obrnjeno in z izničenim časovnim zamikom $6{,}9^{+0{,}5}_{-0{,}4}$ ms med dospetjem gravitacijskih valov do enega in do drugega interferometra. Spodnja grafa v barvah kažeta opazovanji, zglajeni s frekvenčnim filtrom, ki je prepuščal frekvence med 30 in 350 Hz. Svetlo siva črta je najboljše ujemanje za fenomenološki model z sinusno-gaussovskimi valčki (wavelet), temno siva pa za fizikalni relativistični model zlitja dveh črnih lukenj. Širina črt predstavlja območje 90% zanesljivosti. Črni luknji sta na začetku imeli orbitalno frekvenco ~ 35 Hz, pri $t = 0{,}35$ s pa se je ta dvignila na ~ 250 Hz. Prirejeno po https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1602/1602.03837.pdf, tudi Abbott et al. (2016).

Meritev je uspela s parom interferometrov LIGO, ki sta postavljena v Hanfordu na severozahodu in v Livingstonu na jugu ZDA. Vsak od interferometrov ima dva pravokotno postavljena tunela, prehod gravitacijskih valov pa opazimo kot malenkostno spreminjanje razdalje med zrcali na koncih tunelov. Razdalja med zrcali je 4 km, interferometer pa meri razdaljo z relativno točnostjo $5{\cdot}10^{-22}$. To pomeni, da lahko zaznamo premike zrcal, ki merijo le 10^{-18} m ali tisočino velikosti protona (LIGO Scientific Collaboration et al., 2015). Taka ekstremna občutljivost, ki jo lahko primerjamo z razmerjem četrtine debeline človeškega lasu in razdalje do najbližje zvezde za Soncem, je bila dosežena po več desetletnih naporih in delu velike ekipe znanstvenikov in tehnikov. Na koncu 80. let je bil del teama tudi prof. Andrej Čadež, ki je avtor dveh kritičnih izboljšav: predlagal je elektromagnetni sistem za natančno premikanje zrcal (Čadež & Harman, 1988) in pokazal (Čadež, 1990), da je zahtevana točnost dosegljiva le z infrardečimi laserji in ne s prvotno planiranimi, ki bi delovali v vidni svetlobi.

Večina detektiranih črnih lukenj je imela pred zlitjem maso več deset mas Sonca. Rekorder je dogodek GW190521, kjer je imela ena od črnih lukenj maso 85^{+21}_{-14} $M_\odot$. Tako masivne črne luknje so lahko zvezdnega izvora le, če predstavljajo konec razvoja izjemno masivnih zvezd prve generacije v mladem vesolju.

Dramatično potrditev te domneve predstavlja odkritje črne luknje Gaia BH3, o kateri smo govorili v razdelku 9.1.4. Ta črna luknja je v paru z običajno zvezdo, torej je tudi sama nastala ob koncu življenja običajne zvezde. V tabeli 9.1 smo navedli, da je masa te črne luknje kar 32,7 $M_\odot$, torej je to najmasivnejša med vsemi poznanimi črnimi luknjami, za katere vemo, da so nastale iz zvezd (slika 9.9). Obenem pa je njena masa povsem primerljiva z masami črnih lukenj, katerih zlivanje v oddaljenem vesolju opazimo po sevanju izbruhov gravitacijskih valov. Tako vemo, da so tudi črne luknje, katerih zlivanje so opazili z interferometroma LIGO, nastale iz izjemno masivnih zvezd.

Tak sklep podpirajo tudi lastnosti dvojnice Gaia BH3 (tabela 9.1). Običajna zvezda se kljub majhni masi že razvija v orjakinjo. Torej mora biti ta zvezda zelo stara, v grafu D.2 članka Gaia Collaboration et al. (2024) se podučimo, da je nastala pred vsaj 12 milijardami let. Tako veliko starost podpira tudi dejstvo, da je v atmosferi te zvezde številski delež železovih atomov kar ~ 400-krat manjši kot v Soncu. V mladem vesolju, v katerem sta nastali tako običajna zvezda kot črna luknja v Gaia BH3, namreč železa še skoraj ni bilo. Železo namreč nastaja v zvezdah z jedrskim zlivanjem lažjih elementov, Gaia BH3 pa je nastala med prvimi generacijami zvezd v mladem vesolju.

Na veliko starost kaže tudi hitro gibanje težišča dvojnice Gaia BH3. Negativna radialna hitrost težišča v tabeli 9.1 nam pove, da se nam dvojnica približuje s hitrostjo 357,3 km s^{-1}. Iz zadnjih treh vrstic tabele izračunamo, da je hitrost težišča glede na Sonce enaka kar

$$\sqrt{357{,}3^2 + 79{,}3^2 + 435^2}\,\mathrm{km\,s^{-1}} = 568\,\mathrm{km\,s^{-1}}. \tag{9.29}$$

Tako velika hitrost je med zvezdami skrajno redka. Po velikosti je to 2,5-kratnik krožilne hitrosti Sonca okoli središča Galaksije, približevanje pa pomeni, da se Gaia BH3 okoli središča Galaksije giblje v obratni smeri kot Sonce. Tako nenavadne kinematične lastnosti nam omogočajo določiti izvor dvojnice Gaia BH3. Ko iz gibanja in položaja v prostoru določimo polno energijo in vrtilno količino tirnice Gaia BH3 okoli središča Galaksije, ugotovimo, da se ta ujema s preostanki objekta Sekvoja (angl. Sequoia) ali s preostanki objekta ED-2 (Gaia Collaboration et al., 2024). Prvi je preostanek pritlikave galaksije, drugi pa kroglaste zvezdne kopice (Dodd et al., 2023). V obeh primerih gre za objekta, ki sta pred približno 9 milijardami razpadla ob trku z našo Galaksijo. Zvezde, ki so bile članice te pritlikave galaksije oziroma kroglaste kopice, pa v naši Galaksiji živijo naprej. Tako nam gibanje Gaia BH3 razkrije, da gre za resnično staro dvojnico, ki je nastala v neki drugi galaksiji, preden je po trku postala članica naše Galaksije. Gaia BH3 je zvezdni metuzalem, ki je sedaj slučajno v naši bližini ter nam razkriva zgodbo nastajanja zvezdnih črnih lukenj, ki so nastale iz prvih izjemno masivnih zvezd v mladem vesolju. Njegovo odkritje je lep primer raziskovalnega pristopa, ki ga imenujemo lokalna kozmologija (angl. local cosmology), ko se z opazovanjem bližnjih zelo starih objektov naučimo kaj novega o začetkih vesolja.

Algoli

Prenos mase v dvojnici lahko spremeni razvojno pot obeh zvezd. Posledice so vidne tudi, ko sta zvezdi v ločenem sistemu. Primer je zvezda Algol, to je druga najsvetlejša zvezda v ozvezdju

Perzeja (poimenovana β Per). Dvojnico z orbitalno periodo 2,87 dneva sestavljata zvezda Algol Aa1 z maso $3{,}17 \pm 0{,}21$ $M_\odot$ in izsevom 182 $L_\odot$, ki je še na glavni veji HR diagrama ($\log g = 4{,}0$), in zvezda Algol Aa2 z maso $0{,}70 \pm 0{,}08$ $M_\odot$ in izsevom 6,9 $L_\odot$, ki se z glavne veje premika v smeri orjakinj ($\log g = 3{,}5$), Soderhjelm (1980). Ker sta zvezdi v tesni dvojnici morali nastati hkrati, pričakujemo, da se bo z glavne veje prva razvila bolj masivna zvezda, v primeru Algola pa to ni res. Težava je poznana kot Algolov paradoks (angl. Algol paradox). Pojasnimo ga s preteklim prenosom snovi med zvezdama. Na začetku je bila zvezda Aa2 masivnejša, zato se je prva razvila z glavne veje in postala podorjakinja. Pri tem se je dovolj razširila, da je napolnila svoj Rochev oval ter izgubila znaten del svoje prvotne mase z masnim pretokom proti zvezdi Aa1. Tako je zvezda Aa1 postala masivnejša članica sistema. Ker se je to zgodilo nedavno, je zvezda Aa1 še vedno na glavni veji, sedaj manj masivna zvezda Aa2 pa je podorjakinja in ne napolnjuje več svojega Rochevega ovala. Poznamo še več podobnih dvojnic, v nekaterih med njimi masni pretok med zvezdama še vedno poteka. Pomembna tehnika za opazovanje takih tokov je dopplerska tomografija (angl. Doppler tomography), ki iz gostega časovnega zaporedja spektroskopskih opazovanj rekonstruira položaj in inteziteto izvorov svetlobe v dvojnici, primer za dvojnice tipa Algol predstavljajo Richards et al. (2012).

9.2.4 Kontaktni sistemi

Kontaktni sistem je dvojnica, v kateri obe zvezdi napolnjujeta svoja Rocheva ovala. Zvezdni površini sta torej v kontaktu, površini obeh zvezd sta ploskvi z enako vrednostjo gravitacijskega potenciala (enačba 9.13). Zvezdi sta lahko tudi večji od Rochevih ovalov, ne smeta pa se raztezati onkraj druge Lagrangeove točke (slika 6.6), saj bi se v tem primeru (ob predpostavki korotacije) snov izgubljala iz dvojnice. Ker se zvezdi dobesedno dotikata, se zelo pogosto tudi medsebojno (delno) prekrivata. Prekrivalnim kontaktnim sistemom rečemo dvojnice tipa W Velikega medveda (angl. W UMa binary) po vzorčni zvezdi tega tipa v ozvezdju Velikega medveda (Ursa Majoris).

Največ kontaktnih sistemov doslej je opazoval projekt LAMOST (Qian et al., 2020). Večina od 86384 kontaktnih sistemov ima orbitalno periodo med 3 in 12 urami, njihove efektivne temperature pa so med 4500 in 7500 K. Orbitalna perioda in temperatura nam povesta, da sta članici take dvojnice po gostoti (enačba 9.16) in masi (enačba 9.17) zvezdi glavne veje HR diagrama. Pri izmerjenih efektivnih temperaturah pričakujemo, da sta zvezdi oviti v konvektivno ovojnico.

Zvezdi v kontaktni dvojnici nista okrogli. Tako se velikost površine, ki jo vidimo, z orbitalnim vrtenjem stalno spreminja. Zato tudi njuna svetlobna krivulja v orbitalni periodi doseže dva maksimuma (ko gledamo zvezdi s strani) in dva minimuma (ko ena delno prekriva drugo), tudi vmes pa se sij stalno spreminja. Z analizo take svetlobne krivulje lahko določimo fotometrično vrednost masnega razmerja $q = M_2/M_1$, ki določa obliko in relativno velikost obeh ovalov. Večina kontaktnih dvojnic ima $0{,}1 < q < 0{,}6$, podobni pa so tudi rezultati spektroskopskih meritev masnega razmerja (Latković et al., 2021). Na sij bi lahko vplivala tudi razlika v efektivni temperaturi obeh zvezd, vendar se barva teh dvojnic z orbitalno fazo skoraj nič ne spreminja, torej so razlike v efektivni temperaturi med zvezdama majhne. Qian et al. (2020) celo za vrednosti masnega razmerja $q = 0{,}1$ opažajo, da razlike efektivnih temperatur navadno ne presegajo 300 K.

Z enačbo 9.15 ocenimo, da je polmer zvezde, ki napolnjuje Rochev oval, sorazmeren s kubičnim korenom iz mase. Torej je ob enaki efektivni temperaturi razmerje izsevov zvezd enako $L_2/L_1 \sim (R_2/R_1)^2 \sim (M_2/M_1)^{\frac{2}{3}} = q^{\frac{2}{3}}$. Za zvezde na glavni veji ima njihov izsev mnogo strmejšo odvisnost od mase (enačba 8.6). Torej se v kontaktni dvojnici velik del izseva bolj masivne zvezde pretoči proti manj masivni zvezdi, ki je zato bolj napihnjena in svetlejša, ko bi bila, če ne bi imela masivne sosede. Skupna ovojnica je običajno komaj kaj večja od obeh Rochevih ovalov. To otežuje pretok snovi, ki z advekcijo prenaša izsev z masivnejše proti manj masivni zvezdi. Kot smo omenili, v površinskih plasteh obeh zvezd itak poteka konvekcija. Pomembna so tudi magnetna polja, ki jih poganja diferencialno vrtenje obeh zvezd, opazovalno pa se pogosto kažejo kot obsežni deli površine ene ali druge zvezde, ki so pokriti s pegami. Končni sklep je, da kontaktnih dvojnih zvezd ne moremo obravnavati kot preprostih sistemov v hidrostatičnem in termičnem ravnovesju, tako je njihovo podrobno fizikalno modeliranje še vedno tema tekočih raziskav (Webbink, 2003).

9.3 Večkratne zvezde

V poglavju 9.1.11 smo ugotovili, da je $\sim 11\%$ Soncu podobnih zvezd v trojnih ali večkratnih gravitacijsko vezanih sistemih. Razdalje med posameznimi zvezdami v takih sistemih so med seboj različne: navadno imamo tesen par, na mnogo večji razdalji pa še eno zvezdo ali par. Taka trojica ali četvorček, ki je zgrajen hierarhično, sestavlja stabilen gravitacijsko vezan sistem. Če bi bile razdalje med vsemi zvezdami primerljive, bi se že po nekaj pentljastih obhodih okoli skupnega središča zgodilo, da bi se zvezda z majhno maso znašla blizu masivne zvezde. Pri takem „sipanju" bi se zvezdi z majhno maso močno povečala hitrost, povsem mogoče tudi onkraj ubežne hitrosti in sistem bi razpadel. Tokovinin (1997, glej graf 3) pokaže, da so sistemi s Soncu podobnimi zvezdami stabilni, če je razmerje orbitalnih period zunanjega in notranjega para vsaj 5.

Delež trojnih in večkratnih zvezd je verjetno podcenjen. Vsaj med dvojnicami z orbitalno periodo pod 100 dnevi jih ima večina še tretjo, oddaljeno vendar gravitacijsko vezano komponento (Duchêne & Kraus, 2013). Take sisteme odkrivamo po navideznem spreminjanju orbitalne periode in predvsem časov mrkov (če smo blizu orbitalne ravnine), saj je gibanje težišča dvojnice v trojnem sistemu pospešeno in zato opazimo, da se čas, ki ga svetloba od dvojnice potrebuje do Zemlje, neenakomerno spreminja. Seveda pa kaj takega lahko zaznamo šele, ko mine znaten del orbitalne periode zunanjega para. Če ta perioda traja desetletja ali stoletja, je odkrivanje težavno. Zanimiv alternativen način odkrivanja so sistemi, ki so svetlejši od pričakovanj, tako da utemeljeno lahko sklepamo, da vidimo skupno svetlobo več zvezd. O tem smo ob članku Čotar et al. (2019) govorili v poglavju 9.1.9.

9.4 Nastanek dvojnih zvezd

Razdaljo med središčema zvezd v dvojnem sistemu ilustriramo z veliko polosjo njunega relativnega tira a, ki je odvisen zlasti od orbitalne periode P (enačba 9.12). V poglavju 9.1.11 smo ugotovili, da so obhodni časi dvojnih zvezd najpogosteje blizu $P \sim 10^5$ dni, kar pomeni velike polosi blizu 20.000 a.e. $\sim 0{,}1$ pc. Take dvojne zvezde lahko nastanejo na enak način kot enojne. Zametek posamezne zvezde je zgoščina v filamentu molekularnega oblaka (slika 8.1). Zgoščine so med seboj šibko gravitacijsko vezane, zato je zametek večkratnega zvezdnega sistema nestabilen. Vsaka zvezda manjše mase, ki jo po bližnjem srečanju z masivnejšo zvezdo vrže iz sistema, okrepi gravitacijsko vezavo preostalih zvezd. Na koncu dobimo dvojno zvezdo, ki je pri veliki polosi $\sim 0{,}1$ pc in hitrostih gibanja okoli skupnega težišča $\approx 0{,}1$ km s^{-1} dovolj gravitacijsko vezana, da v razredčenem zvezdnem okolju lahko preživi milijarde let. Med tako oddaljenima zvezdnima komponentama je tudi dovolj prostora, da lahko razvoj od zametka do gostejše protozvezde in nato do še nekajkrat manjše zvezde na glavni veji (slika 8.3) poteče, kot če zvezda ne bi bila članica dvojnega sistema.

Tak scenarij ne razloži nastanka tesnih dvojnih zvezd. Pri orbitalni periodi 10 ur nam enačba 9.12 pove, da sta zvezdi na medsebojni razdalji $a \approx 5\,\mathrm{R}_\odot$. V tako tesnem sistemu ni dovolj prostora za krčenje zametkov v protozvezdi in končno v zvezdi glavne veje. Rešitev težave sta uspešno nakazala Fabrycky & Tremaine (2007). Njunim argumentom sledimo v nadaljevanju.

Osnovna predpostavka je, da so tesne dvojne zvezde v resnici trojnice, pri čemer tretja zvezda s tesno dvojnico tvori širok par. To se sklada z opazovanji, saj so Tokovinin et al. (2006) pokazali, da je kar 96% spektroskopskih dvojnic z obhodnimi časi, krajšimi od treh dni, v resnici trojnih. Obstoj tretje zvezde povzroči, da se tir dvojnice močno skrči in jo pripelje v danes opaženo tesno konfiguracijo. Ker je tretja zvezda daleč, je njen gravitacijski vpliv na dvojnico šibak, vseeno pa lahko sčasoma močno spremeni njeno tirnico. Najpreprostejši primer medsebojnega vpliva obeh dvojnic je precesija orbitalnih ravnin, do katere pride, če ravnini tesne in široke dvojnice nista poravnani. Za krožna tira je dogajanje podobno precesiji togih obročev, ki imata enako maso, polmer in vrtilno količino kot dvojnici. Kot med orbitalnima ravninama se s časom ohranja, oba vektorja vrtilne količine pa precedirata okoli smeri, ki jo določa skupna vrtilna količina trojnega sistema.

Kozai (1962) je odkril, da se tak trojni sistem obnaša nenavadno. Če je začetni kot med orbitalnima ravninama tesne in široke dvojnice enak $i_o \neq 0$ in je ta kot med vrednostma i_k in $180^\mathrm{o} - i_k$, potem tir tesne dvojnice ne more ostati krožen. Ob predpostavki, da je tir širokega para mnogo večji in je njegova tirna vrtilna količina mnogo večja od ustreznih količin za tesni

par, je kritični kot enak $i_k = \arccos\sqrt{3/5} = 39{,}2^o$. Za začetne kote med orbitalnima ravninama, ki so med 40^o in 140^o prihaja do oscilacij tako vrednosti kota med orbitalnima ravninama kot vrednosti sploščenosti tira tesnega para. Pojavu pravimo Kozajev cikel (angl. Kozai cycle). Pri tem sploščenost tesnega para niha med krožnim tirom in maksimalno vrednostjo, ki je enaka $\sqrt{1-(5/3)\cos^2 i_o}$. Če sta na začetku ravnini med seboj pravokotni ($i_o = 90^o$), doseže sploščenost vrednost blizu enice. Največja sploščenost tira tesnega para je neodvisna od mas vseh treh teles, vrednosti obeh velikih polosi ali od sploščenosti širokega para. Te količine vplivajo le na hitrost oscilacij, ki za nihaj potrebujejo čas, ki je za primer krožnega tira široke dvojnice približno enak orbitalni periodi široke dvojnice pomnoženi z razmerjem orbitalnih period široke in tesne dvojnice.

Zvezdi v tesni dvojnici, ki sta na tiru s sploščenostjo blizu enice, se v periastronu močno približata. Pri tem čutita medsebojni vpliv plimskih sil, ki ju deformirajo. Trenje povezano s spremembo oblike sčasoma zmanjša polno energijo tesne dvojnice, zato se razdalja med zvezdama zmanjša. Po dovolj velikem številu Kozajevih ciklov je rezultat lahko drastičen, s tesno dvojnico, v kateri sta zvezdi le nekaj zvezdnih polmerov narazen.

Fabrycky & Tremaine (2007) sta mehanizem raziskala z numeričnimi simulacijami, v katerih je bil začetni kot obeh orbitalnih ravnin porazdeljen izotropno. Pokazala sta, da Kozajev cikel v kombinaciji s plimskimi silami v periastronu lahko razloži nastanek in pogostost tesnih dvojnih zvezd. Zanimiv rezultat je tudi, da plimsko trenje sčasoma spremeni kot med orbitalnima ravninama, tako da so še posebej pogosti trojni sistemi z medsebojnim naklonom blizu 40^o in 140^o. Ta napoved še čaka na opazovalno potrditev.

Za mnoge tesne dvojne zvezde danes vemo, da so to v resnici trojni sistemi. Tak je Algol (poglavje 9.2.3), kjer tretja zvezda po zmerno sploščenem tiru ($\epsilon = 0{,}227$) napravi en obhod okoli skupnega težišča v 680 dneh (Baron et al., 2012), njen tir pa je skoraj pravokoten na ravnino tesne dvojnice ($i_o = 83{,}7^o$). V skrajnem primeru lahko Kozajevi cikli povzročijo tudi trk zvezd. Tak primer je četvorna zvezda HD 74438, kjer bi trk belih pritlikavk z masama, ki sta precej manjši od Chandrasekharjeve meje, lahko povzročil nastanek supernove tipa Ia (Merle et al., 2022).

10 Opazovanje razvoja zvezd

V poglavju 8 smo opisali fizikalne modele razvoja zvezd, to je poteka njihovih fizikalnih lastnosti kot funkcije časa. Žal čas zvezdam teče počasneje kot ljudem, torej posamezne zvezde preprosto ne moremo spremljati milijone ali milijarde let, da bi videli, ali se razvija v skladu z našimi fizikalnimi napovedmi. Ob tem je neposredna meritev starosti zvezde pogosto težavna in celo nemogoča. Rešitvi sta dve. Kot prvo lahko opazujemo več zvezd, za katere vemo, da so enako stare, čeprav starosti same sicer ne poznamo. Kot drugo pa lahko zabeležimo specifični dogodek, ki ga potem povežemo z napovedjo fizikalnega modela.

V prvo skupino sodi opazovanje dvojnih in večkratnih zvezd, o katerih smo govorili v prejšnjem poglavju. Zvezde v dvojnici ali gravitacijsko vezanem večkratnem sistemu se namreč nikoli ne najdejo kasneje, ampak vedno nastanejo skupaj. V tem primeru preverimo, ali lastnosti vseh zvezd lahko pojasnimo z enako kemično sestavo ovojnice in z enakim časom, ki je minil od njihovega nastanka. Opazovati je mogoče tudi skupino zvezd, ki so nastale iz skupnega medzvezdnega oblaka. Tako skupino imenujemo zvezdna kopica.

Med posebnimi dogodki druge skupine omenimo planetarne meglice, eksplozije supernov in opazovanje lastnosti kompaktnih objektov, kot so bele pritlikavke, nevtronske zvezde in črne luknje.

10.1 Zvezdne kopice

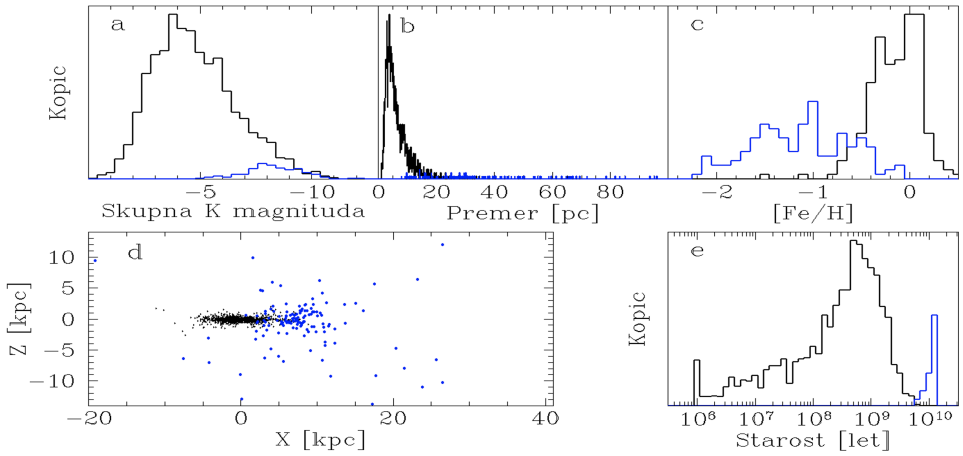
Slika 10.1: Razsuta zvezdna kopica M 67 (levo) in kroglasta zvezdna kopica M 13 (desno). Sliki je s 25-cm, $F = 5$ Newtonovim teleskopom in kamero Canon EOS 700D na Astronomskem observatoriju UL FMF posnel Herman Mikuž. Leva slika je sestavljena iz 30 posnetkov po 60 sekund pri ISO 800, desna pa iz 30 posnetkov po 30 sekund pri ISO 1600, pri slednji so malenkost poudarjene barve in kontrast.

Zvezdna kopica je večja gravitacijsko vezana skupina zvezd na območju, običajno manjšem od 35 pc, pogosto tudi le nekaj parsekov. Ta velikost je mnogo manjša od razdalje kopice od Zemlje. Torej so vse zvezde v dani kopici na približno enaki oddaljenosti. Posledično so razmerja izsevov in s tem razlike med njihovimi absolutnimi magnitudami skoraj enake razliki navideznih magnitud, ki so enostavno merljive. Za primerjavo izsevov zvezd v dani kopici moramo torej primerjati le njihove navidezne sije. To natanko velja, če so oddaljenosti zvezd od Zemlje res enake (enačba

2.28) in če svetloba vseh zvezd v kopici doživi enako medzvezdno absorpcijo A_V (enačba 2.29). Oboje je pogosto res, če pa ni, je treba to pri tem, kar bomo povedali v nadaljevanju, upoštevati.

Zvezde v skupini, ki je manjša od $\sim$ 100 pc, so nastale iz istega medzvezdnega oblaka. Ker so ti oblaki navadno dobro premešani, to pomeni tudi, da so imele na začetku enako kemično sestavo. Z jedrskim spajanjem lažjih v težje kemične elemente se kemična sestava zvezdnih sredic sicer spreminja, medtem ko njihove ovojnice ostajajo večinoma nedotaknjene. Torej običajno lahko predpostavimo, da je spektre svetlobe vseh zvezd v dani kopici mogoče pojasniti z enako kemično sestavo. Izjema pri mladih zvezdah so nekateri lahki elementi, zlasti litij, pri orjakinjah pa prinese na površje tudi produkte verige CNO, s katero se vodik v notranjosti spaja v helij (stran 278).

Zvezdne skupine delimo na dve vrsti (slika 10.1): to sta razsuta kopica ali odprta kopica (angl. open cluster) in kroglasta kopica (angl. globular cluster). Angleško ime za prvo vrsto ni posrečeno, saj namiguje na neovirano gibanje njenih zvezd. To ni res, saj so zvezde v obeh vrstah kopic gravitacijsko vezane na svojo kopico. V praksi članstvo v kopici preverjamo po položaju v prostoru (smer in razdalja), gibanju (lastno gibanje in če je mogoče radialna hitrost) ter kemični sestavi (če jo poznamo iz spektroskopskih opazovanj).



Slika 10.2: Fizikalne lastnosti zvezdnih kopic v naši Galaksiji: razsutih oziroma odprtih kopic (črno) in kroglastih kopic (modro). Grafi podajajo porazdelitev: skupne absolutne K magnitude zvezd v kopici (a), premera kopice (b), zastopanosti železa (c), položaja kopice v Galaksiji (d) in starosti kopice (e). Za graf (a) smo uporabili podatke Kharchenko et al. (2016), za preostale grafe pa Kharchenko et al. (2013). Premer smo izračunali iz kotne velikosti osrednjega dela kopice in razdalje. Koordinati X in Z opisujeta položaj glede na Sonce vzdolž in prečno na ravnino Galaksije: $X = d \cos l \cos b$ in $Z = d \sin b$, kjer sta l in b galaktična dolžina in širina (enačba 3.18), d pa je razdalja od Sonca. Prikazanih je 2267 razsutih in 147 kroglastih kopic, vendar nekateri podatki za posamezne kopice niso znani.

Vrsti se razlikujeta po obliki, številu in starosti zvezd ter po območju, kjer ju najdemo v naši Galaksiji. Kot pove že ime, so razsute kopice nepravilnih oblik, medtem ko so zvezde v kroglastih kopicah simetrično razporejene okoli središča. Kroglaste kopice so običajno svetlejše. Graf 10.2a dokumentira absolutno magnitudo skupnega sija vseh članic kopice v infrardeči svetlobi med 2,0 in 2,3 μm, ki jo prepušča fotometrični filter Ks. Absolutna magnituda Sonca v tem filtru je enaka 3,27 (Casagrande et al., 2012). Torej razsuta kopica s skupno magnitudo -4 sije kot $10^{-0.4(-4-3{,}27)} = 810$ Sonc, medtem ko kroglasta kopica s skupno magnitudo -8 sije za $10^{-0.4(-8-3{,}27)} \simeq 32.000$ Sonc. Večji skupni sij pomeni tudi, da je v kroglastih kopicah več zvezd. V razsutih kopicah je njihovo število v tisočih, v kroglastih pa stokrat toliko. O točnem številu zvezd je težko govoriti, saj so najštevilnejše temne zvezde, ki jih je težko opaziti. Ob tem so v središčih kroglastih kopic zvezde na slikah tako blizu skupaj, da jih težko razločimo. Številni zvezdni katalogi so zato blizu središč kroglastih kopic močno nepopolni.

Kroglaste kopice so tudi večje. Graf 10.2b kaže, da je tipični premer razsute kopice le 4 pc, medtem ko je mediana polmerov kroglastih kopic enaka 30 pc. Ob tem je v atmosferah zvezd v kroglastih kopicah približno 10-krat manj elementov težjih od helija kot v Soncu (graf 10.2c),

razsute kopice pa imajo Soncu podobno kemično sestavo. Končno je drugačna tudi prostorska porazdelitev razsutih in kroglastih kopic v naši Galaksiji. Prve so zelo blizu ravnine naše Galaksije, mediana njihovih razdalj od galaktične ravnine je le 73 pc. Zaradi močne absorpcije svetlobe v medzvezdnem prahu razsutih kopic na razdaljah večjih od 5 kpc skoraj ne poznamo, saj so pretemne in jih je težko razpoznati. Nasprotno je porazdelitev kroglastih kopic bolj razpršena in ima nanje medzvezdna absorpcija manjši vpliv. Najdemo jih tako blizu galaktične ravnine, kot na velikih razdaljah od nje. Natančnejši pogled na sliko 10.2d pokaže, da so kroglaste kopice razporejene približno krogelno simetrično. Vendar naše Sonce ni v središču te porazdelitve, ampak je središče v galaktični ravnini ($Z = 0$) na razdalji približno $X = 8$ kpc od Sonca. Kot bomo razložili v poglavju 14 je prav to spoznanje pred dobrimi stotimi leti Harlowa Shapleya napeljalo na sklep, da Sonce ni v središču naše Galaksije oziroma vesolja.

10.1.1 Starost zvedne kopice

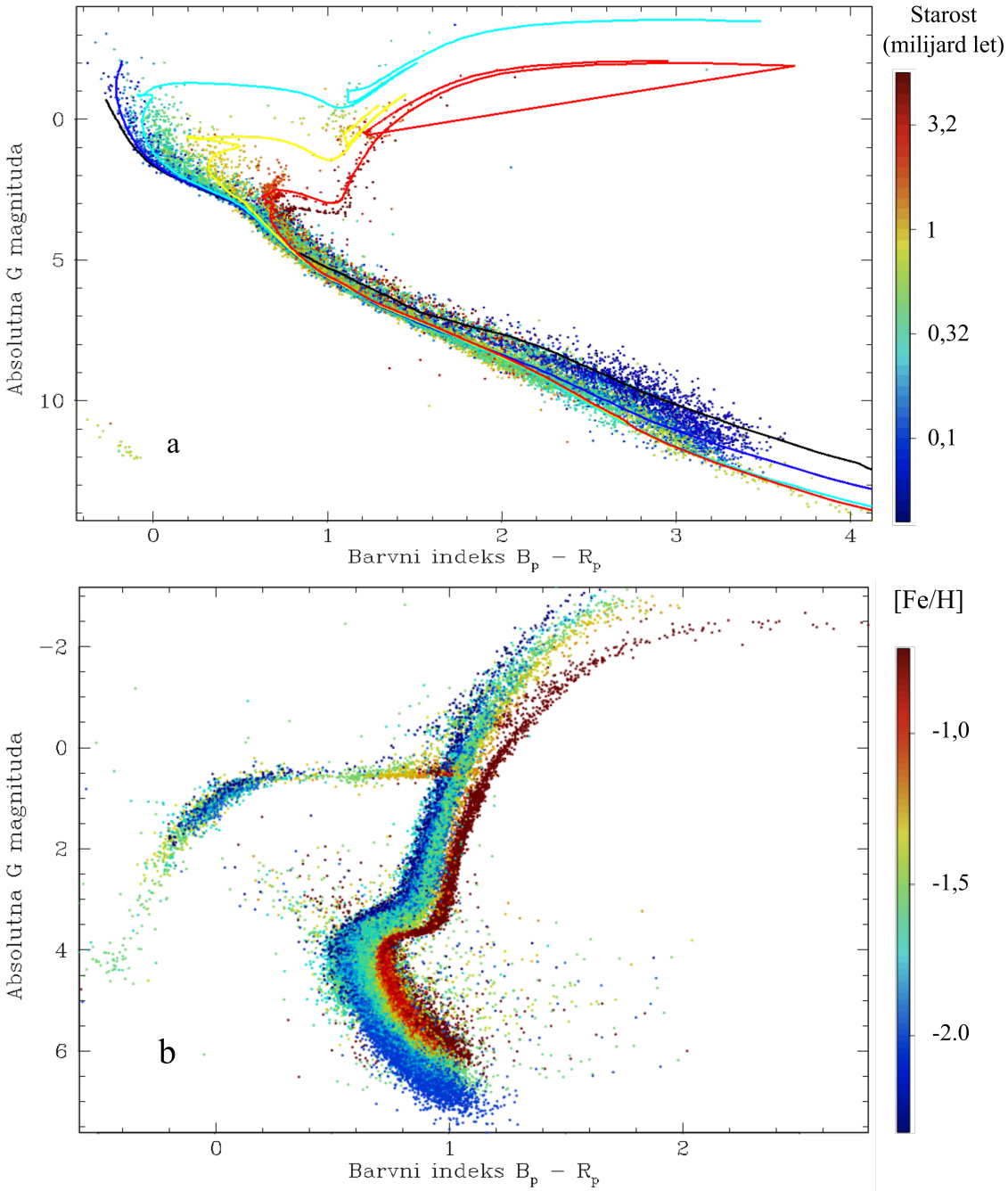
Opazovani položaj članic določene zvezdne kopice na barvno-magnitudnem diagramu lahko primerjamo s fizikalnimi izračuni razvoja zvezd. Slika 10.3a prikazuje absolutne magnitude in barve zvezd v 32 razsutih kopicah, pri čemer smo upoštevali s trigonometrično paralakso (enačba 3.32) izmerjeno razdaljo do kopice in pordečitev svetlobe zaradi prahu, ki je prisoten v medzvezdnem prostoru med kopico in Zemljo (enačba 2.29).

Položaje zvezd na barvno-magnitudnem diagramu primerjamo z izračunanimi položaji za zvezde z določeno kemično sestavo, maso in starostjo. Kot smo upali, se izkaže, da članice določene kopice sledijo položajem, ki ustrezajo določeni kemični sestavi in starosti, razlikujejo se le po masah. Razmislek lahko obrnemo in zvezdam določene kopice pripišemo starost, ki se najbolje ujema z njihovim položajem na barvno-magnitudnem diagramu. Na sliki 10.3a so zvezde obarvane glede na tako določeno starost, barvne črte pa povezujejo položaje zvezd določene starosti. Takim črtam rečemo izohrone (angl. isochrones). Narisane so izohrone za starosti od $10^{7,5}$ let do $10^{9,5}$ let, pri čemer so zvezde na vsaki naslednji črti za $10^{0.5} \simeq 3{,}2$-krat starejše.

Starost kopice se najbolj jasno vidi po položaju najmasivnejših zvezdah, ki so še na glavni veji. Masivnejše zvezde so se namreč že razvile proti fazi orjakinj. Tako na barvno-magnitudnem in podobno tudi na HR diagramu nastane koleno, kjer se v določeni kopici niz zvezd glavne veje prepogne proti orjakinjam. Temu zavoju rečemo koleno glavne veje (angl. main sequence turn-off, tudi MSTO). Na sliki 10.3a jasno opazimo, kako se položaj kolena s starostjo seli proti bolj rdečim in temnejšim zvezdam.

Izvrstna točnost trigonometričnih paralaks izmerjenih s satelitom Gaia izdaja še eno odvisnost položaja zvezd od starosti. Zvezde v razsutih kopicah so relativno mlade, zato se tiste z majhnimi masami šele usedajo na glavno vejo HR diagrama (rdeče črte na sliki 8.3). Prav to opazimo tudi na sliki 10.3a, kjer so rdeče zvezde na glavni veji mladih kopic nekoliko svetlejše od zvezd v starejših kopicah. Vendar ta sprememba položaja ni tako jasen pokazatelj starosti kopice kot je koleno glavne veje. Kot prvo so zvezde na rdečem delu glavne veje mnogo temnejše, zato so merske napake opazovanj večje. Kot drugo pa je veliko zvezd v naravi dvojnih (poglavje 9). Dve zvezdi sta svetlejši od ene same, rezultat pa je podoben, kot če bi opazovali eno samo zvezdo v zelo mladi kopici. Med obema razlagama je vseeno razlika: v mladi kopici bodo svetlejše vse rdeče zvezde glavne veje, medtem ko je dvojnih le določen del teh zvezd. Dvojne zvezde torej poskrbijo za asimetrično razsutost točk okoli glavne veje, ki se razteza od sija enojnih zvezd do približno dvojne gostote svetlobnega toka z dvojnih, kar prinese $2{,}5 \cdot \log 2 \simeq 0{,}75$ magnitude razlike (enačba 2.26).

Na prvi pogled je tudi položaj orjakinj močno odvisen od starosti. Tako so orjakinje na tirkizni črti s starostjo $3{,}2 \cdot 10^8$ let na grafu 10.3a svetlejše od tistih na rdeči črti, ki so 10-krat starejše. Pri slednjih vidimo tudi preskok z vrha veje rdečih orjakinj proti vodoravni asimptotski veji orjakinj. Vendar moramo biti pri takih razlagah previdni. Kot prvo se večina rdelih orjakinj nahaja na relativno strmem delu veje orjakinj, kjer se izsev naglo spreminja z barvo. Ob tem na položaj zvezde na barvno-magnitudnem diagramu vpliva tudi kemična sestava zvezde. To lepo ilustrira graf 10.3b, ki z barvami prikazuje zastopanost železa v posameznih kopicah. Bolj kovinsko revne zvezde, torej tiste z bolj negativno vrednostjo parametra [Fe/H], so bolj modre, saj zaradi manj absorpcije v kovinah vidimo globlje v notranjost atmosfere in s tem v plasti z višjo temperaturo. Če ne poznamo kemične sestave zvezd v določeni kopici, torej le iz barvno-magnitudnega diagrama težko določimo njeno starost.



Slika 10.3: Barvno-magnitudni diagram za razsute (a) in kroglaste (b) zvezdne kopice. Na vodoravni osi je barvni indeks $B_p - R_p$, na navpični pa absolutna magnituda G, oba z upoštevanimi popravki zaradi medzvezdne ekstinkcije. Barve na zgornjem grafu sledijo starosti, na spodnjem pa kovinskosti vsake od kopic. Vsaka od črt na zgornjem grafu prikazuje izračunane položaje zvezd določene starosti, vendar različnih mas (med 0,09 in 5 $M_\odot$). Starost se spreminja v logaritemski skali od $10^{7,5}$ let (črna črta) do $10^{9,5}$ let (rdeča črta). Izračunani položaji za nevrteče zvezde Sončeve kemične sestave so povzeti po Nguyen et al. (2022). Starosti kroglastih zvezdnih kopic so od 11,5 do 13,5 milijard let. Pri kroglastih kopicah jasno sledimo položajem vedno masivnejših zvezd, ki so na glavni veji, kolenu glavne veje, veji orjakinj in končno na horizontalni veji. Prilagojeno po Gaia Collaboration et al. (2018b).

Ob upoštevanju navedenih opozoril lahko zvezdam v kopicah zelo natančno določimo starost. Rezultat, ki smo ga narisali na sliki 10.2e, kaže, da so kroglaste kopice v naši Galaksiji starejše od 6 milijard let, medtem ko razsute kopice navadno ne dosegajo milijarde let. Starejše razsute kopice namreč razpadejo, njihove članice pa poseljujejo celotni disk naše Galaksije. Članstvo kopice se s časom manjša, saj ob bližnjih srečanjih zvezd prihaja do približnega izenačenja kinetične energije. Hitrost zvezd z majhno maso tako lahko preseže ubežno in zapustijo kopico. Če se je tak dogodek zgodil nedavno, lahko ubežnice tudi identificiramo, saj imajo enako kemično sestavo in starost kot zvezde v kopici, medtem ko sta njihov položaj in gibanje skladna z nekdanjim članstvom v kopici. Kos et al. (2018a) so tako odkrili dve zvezdi, ki sta pred ~ 8 in 0,7 milijoni let zapustili razsuto kopico Gostosevci (Pleiades). Tudi naše Sonce, ki sedaj ni član kopice, je najverjetneje nastalo v razsuti kopici. Kateri, še ne vemo, čeprav si prizadevamo odkriti njegove "sorojenke", torej enako stare zvezde iz iste kopice, ki morajo imeti tudi enako kemično sestavo (De Silva et al., 2015).

10.1.2 Oddaljenost zvezdne kopice

Trigonometrična paralaksa iz meritev satelita Gaia omogoča geometrijsko meritev razdalje zvezd v znatnem delu naše Galaksije (slika 7.1). Za bolj oddaljene objekte, zlasti za tiste v drugih galaksijah, pa so napake tako določene razdalje prevelike. V tem primeru si pomagamo z zvezdnimi kopicami, saj je razdalja do kopice v določeni galaksiji tudi dobra ocena za razdaljo do galaksije kot celote.

Oddaljenost kopic določamo s primerjavo njihovih izmerjenih barvno magnitudnih diagramov z izohronami, izračunanimi za kemično sestavo kopice. Najboljše ujemajoča izohrona nam določi starost kopice, ustrezni premik med navideznimi magnitudami opazovanih zvezd in izračunanimi absolutnimi magnitudami pa nam da modul razdalje in s tem oddaljenost objekta (enačba 2.28). Pri prilagajanju želimo doseči čim boljše ujemanje za vse opazovane zvezde, pri tem pa upoštevamo tudi, da so nekateri objekti dvojne ali večkratne zvezde in zato svetlejši, kot bi bila ena sama zvezda. Navadno opazujemo v večjem številu fotometričnih filtrov in tako lahko upoštevamo tudi vpliv absorpcije svetlobe v prahu v medzvezdnem prostoru med kopico in nami, saj absorpcija pada z rastočo valovno dolžino svetlobe (glej stran 51). Končno je natančen položaj posamezne zvezde na barvno-magnitudnem diagramu odvisen tudi od hitrosti njenega vrtenja in usmerjenosti vrtilne osi glede na smer proti Zemlji ter od magnetnih polj na njenem površju.

Pri določanju razdalje imajo navadno največjo vlogo zvezde na glavni veji barvno-magnitudnega diagrama. Glavna veja je za razliko od veje orjakinj dokaj položna, zato je lahko razbrati navpični zamik, ki je rezultat nepravilno določene razdalje.

10.1.3 Modre obotavljivke

Položaj zvezd na barvno-magnitudnem diagramu zvezdne kopice je v splošnem skladen z njihovo enotno starostjo in kemično sestavo ter je tako dobra potrditev našega razumevanja razvoja zvezd. Zdi se, da ujemanje ruši maloštevilna skupina zvezd, ki jih imenujemo modre obotavljivke (angl. blue stragglers). To so zvezde, ki so bolj vroče in bolj modre od ostalih zvezd z enakim izsevom v svojem okolju. Značilen primer so zvezde na sliki 10.3b, ki ležijo takoj levo navzgor od kolena glavne veje. Če bi šlo za enojne zvezde, bi to morale biti masivne zvezde na glavni veji, ki pa bi se ob upoštevanju starosti kopice že morale razviti proti rdečim orjakinjam. Od tod tudi njihovo ime, saj se očitno obotavljajo in zamujajo s svojim razvojem. Modre obotavljivke najdemo tako v kroglastih kot v razsutih kopicah.

Ključ razumevanja takih zvezd je v dejstvu, da so to večkratne zvezde. Preprosta dvojnica pojava ne pojasni, saj bi imel tak par sicer večji izsev od enojne zvezde, vendar bi bila skupna barva obeh zvezd enaka ali pa bolj rdeča od masivnejše in zato svetlejše in bolj modre zvezde v paru. Očiten premik od kolena glavne veje v smeri bolj modrih in svetlejših zvezd torej zahteva drugačno pojasnilo.

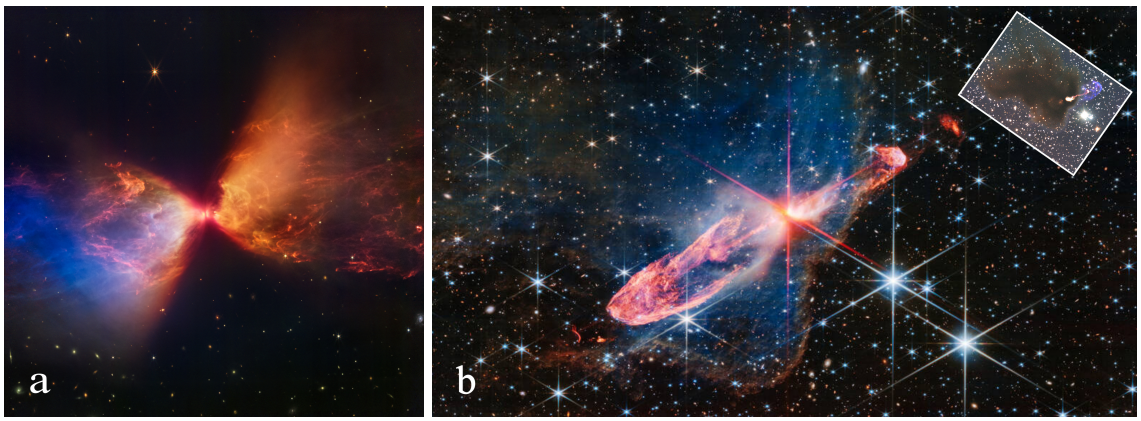
Perets & Fabrycky (2009) predlagajo, da so modre obotavljivke trojni gravitacijsko vezani sistemi. Dinamični razvoj takih trojnic s kombinacijo Kozajevih ciklov in izgubljanja polne energije iz sistema (stran 320) privede do nastanka zelo tesne dvojnice in do pretoka snovi med zvezdama ali celo do njunega zlitja. Rezultat je masivna zvezda, ki pa je mlajša od ostalih zvezd v kopici in se zato še ni imela časa razviti z glavne veje. Predlog je skladen z opazovanji trojnic v razsutih

zvezdnih kopicah: v trojnicah s tesnim notranjim parom je zunanja zvezda precej oddaljena in pogosto na močno sploščenem tiru (slika 3 v Perets & Fabrycky, 2009).

Lahko zaključimo, da je opazovanje zvezdnih kopic ob upoštevanju dvojnih in večkratnih zvezd skladno z napovedmi ter tako predstavlja močno potrditev strukture in razvoja zvezd, kot smo ju orisali v poglavju 8.

10.2 Zvezde v nastajanju

10.2.1 Mladi zvezdni objekti



Slika 10.4: Mladi zvezdni objekt v temnem oblaku L1527 (a) in Herbig-Harojev objekt z Bokovo globulo HH 46/47 (b). Sliki je s kamero NIRCam v infrardeči svetlobi ($1\,\mu\mathrm{m} < \lambda < 4{,}7\,\mu\mathrm{m}$) posnel vesoljski teleskop James Webb. Vstavek na desni je pomanjšana slika objekta HH 46/47 v vidni svetlobi, posneta s teleskopom NTT Evropskega južnega observatorija. Pojasnila v tekstu. Foto: NASA, ESA, CSA, STScI, ESO, J. DePasquale, Bo Reipurth.

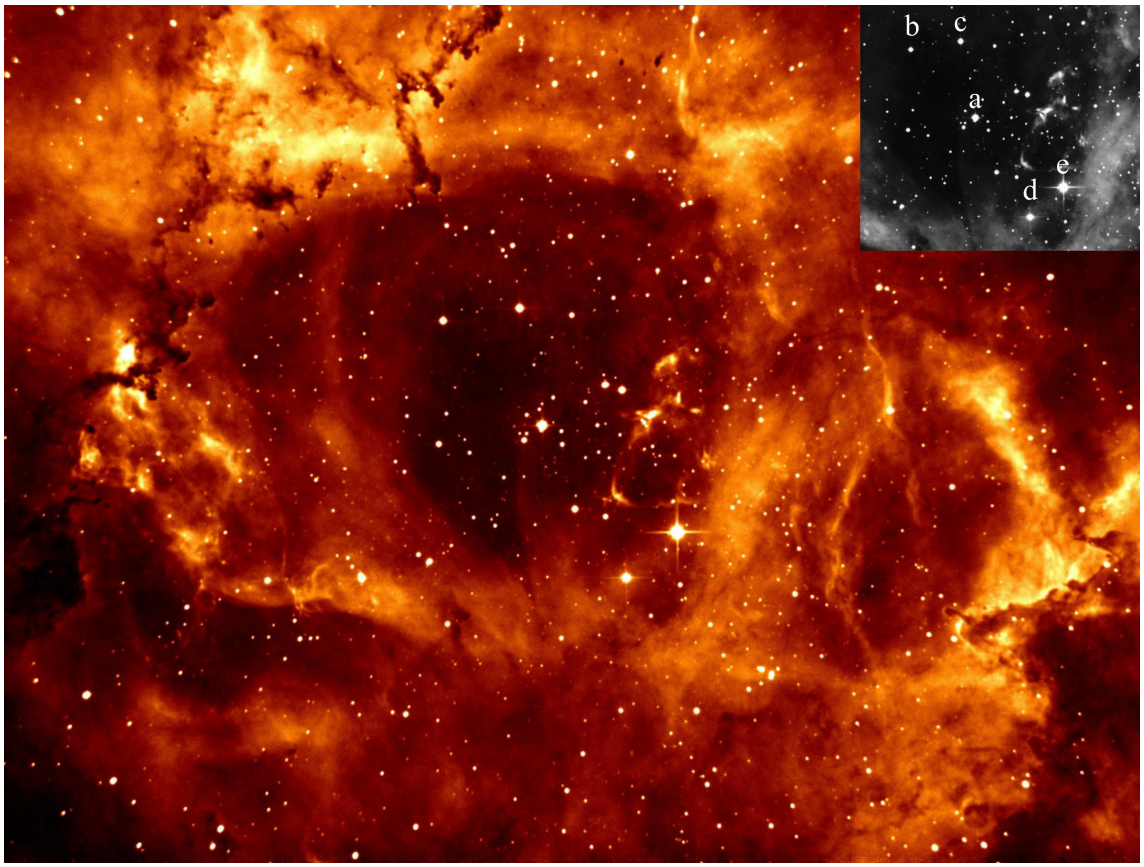
V poglavju 8.1 smo se sprehodili skozi nastanek zvezd. Zvezdo v tej fazi skupinsko imenujemo mladi zvezdni objekt (angl. young stellar object, tudi YSO). Primeri posameznih razvojnih stopenj so Bokova globula (angl. Bok globule), Herbig-Harojev objekt (angl. Herbig-Haro object in zvezda tipa T Bika (angl. T Tauri star). Tak objekt je še hladen, saj se protozvezda (angl. protostar) še zgošča iz medzvezdne snovi, zato seva predvsem v infrardeči svetlobi. Primera nedavnih opazovanj v tem območju sta na sliki 10.4.

Na sliki 10.4a je protozvezda obdana z oblakom snovi, ki jo vleče nase. Izguba vrtilne količine, ki je potrebna, da se snov usede na protozvezdo, pomeni, da privlak snovi ni krogelno simetričen, ampak povprečno vrtenje oblaka oblikuje gost disk snovi nad ekvatorjem nastajajoče protozvezde. Ker je smer proti Zemlji skoraj v ravnini diska, proti osrednji protozvezdi ne vidimo. Neprozoren oziroma temen oblak snovi z imenum L1527 na sliki 10.4a leži vzdolž smeri 5^{h} in 11^{h} na urni številčnici. V smeri desno in levo od protozvezde vidimo dva nasprotno obrnjena svetla stožca. To sta praznini, ki ju je izdolbla snov, ki se ni usedla na protozvezdo, ampak jo je vrglo navzven. Protozvezda na sliki obstaja šele kakšnih 100.000 let, torej se je šele začela zgoščati proti glavni veji in je zato njena sredica še mnogo prehladna, da bi v njej potekalo jedrsko spajanje vodika v helij. Trenutna masa protozvezde je med 0,2 in 0,4 $\mathrm{M}_\odot$, velikost temnega diska snovi pa je podobna velikosti našega Osončja. Objekt L1527, ki je od nas oddaljen $\sim$ 140 pc v smeri ozvezdja Bik (Luhman, 2023), je videti kot naše Osončje v času nastajanja. Tudi tu je povsem mogoče, da se deli temnega diska začenjajo zgoščati v zametke bodočih planetov.

Slika 10.4b obsega širše območje, ki vsebuje par nastajajočih protozvezd. Glavni posnetek je narejen v infrardeči svetlobi, medtem ko je manjši vstavek slika v vidni svetlobi, ki ga poravnamo z glavno sliko s primerjavo položajev trojice svetlih zvezd v spodnjem desnem vogalu, ki z nastajajočima zvezdama niso povezane. Nastajajoči zvezdi se skrivata v presečišču oranžnih uklonskih špic v središču slike. Kot na sliki *a* tu vidimo izvrženo snov v obliki dveh nasprotno usmerjenih curkov. Osrednji zvezdi obdaja modrikast oblak, ki ima v sredini spodaj oranžno obrobo v obliki zrcaljene črke L. To je rob temnega oblaka prahu, ki v vidni svetlobi (vstavek na sliki 10.4b) skoraj

povsem pokrije pogled proti paru nastajajočih zvezd. Nasprotno pa infrardeča svetloba, ki ima daljše valovne dolžine, uspe uiti iz oblaka. Tako vesoljski teleskop James Webb lahko opazuje tudi območja, ki so zaradi prisotnosti prahu v vidni svetlobi skrita, obenem pa lahko opazuje tudi hladnejše objekte, ki v vidni svetlobi sploh ne svetijo. S primerjavo posnetkov v infrardeči in v vidni svetlobi lahko zaključimo še dvoje. Kot prvo je temni oblak, ki mu rečemo tudi Bokova globula, zelo razsežen. Številne zvezde, ki jih na infrardeči sliki vidimo blizu curkov, v resnici ležijo mnogo dlje od 1470 svetlobnih let oddaljenega para mladih zvezd HH 46/47. V vidni svetlobi jih zaradi absorpcije v prahu ni videti. Kot drugo pa curka snovi ne ležita povsem v ravnini neba, ampak je curek v smeri desno navzgor obrnjen bolj proti nam. O tem se prepričamo s primerjavo s posnetkom v vidni svetlobi, kjer je skozi temen oblak uspelo prodreti le delu svetlobe tega curka, medtem ko je levi spodnji curek je v vidni svetlobi v celoti skrit za temnim oblakom. Zopet je očitno, kako koristna so lahko opazovanja v infrardeči svetlobi.

10.2.2 Mlade zvezdne kopice



Slika 10.5: Mlada zvezdna kopica NGC 2244 na oddaljenosti 1,5 kpc v smeri ozvezdja Samoroga, ki je stara le $(1{,}7 \pm 0{,}3) \cdot 10^6$ let (Wareing et al., 2018), osvetljuje okolni vodikov plin meglice Rozeta. Slika je sestavljenka desetih 10-minutnih posnetkov skozi ozkopasovni filter, ki prepušča svetlobo Balmerjeve črte vodika Hα. Torej ima vsa zabeležena svetloba valovno dolžino zelo blizu 656,2 nm, barve na posnetku pa sledijo lestvici intenzitet od črne, preko oranžnih odtenkov do bele. V vstavku so oznake zvezd v tabeli 10.1, o katerih govorimo tudi v tekstu. Sliko je s 25-cm, $F = 5$ Newtonovim teleskopom in kamero Sbig ST-8300 M na Astronomskem observatoriju UL FMF posnel Bojan Dintinjana.

V mladih zvezdnih kopicah se zvezde šele zgoščajo, zato so še obdane z oblakom medzvezdne snovi, iz katere nastajajo. Slika 10.5 je meglica Rozeta (angl. Rosette nebula), ki obdaja mlado zvezdno kopico NGC 2244. Difuzno svetlobo seva vodikov plin, v katerem elektroni iz drugega prehajajo v prvo vzbujeno stanje in pri tem oddajajo rdeče fotone z valovno dolžino 656,2 nm, kot

Tabela 10.1: Nekaj zvezd v smeri zvezdne kopic NGC 2244. Imenu zvezde sledijo oznaka iz vstavka slike 10.5, njeno lastno gibanje v smeri rektascenzije in deklinacije, paralaksa, spektralni tip in ekstinkcija v medzvezdnem prostoru pri valovni dolžini 548 nm (za zvezdo HD 46223 je to ekstinkcija v filtru G). Oznaka mas je mili-ločna sekunda. Primerjava teh količin nam da sodbo o članstvu zvezde v kopici NGC 2244. Podatke smo povzeli iz Gaia Collaboration et al. (2018a) in Gaia Collaboration et al. (2023a).

ime	oznaka	μ_α mas leto^{-1}	μ_δ mas leto^{-1}	π mas	spektralni tip	ekstinkcija magnitud	članstvo v kopici
HD 46150	a	−2,10	−0,20	0,64	O5 V	1,13	da
HD 46106	b	−2,01	+0,32	0,65	O9.7 III	1,05	da
HD 46149	c	−1,61	+0,31	0,64	O8.5 V	1,17	da
HD 46223	d	−1,61	+0,11	0,70	O4 V	0,81	nekdaj
HD 46241	e	−37,69	+1,34	7,06	K0 III	0,16	ne

smo razložili v poglavju 7.2. Središčno lego v kopici in meglici lahko pripišemo zvezdi z imenom[100] HD 46150 (oznaka *a* v vstavku na sliki 10.5). Iz tabele 10.1 razberemo, da sta zvezdi *b* in *c* tudi članici kopice, saj imata skoraj enako paralakso in zelo podobno lastno gibanje. Pri tem razlika 0,5 mas leto^{-1} v lastnem gibanju ustreza prečni hitrosti $\frac{0{,}5\cdot10^{-3}}{0{,}64\cdot10^{-3}}\frac{1{,}5\cdot10^{8}}{3{,}1\cdot10^{7}}\,\mathrm{km\,s^{-1}} = 3{,}8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, kar lahko razložimo kot medsebojne hitrosti zvezd v kopici. Lastno gibanje predstavlja prečni premik zvezde v obdobju več let, zato ni občutljivo na hitro kroženje dvojnih zvezd, medtem ko je radialna hitrost, ki kaže trenutno hitrost oddaljevanja oziroma približevanja, mnogo bolj odvisna od članstva zvezde v dvojnici. Zvezda *e* ima mnogo večjo vrednost paralakse in je zato je mnogo bližje od ostalih zvezd, torej je videti svetla le zato, ker je relativno blizu in ni članica kopice. Zanimiv primer je zvezda *d*, ki je nekoliko bližje od ostalih zvezd kopice in za katero so Wareing et al. (2018) ugotovili, da je pred 1,7 milijoni let odletela iz kopice. Isti avtorji tudi ugotavljajo, da zvezdna kopica in s tem tudi središčna zvezda HD 46150 in okolni vodikov plin ne morejo biti mlajši od te starosti. To je skladno tudi z rezultatom (Muzic et al., 2022), da se članice kopice z maso manjšo od Sončeve šele spuščajo proti glavni veji, podobno kot to velja za najmlajše razsute zvezdne kopice na sliki 10.3a. Ob tem pa je krogelno območje okrog zvezde HD 46150, v katerem ni vodikovega plina, mnogo mlajše. Ker se to območje širi s hitrostjo 56 km s^{-1} (Bruhweiler et al., 2010), njegov polmer, ki je enak 6,2 pc, kaže na starost, ki ne presega $\frac{6{,}2\cdot3\cdot10^{16}\,\mathrm{m}}{5{,}6\cdot10^{4}\,\mathrm{m\,s^{-1}}} \simeq 110.000\,\mathrm{let}$, kar je mnogo manj od starosti kopice. Središčni položaj in zgodnji spektralni tip zvezde HD 46150, ki ima maso $50-60\ \mathrm{M}_\odot$, nakazuje, da je ta zvezda odgovorna za pomanjkanje vodikovega plina v svoji okolici. Wareing et al. (2018) so z detajlnim fizikalnim modeliranjem pokazali, da so zvezdni vetrovi iz zvezde HD 46150 okolico očistili vodikovega plina. Preostale članice kopice, z izjemo izvržene zvezde *d*, imajo mnogo manjšo maso in nimajo znatnega vpliva na okolni vodikov plin. Naglo razpenjajoče se in zato mlado območje brez vodikovega plina v okolici zvezde HD 46150 je torej lep dokaz, da zvezdni vetrovi iz zvezd velikih mas lahko očistijo plin v svoji okolici.

10.2.3 Meglice okoli mladih zvezd

Masivne in zaradi njihovega hitrega razvoja tudi mlade zvezde močno osvetljujejo svojo okolico, ki ni nujno povsem prazna. Najočitnejši primer sevanja okolnega plina so območja ioniziranega vodika (angl. H II regions), medtem ko prisotnost prahu v medzvezdnem prostoru v vidni svetlobi zaznamo kot refleksijske meglice (angl. reflection nebulae) in temne meglice (angl. dark nebulae).

[100] Imena zvezd so bodisi (zaporedne) številke v posameznih zvezdnih katalogih (v konkretnem primeru je to 46150.-ta zvezda v Henry-Draperjevem katalogu) ali pa imenu kataloga sledita zaokroženi vrednosti rektascenzije in deklinacije zvezde (npr. 2MASS J06315551+0456343). Svetle zvezde poimenujemo tudi z grško črko, ki ji sledi kratica za ozvezdje (npr. α Lyr), najbolj znane imajo tudi ime, npr. Vega. Spremenljive zvezde imajo bodisi dvočrkovne oznake, ki jim sledi ime ozvezdja (npr. kataklizmična spremenljivka SW Sex, katere ime so družinski spletni filtri včasih vztrajno filtrirali), ali pa se jim ime začne s črko V, ki ji sledi zaporedna številka in ime ozvezdja (primer je še ena kataklizmična dvojnica V747 Cyg, ki sva jo s sodelavcem seveda na kratko imenovala kar Boeing). Nepogrešljiva pomoč pri razpoznavanju različnih zvezdnih imen je spletni katalog SIMBAD: http://simbad.cds.unistra.fr/simbad/.

Ker so prašni oblaki prisotni tudi v medzvezdnem prostoru in torej niso vedno v bližini območij nastajanja mladih zvezd, bomo o njih govorili v poglavju 11.

Območja ioniziranega vodika

Plin med zvezdami ima enako sestavo kot zvezde, ki iz njega nastajajo, torej je to večinoma vodik. Ta je v osnovnem stanju in prozoren za vidno svetlobo. Kot smo razložili v poglavju 7.2, imajo ultravijolični fotoni z valovno dolžino $\lambda_{\mathrm{Ly}\beta} = 102{,}6$ nm energijo $E = \frac{hc}{\lambda_{\mathrm{Ly}\beta}} = 12{,}09$ eV, ki lahko dvigne vodikov elektron iz osnovnega stanja z energijo $-13{,}60$ eV v drugo vzbujeno stanje z energijo $-13{,}60/3^2\,\mathrm{eV} = -1{,}51$ eV. Če se tak elektron proti osnovnemu stanju vrača preko prvega vzbujenega stanja z energijo $13{,}60/2^2\,\mathrm{eV} = -3{,}40$ eV, bo pri prehodu v prvo vzbujeno stanje izseval foton z valovno dolžino $\lambda_{\mathrm{H}\alpha} = \frac{hc}{3{,}40\,\mathrm{eV} - 1{,}51\,\mathrm{eV}} = 656$ nm, ki sodi v območje vidnih valovnih dolžin. Vzbujanje vodikovih elektronov z ultravijoličnimi fotoni Lymanove serije vodika torej povzroča svetenje plina v vidni svetlobi črt Balmerjeve serije vodika, pri čemer je navadno najmočnejša ravno omenjena črta Hα rdeče barve. Primer je sevanje meglice Rozeta na sliki 10.5.

Vodik sveti v Balmerjevih črtah le, če ga vzbujamo z ultravijoličnimi fotoni. Tako svetlobo sevajo predvsem zelo vroče in masivne ter zato mlade zvezde. Zvezdi ζ Pupis in γ^2 Velorum sta spektralnega tipa O, torej z efektivno temperaturo višjo od 30.000 K, in zato sevata dovolj ultravijoličnih fotonov, da vzdržujeta emisijsko meglico v Balmerjevih črtah, ki ima polmer ~ 150 pc (Reynolds, 1976). Imenujemo jo meglica Gum (angl. Gum nebula), ki je dobila ime po avstralskem astronomu, ki jo je odkril. Na oddaljenosti ~ 450 pc oklepa kotni premer $\sim 40^{\mathrm{o}}$, kar je po kotu največje tako območje na nebu. Najbližje območje ioniziranega vodika je ~ 410 pc oddaljena Orionova meglica (angl. Orion nebula). Meglica Gum je velika, saj je običajna velikost območij ioniziranega vodika le 10 pc. Vseeno pri gostoti 10 vodikovih atomov v kubičnem centimetru vsebujejo za več kot sto Sončevih mas snovi. Kombinacija kratkoživih masivnih zvezd in velike količine snovi pomeni, da so to tudi območja nastajanja novih zvezd in izbruhov supernov. Največja območja ioniziranega vodika najdemo v drugih galaksijah: tako več sto parsekov veliko območje je meglica Tarantula (angl. Tarantula nebula, imenovano tudi 30 Doradus) v Velikem Magellanovem oblaku, ki ga osvetljuje več deset izjemno masivnih in svetlih zvezd. V tem območju so leta 1987 opazili tudi eksplozijo supernove, o čemer bomo govorili v poglavju 10.3.2. Kako lahko toliko masivnih zvezd nastane na tako majhnem prostoru, je še predmet raziskav.

Ko v hladnem oblaku molekularnega vodika v medzvezdnem prostoru, ki ima temperaturo ~ 25 K nastanejo prve masivne in svetle zvezde, se tlačno ravnovesje podre. Namesto molekul dobimo ionizirane vodikove atome, torej se številska gostota delcev početveri, saj iz ene molekule H_2 dobimo dva protona in dva elektrona. Obenem se temperatura poviša na tipično 8000 K ali več. Tlak v takem plinu naraste sorazmerno s povečanjem številske gostote delcev in temperature, torej za $0{,}6 \cdot 4 \cdot \frac{8000}{25} \sim 800$-krat. Faktor 0,6 je posledica dejstva, da pri temperaturi 8000 K ves vodik ni ioniziran (slika 7.3). Tako povečanje tlaka povzroči naglo širjenje segretega plina v okolni hladni oblak. V območjih zgoščanja lahko pride do naglega nastajanja novih zvezd. Nastala združba zvezd tipa OB (angl. OB type association) s svojimi vetrovi še bolj raburka okolni plin, zaradi nastanka iz razširjajočega se plinskega oblaka pa se navadno širi tudi taka skupina zvezd.

Pri temperaturah ~ 8.000 K je zelo razredčen vodikov plin v znatni meri ioniziran (slika 7.3), torej je prav, da take meglice imenujemo območja ioniziranega vodika. Vseeno pa Balmerjevi fotoni seveda izvirajo iz prehodov elektronov med vezanimi stanji. Kot je očitno tudi na sliki 10.5, so območja ioniziranega vodika močno strukturirana in polna filamentov, kar je mogoče le, če obstaja tlačno ravnovesje med območji vročega in razredčenega ter hladnega in gostega plina[101].

10.3 Zvezde na koncu razvojne poti

10.3.1 Planetarne meglice

V poglavju 8.3 smo omenili, da orjakinja z maso manjšo od 8 $\mathrm{M}_\odot$ konča svoj razvoj kot planetarna meglica (angl. planetary nebula, tudi PN), ko postane razširjajoča ovojnica prozorna za svetlobo, sredica pa se krči proti beli pritlikavki. Prozornost pomeni, da je snov v ovojnici dovolj

[101] Zainteresiranemu bralcu svetujem, da si prebere poučen in prosto dostopen zapis v enciklopediji Britannica: https://www.britannica.com/science/H-II-region.

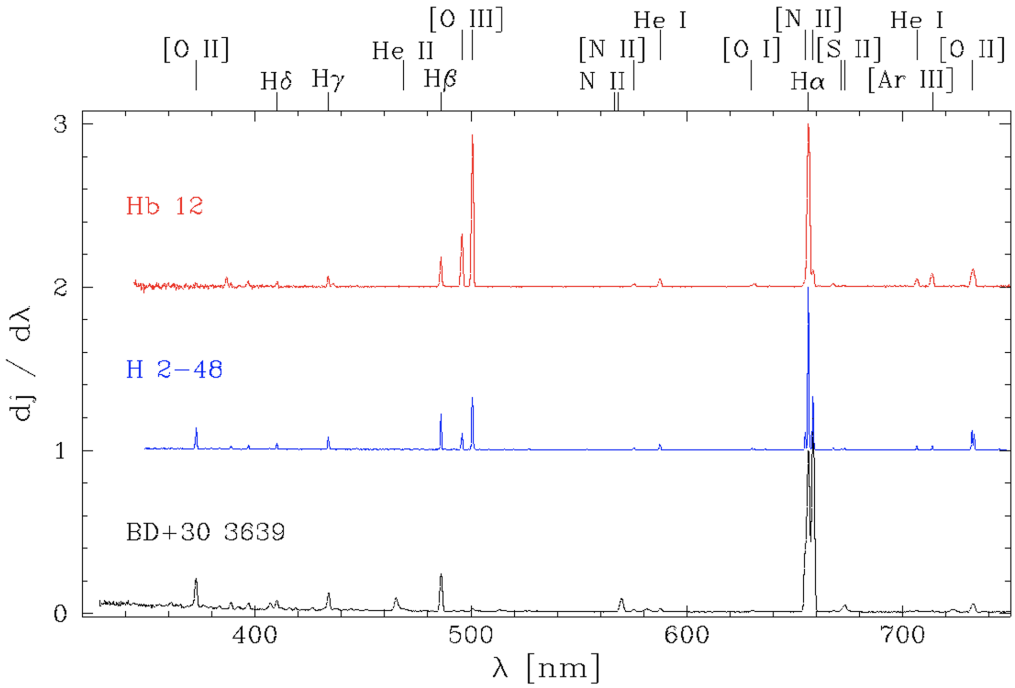
razredčena, da se fotoni v splošnem v njej ne sipajo. Kako naj torej ugotovimo, da nastajajočo belo pritlikavko, ki je relativno temna, saj z visoko temperaturo bivše sredice seva le majhna površina, obdaja še temnejša in prozorna ovojnica? Omenili smo, da se fotoni v splošnem ne sipajo. Kar pa seveda ne pomeni, da se ne bi mogli absorbirati in nato reemitirati fotoni z ravno pravimi energijami in s tem valovnimi dolžinami. Če ima foton ravno pravo valovno dolžino in s tem energijo (glej poglavje 2.12.4), da povzroči prehod elektrona v določenem atomu v zvezdni ovojnici iz nižjega v višje stanje, je ovojnica za take fotone precej neprozorna. Vzbujeni elektron se nato vrne v prejšnje stanje bodisi direktno z izsevanjem enakega fotona, ali pa v več korakih in izseva več nižjeenergijskih fotonov, ki imajo skupaj enako energijo kot prvotni foton. V vsakem primeru se ti fotoni izsevajo v poljubni smeri, torej svetloba ne potuje več radialno navzven od bele pritlikavke, ampak tudi vstran. Ti fotoni predstavljajo presežke svetlobe pri posameznih valovnih dolžinah na sicer temnem ozadju. Spekter je torej emisijski, planetarna meglica seva diskretne emisijske spektralne črte. Situacija je podobna, vendar nekoliko drugačna kot pri spektrih zvezd. Tam imamo fotone vseh valovnih dolžin in temperaturo, ki pada proti površju. Zopet vidimo spektralne črte, vendar so v zvezdah te absorpcijske, saj absorbirani in nato navadno v drugo smer sipani fotoni predstavljajo primanjkljaje svetlobe pri posameznih valovnih dolžinah. Nasprotno pa je planetarna meglica prozorna, torej skoznjo zremo v temno nebo za njo, izjema so le fotoni s točno določenimi valovnimi dolžinami. Planetarna meglica in tudi kakršenkoli drug oblak plina, ki je prozoren, ima zato emisijski spekter. Prozornemu oblaku plina v žargonu pogosto rečemo, da je optično tanek (angl. optically thin), saj ga svetloba, z izjemo fotonov posameznih valovnih dolžin, lahko preči brez težav in je optična debelina mnogo manjša od enice.

Razmišljanje prejšnjega odstavka ilustrirajmo z absorpcijo svetlobe v atomih vodika. V poglavju 7.2 smo razložili, da absorpcija ultravijoličnega fotona Lyβ vzbudi elektron vodika iz osnovnega v drugo vzbujeno stanje, ta pa se nato lahko spusti v prvo vzbujeno stanje z emisijo vidnega fotona Hα z valovno dolžino 656,3 nm, ki mu sledi vrnitev v osnovno stanje z izsevanjem ultravijoličnega fotona Lyα. Vzbujanja v višja vzbujena stanja lahko na podoben način ustvarijo druge fotone Balmerjeve serije vodika. Za spekter planetarne meglice so v vidni svetlobi tako značilne emisijske črte Hα pri 656,3 nm, Hβ pri 486,1 nm, Hγ pri 434,0 nm, itd. Spreminjanje ultravijoličnih fotonov Lymanove serije vodika v vidne fotone Balmerjeve serije imenujemo fluorescenca (angl. fluorescence). Podoben fluorescenčni proces pretvorbe visokoenergijskih ultravijoličnih fotonov v nižjeenergijske vidne fotone je poleg vodika mogoč tudi za druge elemente, kot je helij, kisik ali dušik. Ker imajo ti atomi več elektronov, so lahko v višjih stanjih ionizacije. V astronomiji spektralne črte nevtralnega atoma označujemo z rimsko številko ena za imenom elementa, tako na primer v planetarnih meglicah pomembno črto nevtralnega helija pri valovni dolžini 587,6 nm pišemo kot He I 5876 (valovne dolžine običajno pišemo v enotah Å, torej desetinkah nm). Pozitivni ion dobi oznako II, dvakrat ionizirani III, itd. Enkrat ioniziran helij (angl. Single ionized Helium, tudi He II) tako seva spektralno črto pri 468,6 nm, ki jo označujemo kot He II 4686. Ta črta je analogna Paschenovi črti vodika Paα, vendar ima zaradi dvojnega naboja jedra štirikrat krajšo valovno dolžino.

Osrednja nastajajoča bela pritlikavka je zelo vroča in zato svetla v ultravijolični svetlobi. Ravnokar opisano delno spreminjanje ultravijoličnih fotonov v vidne fotone v ovojnici pomeni, da je v vidni svetlobi skupen izsev ovojnice večji od vidnega izseva osrednjega objekta. V vidni svetlobi je torej osrednja zvezda videti temna, skupni izsev ovojnice pa je lahko več desetkrat večji. Vseeno pa je sevanje ovojnice posledica absorpcije ultravijolične svetlobe osrednjega objekta. Ker je ovojnica razsežna, je gostota snovi v njej zelo nizka, torej je nizka tudi gostota prostih elektronov v ovojnici. Tako vodikovi atomi, ki jih ionizira energetična ultravijolična svetloba osrednjega objekta, le stežka najdejo prosti elektron, da bi se zopet vrnili v neionizirano stanje. Večina vodikovih atomov v ovojnici je tako ioniziranih, medtem ko majhen delež nevtralnih atomov poskrbi za učinkovito reprocesiranje ultravijolične svetlobe v emisijske črte vidnega dela spektra.

Doslej smo razmišljali, da se elektroni iz višjih vzbujenih stanj proti nižjim stanjem vračajo z emisijo ustreznih fotonov. Običajno se to zgodi zelo hitro, v tipičnih časih, ki ne presežejo 10^{-7} s. Vendar so ti časi lahko tudi daljši. Za metastabilno stanje (angl. metastable state) se foton izseva šele po več deset sekundah ali več. V običajno gostem plinu se to sploh ne zgodi, saj atom prej trči s prostim elektronom in se tako znebi odvečne energije. V planetarnih meglicah pa je gostota snovi zelo majhna in zato trki zelo redki. Dvakrat ioniziran kisik v stanju $^1D_2$ je v takem metastabilnem stanju. Stanje smo opisali z običajnim zapisom atomskih fizikov in pomeni, da je spinsko kvantno število enako 0, orbitalno pa 2. Prehodi v triplet (trojico) nižjih stanj s spinskim kvantnim številom

1 in orbitalnim 1 tečejo počasi. Značilni čas za prehod v stanje $^3P_2$ je 48 s, v stanje $^3P_1$ je enak 141 s, v stanje $^3P_0$ pa 6,1 dni (glej tabelo 2.1 v Gurzadyan, 1997). Ustrezne energijske razlike ustrezajo po vrsti valovnim dolžinam 500,7 nm, 495,9 nm in 493,1 nm. Slednje črte ne opazimo, saj se prehod v nižje stanje mnogo hitreje zgodi na prva dva načina. Zaradi krajšega časa je črta [O III] 5007 približno trikrat močnejša od črte [O III] 4959. Oznaka O III pove, da je v igri atom O^{++}, oglati oklepaji pa, da je ta prehod skrajno malo verjeten, v žargonu je to prepovedani prehod (angl. forbidden transition). Prehod, ki bi se zgodil v času okoli ene sekunde in je torej vmes med običajnim, torej dovoljenim, in prepovedanim prehodom, imenujemo pol-prepovedani prehod (angl. semi-forbidden transition) in ga označujemo le z oglatim zaklepajem, začetni oklepaj pa izpustimo. Poleg kisika opazimo v spektrih planetarnih meglic tudi prepovedane prehode enkrat ioniziranega dušika ([N II] 6584 in trikrat temnejša črta [N II] 6548) in žvepla ([S II] 6716 in trikrat temnejša črta [S II] 6731), ki ležijo v okolici emisijske črte Hα. Ker trki v običajno gostem plinu poskrbijo, da prepovedanih črt ne opazimo, je bil obstoj izjemno svetlih emisijskih črt pri 500,7 nm in 495,9 nm v planetarnih meglicah presenečenje. Pionir spektroskopije William Huggins je leta 1864 domneval, da nastajata v novem, dotlej nepoznanem kemičnem elementu, ki so ga poimenovali nebulium (angl. nebulium). Pred slabim stoletjem je nato Bowen (1927) pokazal, da so vzrok prepovedani prehodi dvakrat ioniziranega kisika, ki je tretji najpogostejši kemični element v vesolju. Omenjeni močni emisijski črti sta značilni za planetarne meglice in vzrok za značilno zeleno barvo. Ker sevajo svetlobo le določenih diskretnih valovnih dolžin, so planetarne meglice in emisijske meglice nasploh lahko zelo kontrastnih barv. To je drugače kot pri zvezdah, ki imajo glede na površinsko temperaturo le nekoliko modrikast ali rdečkast nadih brez kontrastnih barvnih tonov.



Slika 10.6: Spektri treh planetarnih meglic. Imena objektov so navedena na levi, na vrhu pa je identifikacija močnejših emisijskih spektralnih črt. Na navpični osi je gostota svetlobnega toka na interval valovne dolžine (λ) pomnožena s takim faktorjem, da je moč spektralne črte Hα enaka za vse tri objekte. Modri in rdeči spekter sta navpično zamaknjena za eno oziroma dve enoti. Uporabili smo opazovanja Hajduk et al. (2015).

Slika 10.6 prikazuje optične spektre treh mladih planetarnih meglic. Objekt BD+30 3639 je tako kompakten, da k spektru prispeva tudi svetloba osrednje bele pritlikavke, ki jo izdaja modri padajoči kontinuum. Večina emisijskih črt je dovoljenih, izjema so le črte [N II], [S II] in [O II]. Prisotnost črt nevtralnega in enkrat ioniziranega helija kaže na zelo visoko temperaturo osrednjega objekta. V preostalih dveh objektih sta izjemno močni in za planetarne meglice značilni črti [O III]. Ob njih vidimo črte Balmerjeve serije vodika ter nevtralnega helija, medtem ko zaradi prenizke

temperature ni enkrat ioniziranega helija, zato črte He II 4686 ni opaziti.

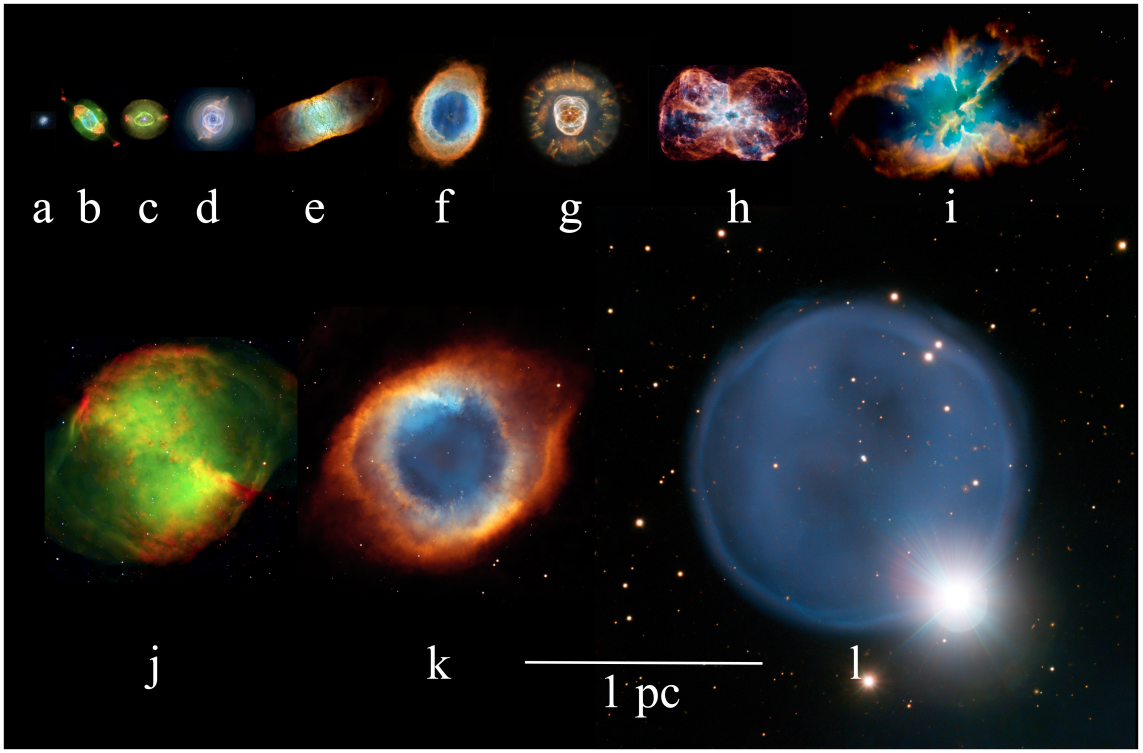
Ovojnica zvezde se s časom širi, tako se tudi velikost planetarne meglice veča s časom. V spektrih z visoko resolucijo opazimo, da so črte dvojne: komponenta iz dela ovojnice, ki se giblje proti nam, je malenkost Dopplersko premaknjena proti krajšim, tista iz oddaljujočega se dela v ozadju pa proti daljšim valovnim dolžinam. Tipične hitrosti širjenja so ~ 30 km s^{-1} (Gurzadyan, 1997). Pri taki hitrosti širjenja lahko izračunamo, da polmer ovojnice v 3000 letih doseže velikost desetinke parseka. V resnici to lahko traja tudi dlje, saj se širjenje ovojnice zaradi narivanja okolne medzvezdne snovi s časom ustavlja. Vseeno vidimo, da predstavljajo planetarne meglice zelo kratkoživo fazo v razvoju zvezd in moramo imeti zato precej sreče, da zvezdo opazujemo ravno v tej razvojni fazi. V naši Galaksiji poznamo približno 3800 planetarnih meglic, kar je med desetino in polovico vseh zvezd, ki so v naši Galaksiji v tej razvojni fazi (Parker, 2022). Naše nepopolno poznavanje ima vzrok v absorpciji svetlobe v prahu blizu galaktične ravnine. Ker smo tako mi kot večina planetarnih meglic blizu te ravnine, se pogosto zgodi, da je planetarna meglica zastrta našim pogledom in zato še neodkrita.

Planetarne meglice imajo različne velikosti (slika 10.7). Najmanjše komaj razločimo, največje pa merijo dobršen del parseka. Površinski sij v splošnem pada z naraščajočo velikostjo ovojnice in s tem tudi s časom. Ker sevajo planetarne meglice svetlobo skoraj izključno v ozkih spektralnih črtah (slika 10.6), so zelo izrazitih barv, podrobnosti pa jih naredijo tudi estetsko privlačne. Notranji deli razširjajoče ovojnice so dovolj blizu osrednji zvezdi, da pogosto sevajo v črti He II. Ker je snov v ovojnici večinoma v lupini, ki je znotraj precej prazna, v bližini osrednje zvezde lahko nastajajo tudi prepovedani spektralni prehodi, kot sta črti [O III]. Zunanji deli so največkrat rdeči, pri čemer jim daje barvo Balmerjeva črta vodika Hα, skupaj s prepovedanimi dušikovimi in žveplovimi črtami, ki padejo v isto območje valovnih dolžin. Če je ovojnica okrogla, se je smiselno vprašati, zakaj rdeče odtenke vidimo predvsem na robu, ne pa tudi na sredi, saj je nekaj vodika tudi na prednji in zadnji strani razširjajoče se lupine. Razlog je geometrijski: k siju točke blizu roba prispeva snov vzdolž relativno dolgega stolpca, ki je tangencialen na lupino, medtem ko k siju osrednjih delov prispevata le dva kratka skoraj radialna odseka na prednji in zadnji strani. Tako so planetarne meglice pogosto podobne obroču, kljub temu da gre za okroglo razširjajočo se lupino. Obročast videz je tudi razlog za njihovo dokaj nesrečno poimenovanje. Proti koncu 18. stoletja je Williama Herschla njihov izgled spominjal na Saturnove obroče, torej je z imenom poudaril to podobnost. Danes vemo, da ne gre za ravninski obroč ali zvitek ampak za razširjajočo se lupino bivše zvezdne ovojnice, vendar je Herschlovo ime ostalo.

Vendar slika 10.7 kaže, da vse planetarne meglice niso okrogle. Med širjenjem namreč ovojnica narine tudi zvezdno snov, ki jo je zvezda med termalnimi pulzi na asimptotski veji orjakinj izvrgla v okolico. Kot smo razložili na strani 278, je te snovi precej, tudi do treh četrtin prvotne mase zvezde na glavni veji (Miller Bertolami, 2016). Zvezdni vetrovi pogosto niso krogelno simetrični, imajo pa točkasto simetrijo, kar kažejo tudi oblike planetarnih meglic okoli osrednje zvezde, ki se krči v belo pritlikavko. Možen razlog za nekrogelno obliko je tudi, da planetarna meglica nastane v dvojnem zvezdnem sistemu, kjer sosednja zvezda potegne nase večino snovi v bližini orbitalne ravnine sistema. Za planetarne meglice so značilne tudi svetle točke vzdolž notranje površine razširjajoče se ovojnice. To so žepki gostejše snovi v zvezdnem vetru, ki jih visokoenergijska svetloba osrednjega objekta še ni uspela ionizirati. Od svetlih točk se zato radialno navzven širijo repki, ki spominjajo na komete. To so stolpi razredčene snovi, ki jih žep goste in s tem neprozorne snovi ščiti pred intenzivnim sevanjem osrednjega objekta. Taki žepki so posebej očitni na slikah 10.7 f, g, i in k.

Emisijske spektre imajo tudi nekatere dvojne zvezde, na primer kataklizmične spremenljivke (glej stran 308) in simbiotične zvezde (stran 312). Leta 1995 sem na Evropskem južnem observatoriju v Čilu snemal spektre slednjih, saj sva s kolegom Munarijem pripravljala spektroskopski atlas simbiotičnih zvezd (Munari & Zwitter, 2002). Teleskop sem usmeril tudi proti 22. objektu iz seznama Sanduleak & Stephenson (1973), za katerega so avtorji domnevali, da je simbiotična zvezda. Na to jih je napeljal pregled neba z objektivno prizmo (angl. objective prism survey), ki je bila nameščena pred teleskopom in jim je slike zvezd razklonila v drobne mavrice, med katerimi so potem iskali emisijske spektre. Tehnika je bila zelo uspešna, saj tako hkrati dobimo nizkoresolucijske spektre vseh opazovanih zvezd. Primer pomembnega odkritja istih avtorjev je tudi 433. objekt iz Stephenson & Sanduleak (1977), znameniti SS 433, o katerem smo govorili v poglavju o mikrokvazarjih (stran 313).

Sam sem se znašel pred problemom, saj sem na zaslonu blizu sporočenih koordinat opazil dve



Slika 10.7: Ducat planetarnih meglic prikazanih v pravilnih relativnih velikostih. Merilo na dnu označuje velikost enega parseka.
(a) NGC 7027, $d = 537^{+127}_{-88}$ pc, $r = 0{,}020$ pc, modro: črte Hβ in [O III], zeleno: črte Hα in [S II], rdeče: infrardeča svetloba.
(b) NGC 7009, $d = 1242^{+92}_{-80}$ pc, $r = 0{,}085$ pc, imenujemo jo tudi meglica Saturn (angl. Saturn nebula).
(c) NGC 6826, $d = 1303^{+64}_{-58}$ pc, $r = 0{,}086$ pc, rdeči pegi sta sevanje izvržene snovi v črti Hα.
(d) NGC 6543, $d = 1363^{+54}_{-51}$ pc, $r = 0{,}101$ pc, imenujemo jo tudi meglica Mačje oko (angl. Cat's eye nebula).
(e) IC 4406, $d = 1253^{+214}_{-163}$ pc, $r = 0{,}142$ pc, modro: [O III], zeleno: Hα, rdeče: [N II].
(f) NGC 6720, $d = 790^{+28}_{-26}$ pc, $r = 0{,}171$ pc, imenujemo jo tudi Obročasta meglica (angl. Ring nebula), modro: He II, zeleno: [O III], rdeče: Hα.
(g) NGC 2392, $d = 1795^{+147}_{-129}$ pc, $r = 0{,}201$ pc.
(h) NGC 2440, $d = 1763^{+301}_{-279}$ pc, $r = 0{,}253$ pc, modro: He II, zeleno: [O III], rdeče: Hα, [N II].
(i) NGC 2818, $d = 2652^{+511}_{-471}$ pc, $r = 0{,}364$ pc, modro: [O III], zeleno: Hα, rdeče: [N II].
(j) NGC 6853, $d = 388 \pm 6$ pc, $r = 0{,}450$ pc, imenujemo jo tudi meglica Ročka (angl. Dumbbell nebula), v Messierjevem katalogu ima oznako M 27, modro: B filter, zeleno: [O III], rdeče: Hα.
(k) NGC 7293, $d = 199^{+1}_{-2}$ pc, $r = 0{,}471$ pc, imenujemo jo tudi meglica Helix (angl. Helix nebula).
(l) Abell 33, $d = 1010^{+65}_{-57}$ pc, $r = 0{,}666$ pc, svetla zvezda HD 83535 desno spodaj je mnogo bližje in jo zgolj naključno vidimo v isti smeri.
Za vsak objekt smo navedli ime, oddaljenost (d, napaki podajata meji za 16 in 84% verjetnost) določeno z najnovejšo trigonometrično paralakso satelita Gaia (Chornay & Walton, 2021), polmer (r), ki je geometrijska sredina polosi elipse, ki opisuje 10% središčne intenzitete v svetlobi Hα (Parker et al., 2016; Frew et al., 2016), ter morebitno popularno ime in katere spektralne črte predstavljajo posamezne barve.
Foto Hubblov vesoljski teleskop (NASA/ESA), razen slik NGC 6853 in Abell 33, ki sta bili posneti s teleskopom VLT Evropskega južnega observatorija.

zvezdici in nisem vedel, katera je moj emisijski objekt. Torej sem režo spektrografa zasukal tako, da sem hkrati posnel spektra obeh zvezdic. Začuden sem ugotovil, da imata oba objekta identične spektre z močnimi emisijskimi črtami, tudi prepovedanima črtama [O III], ob tem pa ni bilo sledu o vročem modrem spektru bele pritlikavke, ki je značilen za kataklizmične spremenljivke (slika 9.8), ali o hladnem spektru rdeče orjakinje, ki ga vidimo pri simbiotičnih zvezdah. Vse to in pa dejstvo, da tesnih dvojnih zvezd na nebu nikoli ne razločimo, je kazalo na to, da sem našel planetarno meglico, kjer pa direktni pogled proti osrednji beli pritlikavki zastira oblak prahu. O tem sem spisal tudi članek, ga poslal sodelavcu in se odpravil na posvet, če je še kaj za dopolnit ali je že dovolj dober za pošiljanje v objavo. Kolega Munari me je pričakal z resnim obrazom in pojasnilom „nimava članka". Medtem ko sem se vozil k njemu, je namreč ugotovil, da je ta objekt pod številko 22 omenjen tudi v Roberts (1962) in da so Allen et al. (1980) že pred nama prišli do enakih rezultatov. Včasih pač ne uspe, mi je pa všeč, da je bil nesojeni objekt kmalu zatem tudi tarča podrobnega slikanja s Hubblovim vesoljskim teleskopom (Sahai et al., 1999), ki je potrdil prejšnje rezultate. Med spektroskopskim potrjevanjem domnevnih kataklizmičnih spremenljivk se je večkrat izkazalo, da je šlo za nekaj drugega. Tako smo (tokrat prvi) odkrili, da je emisijski objekt PG 1712+493 planetarna meglica (Zwitter & Munari, 1994), medtem ko je PG 1136+581 v resnici majhna galaksija s hitrim nastajanjem novih zvezd (Munari et al., 1995).

10.3.2 Eksplozije supernov

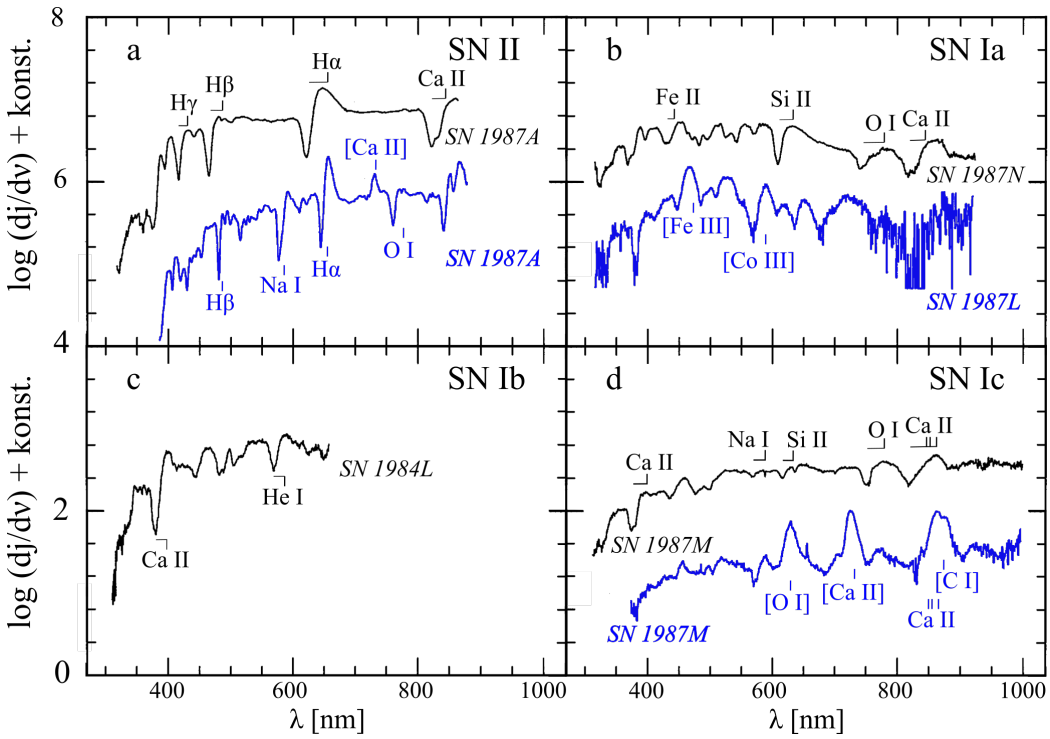
Spektri supernov

Kot smo razložili pri obravnavi razvoja zvezd (poglavji 8.4 in 8.5), so eksplozije supernov (SN) v osnovi dveh tipov: tipa 1 (SN I) in tipa 2 (SN II). Za prvi tip je značilno, da v njihovem spektru ni črt vodika, pri drugem tipu pa so zelo očitne. Prvi tip nadalje delimo v SN Ia (angl. SN Ia), ki ima v spektru zelo močni absorpcijski črti enkrat ioniziranega silicija (Si II) pri valovnih dolžinah 634,7 in 637,1 nm, ki se zlijeta v 635,5 nm; pri supernovah tipov SN Ib (angl. SN Ib) in SN Ic (angl. SN Ic) te absorpcije (skoraj) ni, zato pa pri tipu Ib opazimo absorpcijo nevtralnega helija (He I), medtem ko pri tipu Ic manjka tudi ta. Klasifikacijo lahko razčlenimo tudi po značilnostih med fazo temnenja objekta po eksploziji: SN IIL (angl. SN IIL) temnijo eksponentno s časom (torej v logaritemski prezentaciji linearno, od tod črka L), pri SN IIP (angl. SN IIP) pa se sij po začetnem temnenju ustali na platoju (od tod črka P), čez nekaj tednov ali mesecev pa zopet začnejo temneti (Filippenko, 1997). Razlika med zadnjima dvema tipoma ima vzrok v količini radioaktivnih elementov, ki nastanejo med eksplozijo in nato s sproščanjem energije povzročajo nastanek platoja.

SN II so končna faza razvoja zvezd z masami nad 8 $M_\odot$, katerih sredica se sesuje v nevtronsko zvezdo ali črno luknjo, ovojnico pa odnese v prostor. V osnovi to velja tudi za supernove tipa Ib in Ic, le da so supernove tipa Ib pred eksplozijo izgubile svojo vodikovo ovojnico, medtem ko se je pri supernovah tipa Ic to zgodilo tudi s helijevo plastjo (Filippenko, 1997).

Supernove tipa Ia so drugačne. Nastanejo z degeneriranim spajanjem in posledično pregrevanjem belih pritlikavk z maso blizu Chandrasekharjeve meje. Snov v taki zvezdi se skoraj v celoti spremeni v železo ali nikelj, zaradi sproščene energije zvezda v celoti eksplodira in za seboj ne pusti kompaktnega objekta. Poleg omenjenih obstajajo še redkejši tipi supernov, ki jih tu ne obravnavamo.

Slika 10.8 prikazuje spektre najpogostejših tipov supernov kmalu (črne črte) in 5 mesecev (modre črte) po eksploziji. Kasni spektri tipa Ib so podobni spektrom tipa Ic. V spektrih supernov tipa II opazimo močne Balmerjeve črte vodika. Njihove oblike so nenavadne, pravimo, da imajo črte profil P Laboda (angl. P Cygni profile), ki je dobil ime po spremenljivi zvezdi poimenovani P v ozvezdju Laboda. Za tak profil je značilna kombinacija emisijske črte, na katero je naložena absorpcijska črta, zamaknjena proti krajšim valovnim dolžinam. Oboje je posledica širjenja ovojnice po eksploziji. Emisijska komponenta ima izvor v vstran obrnjenih delih ovojnice, ki so prozorni in zato vidimo presežek svetlobe, obenem pa pretežno prečno gibanje in zato majhen Dopplerski premik črto le nekoliko razširi. Absorpcijska komponenta izvira iz snovi, ki se giblje proti nam, torej povzroča absorpcijo svetlobe svetle navzven leteče fotosfere za seboj, obenem pa je ta absorpcija tudi močno premaknjena proti krajšim valovnim dolžinam. Na sliki 10.8a lahko hitrost širjenja ocenimo z Dopplerskim premikom modrega roba absorpcijske komponente, ki je za prikazano supernovo $\sim -20{,}000$ km s^{-1}. Pet mesecev kasneje so profili Balmerjevih črt precej ožji,



Slika 10.8: Spektri štirih tipov supernov: SN II (a), SN Ia (b), SN Ib (c) in SN Ic (d). Črna sled je spekter približno teden po izbruhu, modra pa spekter približno 5 mesecev po izbruhu. Na navpični osi je logaritem gostote svetlobnega toka na frekvenčni interval, ki smo mu prišteli konstanto. Na vodoravni osi je mirovna valovna dolžina, torej v sistemu, ki miruje glede na težišče supernove. Označene so glavne spektralne črte. Navpična črtica označuje mirovno valovno dolžino, vodoravna pa jo povezuje z opaženo valovno dolžino, ki je zaradi širjenja eksplozije po izbruhu premaknjena v smeri krajših valovnih dolžin. Imena objektov so v ležeči pisavi. Uporabili smo opazovanja predstavljena v Filippenko (1997).

Slika 10.9: Supernovo 2023ixf v galaksiji Vrtinec (M 101) je 19. maja 2023 odkril Japonec Koichi Itagawa. Sestavljenko slik na levi je dva dni kasneje posnel Herman Mikuž na observatoriju Črni Vrh. Supernova, ki je na sliki označena s črticama, je bila tipa II in je torej konec masivne zvezde, kjer se sredica sesuje v nevtronsko zvezdo ali črno luknjo, ovojnico pa odnese v prostor. Galaksija in s tem supernova je od nas oddaljena 22.5 milijonov sv. let (= 6,9 Mpc). V času slikanja je sij supernove še rastel, največji bolometrični izsev $\sim 5 \cdot 10^{36}$ W $= 1{,}3 \cdot 10^{10}$ $L_\odot$ pa je dosegla 4 dni po eksploziji (Zimmerman et al., 2023).

zaradi razredčenosti materiala pa se jim pridruži tudi prepovedana črta enkrat ioniziranega kalcija ([Ca II]).

Tudi za spektre supernov tipa I, posnete kmalu po eksploziji, so značilni Dopplerjevi premiki, ki kažejo na hitro širjenje ovojnice. Profili črt so večinoma absorpcijski. Pri vseh manjkajo vodikove črte. V obdobju nekaj mesecev se ovojnica tako razredči, da postane prozorna in zelo razredčena, zato opazimo emisijske črte prepovedanih prehodov posameznih elementov. Pri SN Ia sčasoma vidimo vedno globlje v ovojnico, zato ne preseneča, da opazimo močno emisijo dvakrat ioniziranega železa ([Fe III]) in njegovega soseda v periodnem sistemu kobalta ([Co III]). Slednji (^{56}Co) nastaja z razpadom niklja (^{56}Ni), ki skupaj z železom nastane po katastrofalno hitrem jedrskem zlivanju ogljika in kisika v beli pritlikavki. V poznih spektrih supernov tipa Ib in Ic prav tako opazimo emisijske črte, vendar lažjih elementov, ki so pred eksplozijo in preden je zvezda izgubila vodikovo in morda tudi helijevo ovojnico nastali z jedrskim spajanjem v razvojni fazi asimptotske veje orjakinj, o kateri smo govorili na strani 278.

Maksimum sija

Supernove so v obdobju maksimuma sija zelo svetle. Njihova absolutna magnituda v modrem B filtru (M_B) je navadno med -18 in -20 (Richardson et al., 2002), svetlejših eksplozij je največ nekaj odstotkov, pri temnejših pa je naše vedenje slabše, saj jih je težje opaziti. Supernove z $M_B > -15$ veljajo kot temne. Številko lahko primerjamo z absolutno magnitudo spiralne galaksije M 101, ki je enaka $M_B = -21.5$. To vidimo tudi na sliki 10.9 z označeno eksplozijo supernove SN 2023ixf v enem od njenih spiralnih rokavov. Vidimo, da supernova v maksimumu lahko doseže znaten sij velike spiralne galaksije, kot je naša. Če pride do eksplozije v manjši in zato temnejši galaksiji, lahko supernova njen sij tudi znatno preseže.

Za supernove tipa Ia smo v poglavju 8.4 omenili, da so uporabne kot standardni svetilniki. To pomeni, da poznamo njihovo absolutno magnitudo, tako da lahko po opaženi navidezni magnitudi sklepamo o oddaljenosti supernove. Kljub temu to ne pomeni, da imajo vse supernove tipa Ia enak sij. Phillips (1993) je pokazal, da imajo njihove absolutne B magnitude disperzijo $\pm 0{,}74$ magnitude, ob tem pa je ugotovil, da je absolutni sij močno koreliran s hitrostjo temnenja supernove. Če supernova v prvih 15 dneh po maksimumu sija v B magnitudi potemni za Δm_B magnitud, je njena absolutna B magnituda ob maksimu enaka

$$M_B = (-21{,}73 \pm 0{,}50) + (2{,}70 \pm 0{,}36)\,\Delta m_B \tag{10.1}$$

Navedena zveza zmanjša disperzijo na $\pm 0{,}36$ magnitude. Običajne vrednosti Δm_B so med 0,8 in 2 magnitudama. Supernove, ki počasneje temnijo so torej tudi ob maksimumu svetlejše, obenem pa so ti objekti tudi bolj modri.

Supernove tipa Ia maksimuma ne dosežejo takoj po eksploziji bele pritlikavke, ampak šele v približno 18 dneh (Maoz et al., 2014). Svetlenje je posledica razpada niklja ^{56}Ni v kobalt ^{56}Co v neprozorni ovojnici, ki ima razpolovni čas 6,1 dni in katerega energija počasi prodre do površja. Kobalt nato z razpolovnim časom 77 dni razpade v železo ^{56}Fe. Med temnenjem po maksimumu sija naš pogled sega vedno globlje v ovojnico. Če je supernova ob maksimum svetlejša, pomeni da v njej razpada več niklja. Ker pa so za neprozornost ovojnice zopet odgovorni iz niklja nastali

elementi okoli železa, je taka ovojnica tudi bolj neprozorna in zato supernova temni počasneje (Maoz et al., 2014). Klasična ideja, da je SN Ia posledica eksplozije bele pritlikavke z maso zelo blizu Chandrasekharjevi meji, ima težave z razlago pestrosti svetlobnih krivulj. Zdi se (Maoz et al., 2014), da je zlitje dveh belih pritlikavk z masama blizu Sončeve, zanimiv scenarij. Do tega lahko pride tudi v večkratnih zvezdnih sistemih, glej npr. Merle et al. (2022).

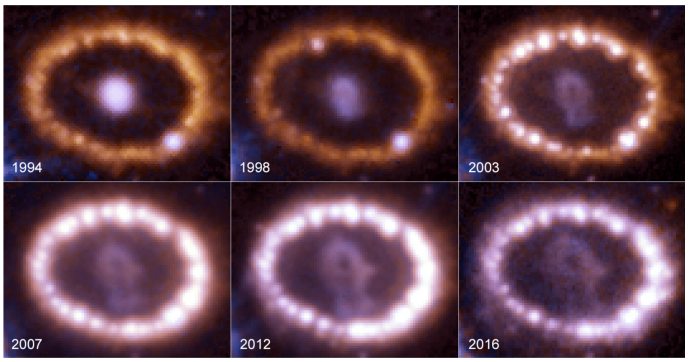
Relativno počasna rast izseva supernov tipa II proti maksimumu običajno tudi traja nekaj dni. Tako je predstava, da bomo supernovo lahko opazili v največ nekaj urah po eksploziji, pogosto preveč optimistična. Ker so take supernove eksplozije ovojnic masivnih zvezd, ki so pred tem v asimptotski fazi orjakinje izgubile vellik del svoje mase, je počasno svetlenje posledica prebijanja eksplozije skozi zapleteno okolico, ki je polna iz zvezde v preteklosti izvržene snovi (Förster et al., 2018).

Supernova SN 1987A

Vse energije supernove ne odnese le svetloba, ampak tudi nevtrini. Žal so naši detektorji običajno premalo občutljivi, da bi jih zaznali. K sreči obstaja ena izjema, ki je pomembna, saj dokazuje, da se pri supernovah tipa II dejansko dogaja spreminjanje protonov v nevtrone in posledična nevtronizacija osrednjih plasti, iz katerih potem nastane nevtronska zvezda ali se sesujejo v črno luknjo. Supernova, ob kateri smo zaznali plaz nastalih nevtrinov, je SN 1987A. Kot pove že ime, je bila to prva opažena supernova v letu 1987. Bionta et al. (1987) poročajo o osmih nevtrinih z energijami med 20 in 40 MeV, ki so jih opazili 23. februarja 1987 med 7:35:41,37 UT in 7:35:46,96 UT. Osem nevtrinov znotraj 6 sekund je veliko, saj je običajno detektor zaznal le 2 nevtrina dnevno, obenem pa se je smer prihoda opaženih nevtrinov ujemala s smerjo proti supernovi. Zaradi mrtvega časa detektorja (čas po zaznanem dogodku, ko detektor ne more zabeležiti naslednjega dogodka) ocenjujejo, da bi bilo lahko, če bi bil detektor sposoben meriti ves čas, zaznanih 22 nevtrinov. Antinevtrine s supernove SN 1987A so zaznali še na dveh observatorijih: Kamiokande II jih je zaznal 12, Baksan pa 5.

Supernovo so odkrili v vidni svetlobi na observatoriju Las Campanas v Čilu (Kunkel et al., 1987). Po lokalnem času zvečer jo je vizualno opazil Oscar Duhalde, hkrati pa 24. februarja 1987 okrog 5^{h} UT fotografsko Ian Shelton. Nekaj ur kasneje jo je neodvisno opazil tudi Albert Jones na Novi Zelandiji. Kasneje so s pregledom opazovanj v Siding Springu v Avstraliji potrdili, da je supernova dosegla fotografsko magnitudo 6 že 23. februarja okrog 10.6^{h} UT, medtem ko je imela vse preteklo stoletje in do vključno 22. februarja ta zvezda magnitudo 14,5. Supernova je bila tipa II, torej eksplozija masivne zvezde. Vendar ni eksplodirala rdeča nadorjakinja, ampak je bila to modra nadorjakinja z imenom Sanduleak $-69\,202$, v bližini pa je še več drugih zvezd (Crotts & Kunkel, 1991). Lokacija eksplozije je Veliki Magellanov oblak (angl. Large Magellanic Cloud, tudi LMC), to je satelitska galaksije naše Galaksije, ki je oddaljena $\sim$ 51,4 kpc (168.000 svetlobnih let). Z znano razdaljo so iz števila zaznanih nevtrinov Bionta et al. (1987) izračunali, da se je skupaj sprostilo $\approx 3 \cdot 10^{56}$ nevtrinov, torej se je ravno toliko protonov spremenilo v nevtrone. Masa teh protonov je bila enaka $\approx 0{,}3\ \mathrm{M}_\odot$. Če upoštevamo, da je bila meritev približna in se dejansko število od navedenega lahko razlikuje za faktor 2 in da niso mogli zaznati nevtrinov vseh energij ter da se je manjši del nevtrinov absorbiral v ovojnici zvezde, se rezultat ujema z nastalo nevtronsko zvezdo z maso $\sim 1{,}4\ \mathrm{M}_\odot$, ob katere nastanku se je polovica mase iz protonov spremenila v nevtrone. Primerjava časa prihoda nevtrinov in vizualnega izbruha pove, da med njima ni več kot 3 ure razlike, kar je ob času potovanja 168 tisoč let res zelo malo. Torej nevtrini zares potujejo s hitrostjo, ki je zelo blizu svetlobni. Kako blizu, je težko reči, saj so šli nevtrini na pot kako uro preden smo lahko opazili svetlenje zvezdinega površja (glej konec poglavja 4 v Arnett et al., 1989). Kljub temu nam meritve elektronskih antinevtrinov iz SN 1987A s 95% gotovostjo omejujejo njihovo maso na $< 16\,\mathrm{eV/c^2} \sim 2{,}8 \cdot 10^{-37}$ kg.

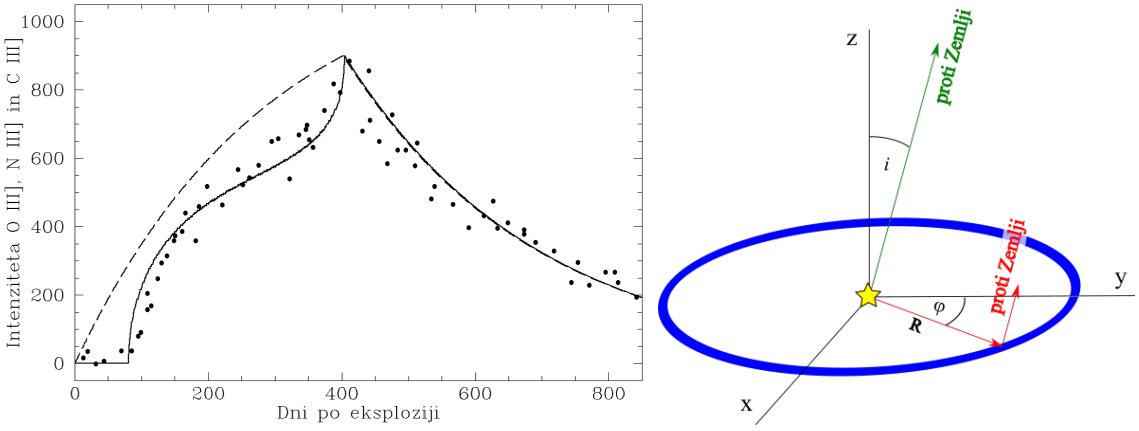
Po odkritju je supernova najprej postajala vse svetlejša. Približno 80 dni po eksploziji je dosegla magnitudo $V = 2{,}95$, deset dni kasneje pa je začela temneti. 118 dni po eksploziji je imela magnitudo $V = 4{,}3$, leto kasneje je njen sij padel na $V = 8$, čemur je v naslednjem letu sledilo nekoliko hitrejše temnenje do magnitude $V = 14$. Do konca stoletja je padla do magnitude $V = 21$. Svetloba okrog maksimuma je bila posledica razpadov radioaktivnih izotopov ^{56}Ni in ^{56}Co, slednji je razpadel v ^{56}Fe. Kasnejše temnenje pa je predvsem posledica razpada ^{44}Ti, ki ima razpolovno dobo ~ 60 let.



Slika 10.10: Obroč okoli supernove SN 1987A. Slike je na označena leta posnel Hubblov vesoljski teleskop. Snov v okroglem obroču je zvezda izvrgla ~ 20.000 let pred eksplozijo. Na začetku je obroč osvetlila ultravijolična svetloba supernove, nato je temnel, 14 let po eksploziji pa se je vanj zaletela navzven leteča ovojnica zvezde in ga močno segrela, pri čemer so zgostitve v obroču zažarele kot biseri. Foto R. Kirshner, P. Challis, NASA/ESA.

Svetlobni odmevi supernove SN 1987A

Približno 80 dni po eksploziji so se v spektru pojavile prve polprepovedane emisijske črte O III] pri 1666 Å, N III] pri 1750 Å in C III] pri 1909 Å, ki jih je v ultravijolilni svetlobi spremljal satelit Mednarodni ultravijolični raziskovalec (IUE) (angl. International Ultraviolet Explorer, tudi IUE). Te črte so bile najbolj intenzivne 402 dneva po eksploziji, nato pa so naglo temnele (slika 10.11). Polprepovedane črte lahko nastajajo le pri nizkih gostotah, ki jih v ovojnici osrednjega objekta nekaj mesecev po eksploziji ne pričakujemo. Ko je nekaj let po eksploziji začel delovati Hubblov vesoljski teleskop, je pokazal, da z omenjenimi črtami sorodna svetloba v črti [O III] 5007 Å prihaja iz obroča s kotnim polmerom $0{,}808 \pm 0{,}017$ " (ločnih sekund, Panagia, 1998). Obroč je sicer videti rahlo sploščen, vendar je modeliranje prostorske porazdelitve emisijskih črt pokazalo, da obroč ni krogelna lupina, ampak je ravninski, ter da je sploščenost posledica dejstva, da pravokotnica na obroč nagnjena glede na smer proti Zemlji.



Slika 10.11: Intenziteta polprepovedanih spektralnih črt iz obroča, ki jih je vzbudila ultravijolična svetloba supernove SN 1987A. Na levem grafu je časovni potek relativne intenzitete črt (Panagia, 1998), desno pa geometrijska skica dogajanja. Supernova je v izhodišču koordinatnega sistema, obroč v polmerom R pa v ravnini xy. Smer proti Zemlji je v ravnini yz, nagnjena za kot i glede na os z. Direktna svetloba supernove pride do Zemlje najprej (zelena puščica), svetloba osvetljenega obroča pa kasneje (rdeča pot). Polna črta na levem grafu je izračun sija za parametre $R/c = 242 \pm 5$ dni, $i = 42^{\mathrm{o}} \pm 5^{\mathrm{o}}$ in čas temnenja $t_t = 290 \pm 30$ dni, medtem ko je črtkana črta izračun za tanko krogelno lupino z enakimi vrednostmi parametrov.

S tem se ujema tudi časovno spreminjanje intenzitete polprepovedanih emisijskih črt na sliki 10.11, ki nam omogoča določiti tudi fizično velikost obroča. Če sledimo geometrijskemu modelu tankega obroča s polmerom R, ki je glede na ravnino neba nagnjen za kot i, ugotovimo, da je časovna razlika med trenutkom, ko smo opazili eksplozijo supernove in prihodom prvih fotonov z

dela obroča na kotu φ (slika 10.11) enaka

$$t_{\text{start}} = \frac{R}{c}(1 - \cos\varphi \sin i) \tag{10.2}$$

Tu smo upoštevali, da svetloba potuje s hitrostjo c in da med osvetlitvijo z ultravijolično svetlobo supernove in izsevanjem polprepovedanih črt ni časovne razlike. Kasneje prispevek tega dela obroča eksponentno temni s časom t_t, tako da je opažena intenziteta sorazmerna z

$$I(\varphi, t) \propto \begin{cases} \exp(-\frac{(t-t_{\text{start}})}{t_t}), & \text{če je} \quad t > t_{\text{start}}, \\ 0, & \text{sicer.} \end{cases} \tag{10.3}$$

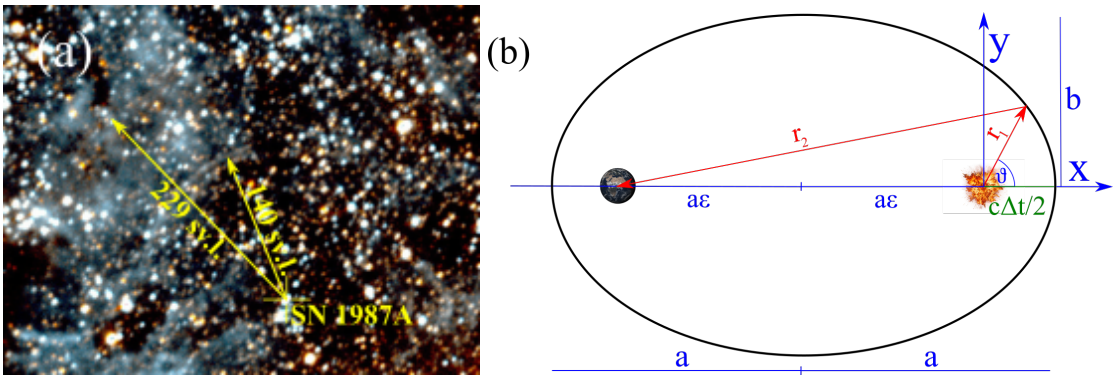
Seštevek prispevkov za vse kote φ nam da polno črto na grafu 10.11, ki se z opazovanji najbolje ujema za navedene vrednosti parametrov. Opazimo, da se polprepovedane črte pojavijo, ko nas je 80 dni po supernovi dosegla prva svetloba z najbližjega dela obroča v presečišču obroča in osi y, največjo intenziteto pa dosežejo, ko nas 402 dni po eksploziji doseže svetloba celotnega obroča. Najhitreje se intenziteta spreminja na začetku in na koncu svetlenja, saj se tedaj najhitreje spreminja delež vidnega oboda obroča. Nasprotno bi pri tanki krogelni lupini ne opazili časovnega zamika med izbruhom supernove in pojavom polprepovedanih črt, sij pa bi rastel tudi hitreje in bolj monotono. Naklon $i = 42^{\text{o}}$ je skladen tudi z navidezno sploščenostjo obroča na sliki 10.10, prav tako pa je izrazitost obroča na sliki skladna z ravninsko strukturo in ne s krogelno lupino.

Ker smo tako izračunali polmer obroča $R/c = 242 \pm 5$ dni in ker nam Hubblove slike povedo, da ta polmer vidimo pod kotom $0{,}808 \pm 0.017$ ", mora biti oddaljenost supernove SN 1987A enaka 52 ± 2 kpc. Supernova je del Velikega Magellanovega oblaka, zato je navedeni račun tudi geometrijska meritev razdalje do te galaksije. Ko bomo govorili o razdaljah do oddaljenih galaksij, bomo videli, da je ta meritev pomembna. Pojav, ki smo ga opisali, imenujemo svetlobni odmev (angl. light echo). Opazimo ga tudi pri drugih vrstah izbruhov, ki osvetlijo navadno približno okroglo razporejeno snov, ki jo je iz objekta vrglo ob prejšnjih izbruhih. Primer je izbruh nove V838 Monocerotis (Munari et al., 2002; Bond et al., 2003). Svetlobnega odmeva ne smemo zamenjati z opazovanjem fizičnega širjenja ovojnice, saj je pri svetlobnem odmevu večanje osvetljenega območja posledica končne hitrosti svetlobe in ne širjenja ovojnice. Svetlobni odmev smo pri SN 1987A opazili tudi, ko je supernova osvetlila še dva obroča snovi s središčema na osi z slike 10.11, pri čemer je imel en obroč pozitivno, drugi pa negativno vrednost z (Burrows et al., 1995). Domnevajo, da je taka zapletena struktura okolice te supernove posledica dejstva, da je eksplodirala v dvojnem oziroma večkratnem zvezdnem sistemu.

Med leti 2001 in 2009, to je 14 do 22 let po izbruhu supernove, je obroč okoli SN 1987A močno zažarel (slika 10.10). Močno gretje, zaradi katerega obroč ni seval le vidne svetlobe, ampak tudi rentgenske žarke, je povzročila ovojnica zvezde, ki se je zaletela v obroč. Iz polmera obroča in časovnega zamika lahko ocenimo hitrost širjenja ovojnice na $\frac{242 \cdot 3{\cdot}10^8 \text{ m/s}}{(2005-1987) \cdot 365{,}25} = 11.000 \text{ km s}^{-1}$.

Med leti 1996 in 2002 so opazovali svetlobne odmeve, ko se je svetloba supernove SN 1987A sipala na krogelnih lupinah medzvezdne snovi, ki imajo središče blizu supernove. Na sliki 10.12a je primer takih lokov aprila 1999, torej 12,1 let po eksploziji, ki jih je posnel pregled neba EROS-2 (Tisserand et al., 2007). Na v podpisu k sliki omenjenem naslovu je zloženka, ki kaže širjenje lokov s časom. Ker poznamo razdaljo supernove, lahko označimo tudi polmer krogelnih lupin projeciranih na ravnino neba. Presenetljivo imata lupini na sliki polmera 140 in 229 svetlobnih let, kar je mnogo več od razdalje, ki jo je svetloba lahko prepotovala od februarja 1987 do aprila 1999. Torej se loki širijo s hitrostjo večjo od svetlobne. Kot bomo razložili, so loki le mesto odboja svetlobe v določenem trenutku, in táko mesto odboja se lahko seli s hitrostmi večjimi od svetlobe. To ni v nasprotju s teorijo relativnosti, saj gre za povsem geometrijski efekt. Z nadsvetlobno hitrostjo se premika le presečišče med ploskvijo, ki jo v določenem trenutku doseže svetloba s supernove, in lupino snovi v okolici. Težava bi bila, če bi se s hitrostjo, večjo od svetlobne, gibala snov, kar pa se ne dogaja.

Zemljo je februarja 1987 dosegla svetloba supernove SN 1987A, ki je potovala direktno proti nam. Za pot je potrebovala $52\,\text{kpc}/c = 1{,}7 \cdot 10^5$ let. Kasneje smo iz okolice supernove videli svetlobne odmeve: svetloba, ki je zapustila supernovo ob eksploziji, je potovala vstran, nato pa se na oblakih snovi v okolici supernove sipala v smeri proti Zemlji. Zaradi daljše poti je prišla z majhno zamudo, v našem primeru 12 let kasneje. Kot prvo se vprašajmo, kje se je morala sipati svetloba, ki si je nabrala enako zamudo. To pomeni, da je morala biti vsota poti od supernove



Slika 10.12: (a) Svetlobni odmevi supernove SN 1987A. Sliko smo prilagodili po posnetku, ki ga je aprila 1999, to je ob $\Delta t = 12{,}1$ let, posnel pregled neba EROS-2. Na naslovu http://eros.in2p3.fr/EchoesSN1987a/ je zloženka posnetkov zaporednih let, ki lepo kaže širjenje svetlobnih odmevov. Označena loka sta krogelni lupini snovi v okolnem medzvezdnem prostoru, ki imata središče približno v supernovi. Označena polmera lokov na ravnini neba sta njuni kotni velikosti pomnoženi z oddaljenostjo supernove od Zemlje. Kot vidimo, sta polmera večja od poti, ki jo je svetloba naredila v 12,1 letih po eksploziji. Loki širijo s hitrostjo večjo od svetlobne. Ker so loki le mesto odboja svetlobe, to ni težava. V tekstu pojasnimo, da je snov v lokih zelo blizu zveznice med supernovo in Zemljo. (b) Oblika površine sočasnosti. Če sta zvezdna eksplozija in Zemlja v goriščih elipse, je skupna pot svetlobe eksplozije, ki se odbije na elipsi, do Zemlje enaka za vse točke na elipsi. Zato opazovalec take fotone opazi sočasno. To velja tudi za svetlobo, ki potuje v smeri x osi, nato pa se odbije proti Zemlji. Zato je najmanjša razdalja med mestom eksplozije in elipso enaka $c\,\Delta t/2$, kjer je c svetlobna hitrost in Δt časovna razlika v prihodu svetlobe, ki gre od eksplozije direktno proti Zemlji, in tisto, odbito na elipsi. Simetrija okoli osi x pomeni, da v prostoru elipso nadomesti elipsoid, lok na nebu pa je njegov presek s kroglo.

do mesta sipanja in od mesta sipanja do Zemlje natanko enaka. Ploskev, na kateri ležijo mesta sipanja, ima obliko elipsoida, ki ima v enem gorišču supernovo in v drugem Zemljo. Elipsoid je v tem primeru preprosta elipsa, ki jo zavrtimo okoli zveznice med supernovo in Zemljo, saj je problem cilindrično simetričen.

Marsikdo ve, da je elipsa krivulja, ki jo iščemo, saj je ena njenih lastnosti, da je vsota oddaljenosti do obeh goriščˇ elipse enaka za vsako točko na elipsi. Vseeno je koristno pokazati, da je tako. Pri obravnavi rešitev problema dveh teles smo pokazali, da je polarna oblika enačbe elipse $r_1 = \frac{r_o}{1+\epsilon\cos\vartheta}$ (enačba 5.19) ekvivalentna kartezični obliki $\frac{(x+x_o)^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$, kjer je $r_o = a(1-\epsilon^2)$, $b = a\sqrt{1-\epsilon^2}$ in $x_o = a\,\epsilon$. (enačba 5.23). S slike 10.12b s Pitagorovim izrekom izračunamo

$$\begin{aligned} r_2 &= \sqrt{(r_1\sin\vartheta)^2 + (2a\epsilon + r_1\cos\vartheta)^2} = \sqrt{r_1^2 + 4a\,\epsilon\, r_1\cos\vartheta + 4a^2\epsilon^2} \\ &= \sqrt{r_1^2 + 4a(r_o - r_1) + 4a^2\epsilon^2} = \sqrt{r_1^2 + 4a^2(1-\epsilon^2) - 4ar_1 + 4a^2\epsilon^2} = 2a - r_1 \end{aligned} \quad (10.4)$$

Torej je vsota razdalj do obeh goriščˇ za vsako točko na elipsi enaka $2a$.

Svetloba, ki se odbija na elipsi glede na direktno svetlobo zamuja za čas Δt, ki je enak času potovanja od supernove desno do elipse in nazaj. Torej je $a(1-\epsilon) = \frac{c\,\Delta t}{2}$, razdalja supernove od Zemlje pa je enaka $d = 2a\,\epsilon$. Koristno je uvesti tudi razmerje $\lambda \equiv \frac{c\,\Delta t}{d} \ll 1$, saj desetletje v števcu delimo s stotisočletjem v imenovalcu. S tem razmerjem izrazimo tudi količine a, ϵ in $1-\epsilon^2$, ki jih bomo potrebovali v nadaljevanju:

$$a = \frac{c\,\Delta t}{2} + a\epsilon = \frac{c\,\Delta t}{2} + \frac{d}{2} = \frac{d}{2}(1+\lambda),\quad \epsilon = \frac{d}{2a} = \frac{1}{1+\lambda} \simeq 1-\lambda,\quad 1-\epsilon^2 = 1 - \frac{1}{(1+\lambda)^2} \simeq 2\lambda \quad (10.5)$$

Ker je $\lambda \ll 1$, je sploščenost elipse zelo blizu enici, zato smo upoštevali le vodilni člen razvoja za majhne vrednosti λ. Zelo sploščena elipsa pomeni tudi, da so razdalje v smeri pravokotni na zveznico supernove in Zemlje mnogo manjše od razdalje d. Torej lahko uvedemo kartezični

koordinatni sistem z izhodiščem v supernovi (slika 10.12b) in koordinato y enačimo z opaženimi premiki v ravnini neba. Z enačbo elipse $\frac{(x+a\epsilon)^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2(1-\epsilon^2)} = 1$ izračunamo

$$\begin{aligned} y^2 &= 2\lambda\left(\left[\frac{d(1+\lambda)}{2}\right]^2 - \left[x + \frac{d(1+\lambda)}{2}(1-\lambda)\right]^2\right) \simeq 2\lambda\left(\frac{d}{2}\right)^2\left(\left[1+2\lambda\right] - \left[\frac{2x}{d}+1\right]^2\right) \\ &\simeq 2\lambda\left(\frac{d}{2}\right)^2\left(2\lambda - \frac{4x}{d}\right) = \left(\lambda d\right)^2\left(1 - 2\frac{x}{\lambda d}\right) = (c\,\Delta t)^2\left(1 - 2\frac{x}{c\,\Delta t}\right) \end{aligned} \tag{10.6}$$

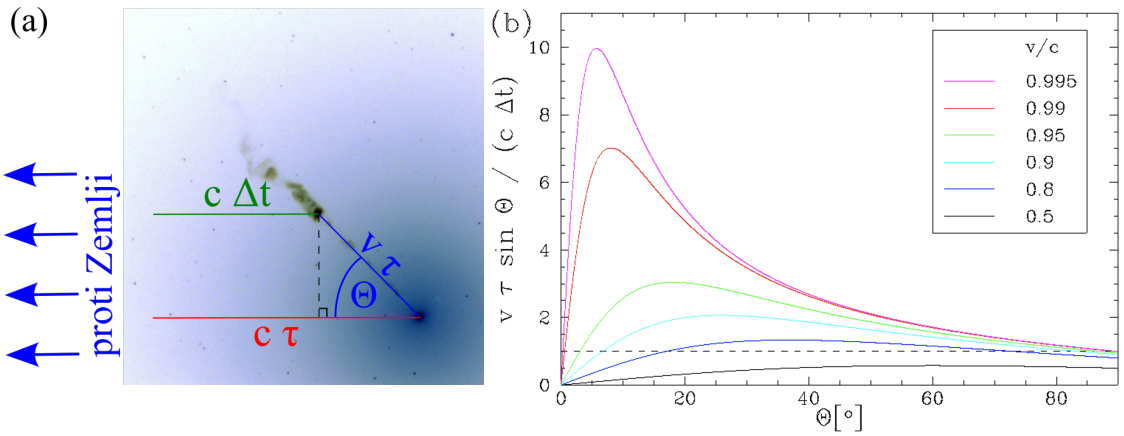
Na prehodu v drugo vrstico smo upoštevali, da se sipanje zgodi blizu supernove, torej je $|\frac{x}{d}| \ll 1$ in zato kvadratni člen lahko zanemarimo. Končni rezultat

$$y \simeq c\,\Delta t\sqrt{1 - 2\frac{x}{c\,\Delta t}} \tag{10.7}$$

pove, da je za svetlobo, ki potuje v smeri osi y, $x = 0$ in se svetlobni odmev širi s hitrostjo svetlobe. Za svetlobo, ki od supernove potuje v smeri pozitivnih x, torej proč od Zemlje (kot je rdeč žarek na sliki 10.12b), je hitrost širjenja odmeva manjša od svetlobne hitrosti. Nasprotno pa se svetlobni odmevi svetlobe, ki potuje skoraj proti nam in se na snovi sipa pri močno negativnih x, širijo mnogo hitreje od svetlobne hitrosti. Za notranji odmev na sliki 10.12a dobimo $y = 140$ sv. let, $c\,\Delta t = 12{,}1$ sv. let in zato $x = -800$ sv. let, za zunanji odmev pa je $x = -2200$ sv. let. Tako velike razdalje od supernove pomenijo, da ne gre za sipanje na snovi, ki jo je zvezda izvrgla preden je postala supernova, ampak za osvetljevanje zgoščin plina v medzvezdnem prostoru, ki so v živahnem okolju Velikega Magellanovega oblaka, v katerem je nastala supernova SN 1987A, pogoste.

Nadsvetlobno gibanje

Svetlobni odmevi se lahko premikajo hitreje od svetlobe, če le do sipanja pride zelo blizu zveznice med eksplozijo in Zemljo. Ob tem je plin, na katerem pride do sipanja, lahko na miru. Pojav, ki ga imenujemo nadsvetlobno gibanje (angl. superluminal motion), je drugačen in nastane le ob gibanju snovi s hitrostmi, ki se bližajo svetlobni.



Slika 10.13: Ilustracija nadsvetlobnega gibanja. Za curek snovi, ki se giblje s hitrostjo v pod kotom Θ glede na smer proti Zemlji, izmerimo, da se je med opazovanjema, ki smo ju na Zemlji opravili v časovnem razmiku Δt, premaknil za $v\tau\sin\Theta$. Če enačimo časa Δt in τ, ugotovimo, da je premik lahko večji, kot če bi se curek gibal s svetlobno hitrostjo. V resnici je $\Delta t < \tau$, če je $\Theta < 90^o$, (enačba 10.8) in zato $v < c$. Slika (a) je skica dogajanja, curek se pomika od izvora levo navzgor. Graf (b) je velikost navidezne hitrosti v enotah svetlobne hitrosti v odvisnosti od kota Θ. Krivulje različnih barv ustrezajo označenim hitrostim v/c. Črtkana črta označuje mejo nadsvetlobnega gibanja.

Skica 10.13a prikazuje situacijo, kot podlogo smo uporabili negativ Hubblovega posnetka curka iz središča galaksije M87. Tak curek lahko razloži tudi izbruh gama žarkov (angl. gamma-ray burst), ki ga povezujemo z izbruhi nekaterih supernov. Zanje je značilen skrajno hiter curek snovi,

ki je usmerjen (skoraj) proti Zemlji. Pojav opazimo tudi v okolici nekaterih črnih lukenj, primer je rentgenska dvojnica GRS 1915 + 105 (Fender et al., 1999).

Curek ni enakomeren, ampak v njem vidimo zgoščine, ki se premikajo od izvora navzven. V času τ naredi zgoščina, ki se giblje s hitrostjo v pod kotom Θ glede smer proti Zemlji, premik na nebu, ki je enak $v\,\tau\sin\Theta$. Z Zemlje ta premik zaznamo v časovnem zamiku Δt. Če enačimo oba časa, na naše presenečenje ugotovimo, da je hitrost zgoščine projecirana na ravnino neba $v\sin\Theta$ večja od svetlobne hitrosti. Torej se zdi, da se zgoščina premika z nadsvetlobno hitrostjo. Ker gre za dejansko gibanje snovi in ne le svetlobni odmev, moramo biti pri tej trditvi previdni.

Geometrija problema je jasna. Premik v ravnini neba je lahko le manjši od dejanskega premika zgoščine. Zato je njena dejanska hitrost še večja od njene projekcije v ravnino neba. Tako torej ne pojasnimo nadsvetlobnega gibanja. Polomili smo ga pri enačenju časov. Časovni razmik med obema opazovanjema Δt na Zemlji namreč ni enak času τ, ki ga je zgoščina potrebovala za opaženi premik. S slike razberemo, da je $c\,\tau = c\,\Delta t + v\,\tau\cos\Theta$. Torej je

$$\Delta t = \tau - \frac{v}{c}\cos\Theta \tag{10.8}$$

Graf 10.13b riše navidezno hitrost v odvisnosti od kota Θ za curke z različnimi hitrostmi v/c. Vidimo, da za curke, ki se gibljejo hitreje od 80% svetlobne hitrosti, dobimo nadsvetlobno gibanje za širok razpon naklonskih kotov Θ. Pri tistih z največjimi hitrostmi so za kote $5^\circ \lesssim \Theta \lesssim 25^\circ$ navidezne hitrosti lahko nekajkratnik svetlobne hitrosti.

Pojav nadsvetlobnega gibanja nas opozarja na nujnost razlikovanja med lokalnim časom τ in opaženo časovno razliko Δt. To razlikovanje je ena od osnovnih lastnosti specialne teorije relativnosti. Če bi se svetloba širila neskončno hitro, bi bila naša slika sveta lahko enostavnejša. Ker pa potuje s končno hitrostjo, naletimo na neobičajni pojav nadsvetlobnega gibanja, ki pa ga lahko razložimo z dejanskim gibanjem snovi, ki je počasnejše od hitrosti svetlobe.

Odkritja supernov nekdaj in danes

Supernova 1987A je eksplodirala relativno blizu, v naši satelitski galaksiji. V zgodovini smo opazovali več eksplozij supernov v naši Galaksiji. Tako so leta 1006 opazovali supernovo v ozvezdju Zajca (Lupus), ki jo danes povezujemo z ostankom supernove PKS 1459–41 (Gardner & Milne, 1965). Ker je bila ta supernova oddaljena vsega 2,2 kpc, je bila v vrhu sija 16-krat svetlejša od Venere. Zabeležili so jo na Kitajskem in Japonskem ter v Evropi. Sledila je eksplozija v ozvezdju Bika (Taurus), ki so jo opazili leta 1054 in je imela 4-kratni sij Venere. Opazili so jo na Kitajskem in Japonskem, manj gotovo v Evropi, gotovo pa je to supernova, katere ostanek je meglica Rakovica (angl. Crab nebula), prvi objekt v Messierjevem katalogu (M 1). Tudi ta supernova je na oddaljenosti približno 2 kpc od Zemlje. Sledila je SN 1181 in dve supernovi, opaženi v času renesanse. Tycho Brahe je opazoval SN 1572, Johannes Kepler pa SN 1604. Slednja je bila tudi zadnja supernova, ki smo jo opazili v naši Galaksiji. Naslednji bližnji izbruh je bila zgoraj omenjena supernova SN 1987A. V oddaljenih galaksijah seveda vsako leto opazimo približno tisoč supernov. V bližnji prihodnosti je pričakovati, da bodo pregledi neba s teleskopi, kot je Vera Rubin Observatory, to število še znatno povečali. O zgodovinskih izbruhih supernov v naši neposredni okolici, ki so nekaj snovi pljusknile vse do Zemlje, bomo govorili na strani 378, kjer bomo tudi utemeljili, da v naši Galaksiji v povprečju eksplodirata približno 2 supernovi na stoletje.

Veliko število odkritih supernov seveda daje marsikomu upanje, da bi se morda lahko vpisal med odkritelje. Pri tem je treba biti previden. Kot prvo moramo z opazovanji v dveh ločenih nočeh potrditi, da se objekt ne premika, saj je v nasprotnem primeru gotovo član našega Osončja. Vendar to še ni dovolj. Spremenljivih zvezd je veliko, mnoge imajo tudi večje ali manjše izbruhe, ki so lahko tudi posledica dejstva, da je objekt tesna dvojnica. Zato je naslednji nujni korak za potrditev izbruha supernove, da pridobimo spekter objekta. Tako me je v jutranjih urah 28. septembra 2004 v kontrolno sobo 1,8-metrskega teleskopa v italijanskem Asiagu poklical Stefano Moretti. Povedal je, da je prejšnjo noč odkril potencialno supernovo in da je svetla in na istem mestu tudi to noč. Torej sem posnel stopničasti spekter objekta. Na prvi pogled v spektru ni bilo ničesar oprijemljivega, potem pa sem opazil emisijsko črto Hα s širino FWHM$\sim$ 300 Å, ki se je raztezala preko več kot enega reda (slika 2.26). To je kazalo na zelo veliko hitrost širjenja $\sim \frac{150}{6562}\,c \sim 7000$ km s^{-1}, kar je potrjevalo izbruh supernove v spiralni galaksiji NGC 6946 na oddaljenosti 7,7 Mpc, ki je dobila ime SN 2004et in je zaradi prisotnosti vodika tipa II, torej

konec poti masivne zvezde (Zwitter et al., 2004). V spektru smo zaznali tudi absorpciji natrijevega dubleta pri 590 nm v medzvezdnem prostoru med objektom in nami in to pri dveh različnih radialnih hitrostih: ena je ustrezala absorpciji v naši Galaksiji, druga pa absorpciji v galaksiji NGC 6946.

10.3.3 Bele pritlikavke

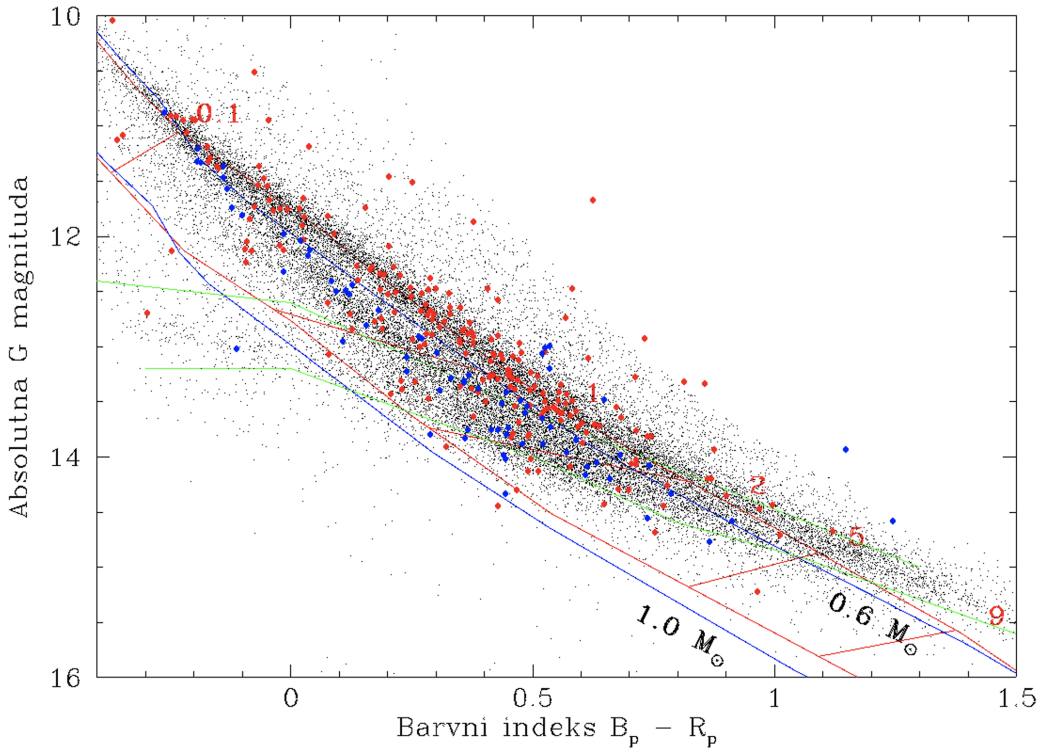
Bela pritlikavka (angl. white dwarf) je majhna zvezda, po velikosti podobna Zemlji (enačba 8.24). Ker je tako zvezdo zaradi majhnosti sevajoče površine težko odkriti, jih navadno opazimo le v okolici Sonca. Na sliki 7.5b so bele pritlikavke zvezde velikosti $\sim 0{,}03\ R_\odot$ na spodnji veji. Ko belo pritlikavko prvič uzremo, je kot bivša sredica zelo vroča in zato na levi strani veje. Z ohlajanjem se pomika proti desni, kar pomeni, da je vedno temnejša. Bele pritlikavke z efektivnimi temperaturami pod 4000 K je težko opaziti celo v okolici Sonca.

Ker v belih pritlikavkah tlak ni odvisen od temperature, se njihov polmer z ohlajanjem ne spreminja. To potrjuje slika 10.14, kjer so bele pritlikavke nanizane vzdolž diagonalnih črt določene mase in tudi polmera. Vseeno pa si bele pritlikavke ne smemo predstavljati kot enovite kristalne krogle. Ogromna večina notranjosti je iz ogljika ali bližnjih elementov, ki so nastali z jedrskim spajanjem v sredici bivše zvezde. V večini belih pritlikavk, ki jih označujemo kot tip DA, je blizu površja za približno 1% mase bele pritlikavke v obliki helija, prav na površju pa 0,01% njene mase v obliki vodika. Oba izvirata iz najbolj notranjih plasti ovojnice bivše zvezde. Pri helijevih belih pritlikavkah (tipi DB, DC in DZ) je na površju le tanka plast helija, vodik pa manjka. Čeprav so te površinske plasti zelo tanke, so tudi zelo neprozorne za sevanje, torej odločilno vplivajo na časovni razvoj izseva bele pritlikavke. Obenem pa je ta zunanja plast na površju tudi edina, ki jo vidimo. Tako imajo bele pritlikavke tipa DA, ki jih je približno 80%, v spektrih tudi vodikove črte, ki pa so zaradi visoke temperature in gostote močno razširjene (Giammichele et al., 2012). V belih pritlikavkah tipa DB, ki jih je $\sim 16\%$, in v preostalih tipih belih pritlikavk vodika ni opaziti, ampak so površinske plasti iz helija.

V prvi fazi, manj kot 100 milijonov let po začetku ohlajanja, ko je njena efektivna temperatura višja od 24.000 K, se bela pritlikavka hladi pretežno s sproščanjem nevtrinov, ki nastajajo s šibkimi jedrskimi interakcijami blizu središča, ki dosega 40 milijonov stopinj (Fontaine et al., 2001). V vseh kasnejših fazah nastane zanemarljivo malo nevtrinov, zato se mora zvezda hladiti s sevanjem oziroma s konvekcijo. Degenerirani elektroni v notranjosti bele pritlikavke odlično prevajajo toploto, tako se večina temperaturnega padca zgodi blizu površja. Strmo radialno spreminjanje temperature pomeni, da so površinske plasti konvektivne. Degeneracija elektronov v notranjosti bele pritlikavke pomeni, da so njihove gibalne količine najmanjše možne, kot jih še dopušča zveza nedoločenosti (enačba 8.12). Elektronov torej ni mogoče dodatno ohladiti. S pozitivno nabitimi ioni je drugače. Segreti ioni s termičnim gibanjem predstavljajo toplotni rezervoar bele pritlikavke, ki med ohlajanjem zagotavlja njen izsev.

Z ohlajanjem se gibalne količine ionov v beli pritlikavki manjšajo, termična gibanja so vse manj izrazita in ioni med 1 in 5 milijardami let po začetku ohlajanja preidejo iz stanja tekočine v vezano kristalno strukturo trdne snovi (Fontaine et al., 2001; Renedo et al., 2010, območje kristalizacije je med zelenima črtama na sliki 10.14). Pri strjevanju se ob faznem prehodu sprosti latentna toplota, ki je približno $k_B T$ na ion. To sproščanje toplote ob kristalizaciji začasno zavre ohlajanje bele pritlikavke. Misija Gaia je to tudi opazila kot zgostitev v številu belih pritlikavk na HR diagramu (Tremblay et al., 2019). Kristalizacija se zgodi prej pri masivnejših belih pritlikavkah, ki imajo tudi manjšo velikost, zato so tudi mnogo gostejše od manj masivnih belih pritlikavk. Kristalizacija močno poveča toplotno prevodnost zvezde, skoraj hkrati pa konvektivna plast s površja seže do kristalne notranjosti. Posledično se notranjost zvezde naglo ohladi in njen izsev pade proti ničli. Tako se masivne zvezde zelo hitro preselijo v stanje črnih pritlikavk, kar pomeni, da jih praktično ni več mogoče opaziti.

Večina samostojnih belih pritlikavk je tipa DA in ima maso blizu $0{,}6\ M_\odot$. Ohlajanje take zvezde je zelo predvidljivo (slika 10.14). Tako lahko sklepanje obrnemo in iz položaja bele pritlikavke na HR diagramu ugotovimo, koliko časa je minilo od njenega nastanka. S slike razberemo, da so tako enostavno merljivi časi med 0,1 in več kot 9 milijardami let, torej od nedavnih dogodkov do belih pritlikavk, ki so skoraj tako stare kot vesolje. Ker bela pritlikavka z maso blizu $0{,}6\ M_\odot$ nastane iz zvezde glavne veje z maso $\geq 3\ M_\odot$, je taka zvezda s spajanjem vodika na glavni veji preživela manj kot $3 \cdot 10^8$ let (slika 8.4b), za razvoj od glavne veje do planetarne meglice in s tem nastanka



Slika 10.14: Opazovanje ohlajanja belih pritlikavk v barvno magnitudnem diagramu. Drobne črne točke so položaji 27943 belih pritlikavk iz druge objave podatkov satelita Gaia. Z debelejšimi rdečimi točkami so označene bele pritlikavke z vodikom na površini, z modrimi pa tiste s helijem na površju, oboje na osnovi spektralne klasifikacije z digitalnim pregledom neba SDSS. Enakih barv so tudi diagonalne črte od svetlih vročih proti temnim hladnim objektom, ki sledijo ohlajanju belih pritlikavk z maso 0,6 $M_\odot$ in 1,0 $M_\odot$. Čas od začetka ohlajanja označujejo prečne rdeče črte, ki imajo navedeno tudi starost od začetka ohlajanja v milijardah let. Zgornja zelena črta povezuje zvezde ob začetku kristalizacije jedra, torej ob njegovem prehodu iz tekočega v trdno stanje. Spodnja zelena črta so zvezde ob koncu kristalizacije, ko je trdna celotna zvezda z izjemo tanke površinske plasti. Med zelenima črtama se ob kristalizaciji sprošča latentna toplota, to pa nekoliko zaustavi ohlajanje in povzroči presežek zvezd v tem območju (Tremblay et al., 2019). Razcep vročih belih pritlikavk v dve veji, ki se dobro prekrivata z belimi pritlikavkami z vodikovimi (rdeče) in helijevimi (modro) površinskimi plastmi, kaže, da ima večina belih pritlikavk z vodikom na površju maso zelo blizu 0,6 $M_\odot$, medtem ko so mase tistih s helijem na površju masivnejše za približno 0,1 $M_\odot$. Bolj masivne bele pritlikavke sicer obstajajo, vendar so redke. Gajina opazovanja so opisana v Tremblay et al. (2019), SDSS-ova spektralna klasifikacija pa v Gentile Fusillo et al. (2019). V obeh primerih smo risali objekte, ki so bližje od 154 pc in ki imajo ASTROMETRIC_EXCESS_NOISE $< 0{,}7$ in ($P_{WD} > 0.75$ ali $P_{WD}_FLAG = 1$). Starosti belih pritlikavk so povzete po Fontaine et al. (2001).

bele pritlikavke pa je potrebovala še $\leq 10^8$ let (slika 8.5). Če te čase seštejemo, lahko ugotovimo, koliko časa je minilo od nastanka zvezde do bele pritlikavke, ki jo opazujemo. Kot vidimo, so starejši objekti večino tega časa preživeli kot ohlajajoče se bele pritlikavke. Meritev položaja belih pritlikavk in s tem določanje njihove starosti je zato pomembna tehnika za določanje starosti zvezd in tudi vesolja kot celote, kar imenujemo kozmična kronologija (angl. cosmochronology, Fontaine et al., 2001). Težava je le, da so izsevi belih pritlikavk majhni. Zato niti z opazovanji do mejne magnitude $G = 25$ ne moremo določiti starosti belih pritlikavk, ki so dlje od nekaj kpc, torej smo omejeni na širšo okolico Sonca v naši Galaksiji.

Kot smo govorili v poglavju 9.2, so mnoge bele pritlikavke članice tesnih dvojnih sistemov. Pretok mase med zvezdama, ki je značilen za kataklizmične spremenljivke in simbiotične zvezde, omogoča rast mase bele pritlikavke s časom od značilne začetne mase $\sim 0{,}65 \pm 0.16$ $M_\odot$ (graf 21 v Giammichele et al., 2012, tak razpon mas razberemo tudi iz širine pasu ohlajajočih se belih pritlikavk na sliki 10.14). Masivnejše bele pritlikavke lahko dobimo tudi s spajanjem belih pritlikavk v večkratnih zvezdnih sistemih s Kozajevim mehanizmom, o katerem smo govorili v poglavju 9.4.

Bele pritlikavke se vrtijo. Pred povzetkom opazovanj z razmislekom utemeljimo pričakovanja. Zvezda z maso 3 $M_\odot$ se na glavni veji vrti z vrtilnim časom blizu 10 ur (Kawaler, 2003). Če v kasnejšem razvoju zvezdino jedro ohranja svojo vrtilno količino in širjenje ovojnice ne vpliva na njegovo vrtenje, se bo nastala bela pritlikavka vrtela zelo hitro. Ker je njen polmer približno 20-krat manjši od prvotnega jedra zvezde, se bo bela pritlikavka vrtela približno 400-krat hitreje, torej bo imela vrtilni čas okrog 100 sekund in vrtilno hitrost na ekvatorju ~ 700 km s^{-1}. To je seveda skrajni scenarij najhitrejšega vrtenja samostojne bele pritlikavke. V drugi skrajnosti predpostavimo, da se zvezda vedno vrti kot togo telo. To pomeni, da se vrtilna količina jedra spreminja z raztezanjem zvezde po fazi glavne veje. Polmer zvezde s 3 $M_\odot$ je v asimptotski fazi orjakinj 90-krat večji kot na glavni veji. Torej se vrti $90^2 = 1800$-krat počasneje kot na glavni veji, tako da je njen vrtilni čas $\sim 8{,}5$ let. Polmer bele pritlikavke je sicer polovica polmera, ki ga je imelo jedro zvezde v obdobju asimptotske veje, torej pričakujemo vrtilne čase belih pritlikavk okoli 2 let (Kawaler, 2003). Resnica je, kot bomo videli, nekje vmes. To pomeni, da se vrtilna količina jedra v fazi asimptotske veje orjakinj pretaka proti ovojnici. Posledično imamo v tej razvojni fazi na meji med jedrom in ovojnico zvezde močno diferencialno vrtenje, kar morda lahko poganja magnetni dinamo, ki potem vpliva na obliko nastajajoče planetarne meglice (Kawaler, 2003).

Opazovanje vrtenja belih pritlikavk ni enostavno. Te zvezde nimajo peg, torej se njihova magnituda ne spreminja s periodo vrtenja. Načina za meritev vrtenja sta predvsem dva, spektroskopski in astroseizmični. Težava prvega načina je, da so spektralne črte belih pritlikavk zaradi velike gostote in efektivne temperature močno razširjene. K sreči pa imajo nekatere od teh črt, ki nastajajo v razredčenih zunanjih atmosferskih plasteh, v sredini ostre minimume. Visokoresolucijska spektroskopija nam tako v kombinaciji s podrobnim modeliranjem fizikalnih pogojev v teh atmosferah (ki mora upoštevati, da tu ne velja lokalno termodinamsko ravnovesje) omogoča razpoznati rotacijsko dopplersko razmazanost zaradi vrtenja, ko se del atmosfere giblje proti nam, del pa proč od nas. Astroseizmični način meritve vrtenja je mogoč, če bela pritlikavka pulzira in se torej njena oblika dinamično spreminja. Izmerjene nihalne frekvence so nekoliko odvisne od hitrosti vrtenja zvezde, kar omogoča njegovo meritev. Kawaler (2003) navaja vrtilne čase za 23 samostojnih belih pritlikavk. Najhitrejša se zavrti v 17 minutah, najpočasnejša pa v 4,2 dneh. Bele pritlikavke v tesnih dvojnih sistemih se lahko vrtijo mnogo hitreje, saj jih po nastanku lahko pospeši privlak snovi s sosede. Ker je ta lahko časovno spremenljiv, je porazdelitev temperature na pritlikavki lahko neenakomerna, posledično pa opazimo, da je njena navidezna magnituda modulirana z vrtilnim časom bele pritlikavke. Najhitrejše bele pritlikavke se vrtijo tako hitro kot keplerska rotacija v akrecijskem disku nad njo, to je s periodami $\gtrsim 1$ s (Livio & Pringle, 1998). Prisotnost tako hitrega spreminjanja navideznega sija je mogoča le v belih pritlikavkah ali še kompaktnejših zvezdah, saj je dinamični čas zvezd na glavni veji mnogo daljši (enačba 4.42). Ta misel nas pripelje do naslednjega poglavja, v katerem bomo govorili o odkritju in opazovanjih nevtronskih zvezd.

10.3.4 Nevtronske zvezde in pulzarji

Nevtronska zvezda (angl. neutron star) je izjemno zgoščen konec sredica masivne zvezde, o tem smo govorili v poglavju 8.5. Njen nastanek ob eksploziji supernove sta leta 1933 predlagala Baade & Zwicky (1934). Kmalu zatem je Chandrasekhar (1935) trdil, da bi masivne zvezde, ki imajo dovolj veliko gostoto, da ne veljajo privzetki o idealnem plinu, imele "tako majhno velikost, da

zato v astrofiziki ne bi imele nobenega praktičnega pomena". S takim pesimističnim zaključkom se ni strinjal Pacini (1967), ki je pripomnil, da morajo hitro vrteče se nevtronske zvezde z močnim magnetnim poljem sevati. Neodvisno od teh teoretičnih razmislekov sta dva opazovalca na Univerzi v Cambridgeu isto leto odkrila vesoljski objekt, ki sta ga lahko pojasnila le na ta način.

Leta 1967 so na radijskem observatoriju Mullard v angleškem Cambridgeu zgradili instrument Medplanetarno scintilacijsko polje (angl. Interplanetary Scintillation Array) z 2048 radijskimi sprejemnimi antenami, ki so delovale na frekvenci 81,5 MHz, oziroma valovni dolžini 3,68 m. Antene so bile postavljene v pravokotniku s stranico 470 metrov v smeri vzhod-zahod in 45 metrov v smeri sever-jug. Z uporabo štirih sprejemnikov, ki so uporabljali različen zamik med antenami, so lahko opazovali hkrati v štirih deklinacijah in tako učinkovito pregledovali nebo med deklinacijami -8^o in $+44^o$. Instrument je bil namenjen merjenju kotne velikosti kompaktnih radijskih izvorov. Podobno kot na vidno svetlobo vpliva prehod skozi Zemljino atmosfero (poglavje 2.6.5), na radijske signale vpliva spremenljiva gostota in s tem lomni količnik elektronov in protonov v Sončevem vetru v medplanetarnem prostoru in neenakomerna gostota medzvezdnega prostora. Intenziteta radijskega signala točkastega izvora se zato v prvem primeru spreminja na nekaj sekund, medtem ko objekti s kotno velikostjo večjo od nekaj ločnih sekund takih sprememb nimajo[102]. V primeru medzvezdnih scintilacij lahko zgornjo mejo kotne velikosti spremenljivega izvora postavimo celo na manj od tisočinke ločne sekunde (Rickett, 2001). Scintilacijsko polje je bilo namenjeno predvsem raziskovanju kotne velikosti kvazarjev, to je tik pred izgradnjo polja odkritih izvorov v središčih oddaljenih galaksij, o katerih bomo govorili v poglavju 14.

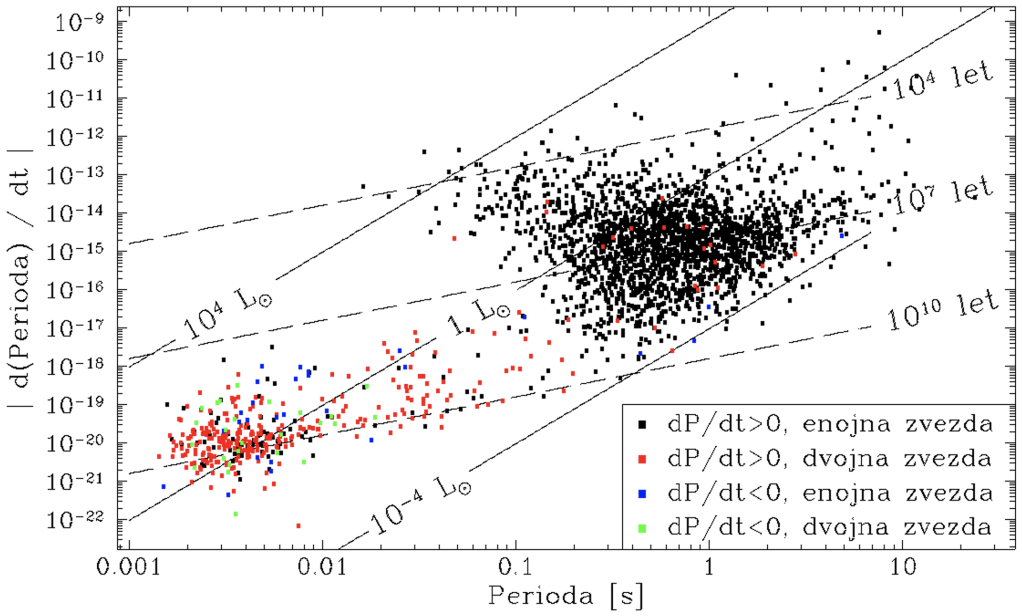
Razvoj instrumenta je vodil Antony Hewish, pri gradnji je poleg Martina Ryla sodelovala tudi doktorska študentka Jocelyn Bell, ki je tudi analizirala meritve novega instrumenta. Tako je ugotovila, da na papirnatih zapisih meritev iz avgusta 1967 občasno opazi nihanje in da ima to nihanje vedno enak nihajni čas 1,337 s. Ker se je signal pojavljal vedno v smeri iste rektascenzije in deklinacije, je sklepala, da gre za izvor na nebu in ne za interferenco z Zemlje ali njene bližnje okolice. Njen mentor Hewish je bil na začetku skeptičen in je mislil, da gre za zemeljsko motnjo. Sčasoma se je premislil. Stalnost nebesnih koordinat in malenkosten zamik pulzov pri različnih frekvencah so govorili o izvoru na oddaljenosti vsaj 60 pc. Obenem je jasnost in kratkost pulzov govorila o izvoru, ki po velikosti ne presega Zemlji podobnega planeta, saj bi bil sicer signal zaradi razlik v času potovanja svetlobe z različnih točk izvora zamazan. Ko sta k temu dodala še stalnost opažene frekvence, je bilo očitno, zakaj je Bell izvor neformalno poimenovala LGM-1 (Little green men 1) in nekaj tednov sta mislila, da sta zaznala signale zunajzemeljske civilizacije. O tem sta molčala, Hewish pa je skupaj s sodelavcem Rylom pripravljal primeren način objave odkritja. Kot dodatni test so želeli zaznati še dopplerski premik, ki bi ga v nekaj tednih morali opaziti, če je signal zares izviral iz zunajzemeljske civilizacije na planetu, krožečem okrog svoje zvezde. Ker do decembra takega premika niso zaznali, obenem pa je postalo jasno, da je takih izvorov na nebu več, so se vrnili k bolj običajnim razlagam (Hewish, 2008). Februarja je Hewish kot prvi avtor, z Bell kot drugo avtorico, objavil članek (Hewish et al., 1968) o odkritju pulzirajočega radijskega izvora, ki so ga razložili kot nihanje bele pritlikavke ali nevtronske zvezde. Danes vemo, da pulzi izdajajo vrtenje nevtronske zvezde, tak objekt pa imenujemo pulzar (angl. pulsar). Prvemu odkritemu objektu, ki ga danes imenujemo PSR B1919+21, se je kmalu pridružilo še več drugih, najbolj znan je pulzar v Rakovici (angl. Crab pulsar), poimenovan tudi PSR B0531+21. Pri imenu kratici za pulzar sledi zaokrožena rektascenzija in deklinacija na epoho 1950.0 (B) ali 2000.0 (J).

Leta 1974 je Hewish skupaj z Rylom za odkritje dobil Nobelovo nagrado za fiziko. Jocelyn Bell (sedaj Jocelyn Bell Burnell) nagrade ni dobila. Ob tem je pomagala zgraditi instrument, sama je tudi odkrila nepričakovani izvor in ugotovila, da gre za dejanski izvor na nebu, torej je bil njen prispevek nedvomno odločilni. Res je bila tedaj le doktorska študentka, ampak doktorski študent je bil tudi Didier Queloz, ki je skupaj s svojim mentorjem Michelom Mayorjem leta 2019 dobil Nobelovo nagrado za odkritje prvega planeta okoli Soncu podobne zvezde (poglavje 12). Tako je očitno, da jo je Nobelov odbor izpustil samo zato, ker je ženska. O svojih seksističnih izkušnjah je spregovorila v iskrivem predavanju leta 2020, z njo pa se je v okviru oddaje Frekvenca X na Valu 202 pogovarjala tudi Maja Ratej[103]. Kasneje je nadaljevala izjemno kariero, med leti 2002 in 2004 je bila tudi predsednica Royal Society. Leta 2021 je dobila Copleyevo medaljo, leta 2018 pa

[102] V vidni svetlobi smo v poglavju 2.6.5 ugotovili, da slika planetov, ki imajo kotno velikost večjo od nekaj ločnih sekund, ne migota.

[103] https://www.youtube.com/watch?v=ot1Ggv6YZyQ in https://val202.rtvslo.si/podkast/frekvenca-x/31057643/174657950.

posebno nagrado Breakthrough v znesku 3 milijonov dolarjev, ki ga je v celoti namenila za pomoč študentkam, študentom iz vrst beguncev in ljudem s posebnimi potrebami. Avtorju tega teksta se je močno vtisnilo v spomin njeno izjemno vodenje razprave na zasedanju Mednarodne astronomske zveze v Pragi leta 2006[104], kjer smo odločili, da Plutona ne bomo več šteli med planete.



Slika 10.15: Vrtilni čas pulzarjev (v sekundah) in njegovo spreminjanje s časom. Črne in rdeče točke so pulzarji, ki se polagoma ustavljajo, modre in zelene pa pulzarji, ki se vrtijo vedno hitreje. Pri tem so črne in modre točke pulzarji, ki niso v dvojnicah, rdeče in zelene pa pulzarji v dvojnih zvezdnih sistemih. Črtkane črte označujejo po zvezi $\frac{P}{2\,dP/dt}$ ocenjene starosti pulzarjev. Polne črte so spremembe vrtilne kinetične energije na enoto časa, izražene v izsevih Sonca. Narisali smo podatke za 2620 pulzarjev iz kataloga pulzarjev ATNF, verzija 1.71 z dne 28. novembra 2023 (https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/, Manchester et al., 2005).

Po odkritju prvih pulzarjev leta 1967 se je število pulzarjev naglo povečalo, tako da so že v naslednjem letu lahko razumeli njihove osnovne lastnosti (Gold, 1968). Leta 2023 poznamo 3472 pulzarjev, pri 2620 objektih poznamo tudi njihovo periodo, ki je med nekaj tisočinkami in deset sekudami (slika 10.15). Pulzi sami so še mnogo krajši. Če kot širino pulza označimo čas, ko signal presega polovično intenziteto maksimuma, ugotovimo, da je mediana širin pulza le $w_{0,5} = 0{,}014$ sekunde, medtem ko je mediana razmerja med širino pulza in periodo pulza enaka 0,027. Če predpostavimo, da izvor ni relativistični curek, ki se skoraj s svetlobno hitrostjo giblje proti nam, mora biti izvor manjši od časa preleta svetlobe preko njega, torej njegova fizična velikost ne sme presegati $c\,w_{0,5} = 4200$ km. Tak izvor je lahko bodisi bela pritlikavka, nevtronska zvezda ali črna luknja. Stabilnost periode pulzov pomeni, da ima opravka s stabilnim, ponovljivim, vendar zelo hitrim dogajanjem. Možnosti sta vrtenje ali pulziranje take zvezde. Vrtenje ne more biti poljubno hitro, saj bi sicer zvezda zaradi centrifugalnih sil razpadla. Najkrajši vrtilni čas pomeni, da na ekvatorju vrtenje uravnoteža gravitacijsko silo. Torej ga lahko ocenimo s tretjim Keplerjevim zakonom (enačba 5.28) kot

$$P_{rot} > 2\pi \left(\frac{R^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}} = 0{,}55\,\mathrm{ms} \left(\frac{R}{10\,\mathrm{km}}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}\right)^{-\frac{1}{2}}, \tag{10.9}$$

enaka pa je tudi ocena periode pulziranja, ki jo dobimo iz dinamičnega časa (enačba 4.42). Med belimi pritlikavkami se najhitreje lahko vrtijo tiste z največjo maso, ki so obenem tudi najmanjše. Za zelo masivno belo pritlikavko z maso 1,3 $\mathrm{M}_\odot$ in polmerom 3000 km dobimo $P_{rot} > 2{,}5$ s.

[104] https://www.iau.org/public/videos/detail/iau2006session2/. Razprava o statusu Plutona se začne v 27. minuti videa, maskoto kužata Plutona, ki ga nato pokrije z dežnikom, pa Jocelyn izpod mize povleče v 64. minuti.

Dejanski najkrajši vrtilni čas je še nekoliko daljši, saj se hitro vrteča se zvezda na ekvatorju napihne. Torej pulzarji niso bele pritlikavke, ampak morajo biti to nevtronske zvezde ali črne luknje. Slednje se sicer lahko vrtijo, vendar mora v tem primeru svetloba prihajati iz območja v okolici črne luknje. Kot bomo govorili v naslednjem poglavju, seva večinoma snov, ki pada proti črni luknji. Tako dogajanje je precej kaotično, zato ne pričakujemo nastanka stabilnih pulzov ampak kvečejmu kvaziperiodične oscilacije. Nasprotno pa so opaženi pulzi zelo stabilni, celo po več letih je povsem jasno, koliko pulzov je minilo v vmesnem času. Tako zaključimo, da morajo biti pulzarji nevtronske zvezde. Nevtronska zvezda z maso 1,4 $\mathrm{M}_\odot$ ima polmer 13,6 km (enačba 8.30), kar pomeni, da se lahko vrti s vrtilnim časom $P_{rot} > 0{,}74$ ms. To je tudi čas pulzacij, ki so torej mnogo prehitre, da bi z njimi lahko pojasnili periode opaženih pulzov. Tako smo prišli do zaključka, da so pulzarji vrteče se nevtronske zvezde, ki pa se vrtijo nekoliko počasneje od kritične rotacije.

Enačbo 10.9 smo izpeljali v okviru Newtonove dinamike. Vendar so nevtronske zvezde po velikosti le nekajkrat večje od črnih lukenj enake mase. Torej bi morali pri izpeljavi upoštevati popravke splošne teorije relativnosti. Lattimer & Prakash (2004) sta pokazala, da enačba ostaja enaka, le numerični faktor 0,55 ms moramo zamenjati z 0,96 ms. S slike 10.15 razberemo, da noben poznan pulzar ne krši niti te omejitve, čeprav se ji pulzarji z najkrajšimi periodami precej približajo. Torej vse pulzarje razložimo kot vrteče se nevtronske zvezde.

Stabilnost periode pulzarja razložimo z velikim vztrajnostnim momentom nevtronske zvezde (J). Za enakomerno gosto zvezdo z maso $M = 1{,}4\ \mathrm{M}_\odot$ in polmerom $R = 13{,}6$ km je ta enak $J = \frac{2}{5}MR^2 = 2 \cdot 10^{38}\,\mathrm{kg\,m^2}$, medtem ko je vztrajnostni moment za v središču bolj zgoščeno nevtronsko zvezdo približno pol manjši.

Doslej smo trdili, da se perioda pulzov P ne spreminja s časom. Kot vidimo na sliki 10.15, to ni povsem res. Perioda večine pulzarjev se počasi veča s časom, izjema je le nekaj pulzarjev z zelo kratkimi periodami. Če predpostavimo, da je časovni odvod periode konstanten, lahko zapišemo $P(t) = P(t_o) + \frac{dP}{dt}(t - t_o)$. Kot značilno starost pulzarja t_P lahko uvedemo čas od trenutka, ko je imel pulzar polovico današnje periode: $P = P/2 + \frac{dP}{dt}t_P$ in zato

$$t_P = \frac{P}{2\,\frac{dP}{dt}} \tag{10.10}$$

S slike 10.15 razberemo, da so tako ocenjene starosti od tisoč let pa vse do starosti vesolja. Sklepamo, da je težko opaziti pulzarje z velikimi vrednostmi $\frac{dP}{dt}$, saj bi morali imeti srečo, da bi jih odkrili skoraj takoj po nastanku. To se zgodi poredkoma, včasih pa vseeno. Pulzar v Rakovici z oznako PSR B0531+21 ima periodo pulzov $P = 0{,}033392$ s in $dP/dt = 4{,}21 \cdot 10^{-13}$. Torej je med najhitreje vrtečimi se nevtronskimi zvezdami, ki se tudi relativno hitro ustavljajo. Njegova po enačbi 10.10 ocenjena starost je enaka $t_P \simeq 1260$ let, kar se kar dobro ujema z dejstvom, da so nastanek te nevtronske zvezde v eksploziji supernove opazili leta 1054 (glej stran 344).

Spreminjanje hitrosti vrtenja pomeni, da se spreminja tudi kinetična energija pulzarja (E). Če z $\omega = \frac{2\pi}{P}$ označimo krožilno frekvenco, je $E = \frac{1}{2}J\omega^2$ in

$$\frac{dE}{dt} = J\omega\frac{d\omega}{dt}. \tag{10.11}$$

Za pulzar v Rakovici je pri vztrajnostnem momentu $J = 10^{38}$ kg m^2 moč enaka $\frac{dE}{dt} = -4{,}46 \cdot 10^{31}\,\mathrm{W} = -1{,}1 \cdot 10^5\ \mathrm{L}_\odot$. Moči drugih pulzarjev ponazarjajo polne črte na sliki 10.15, za katere smo privzeli enako vrednost vztrajnostnega momenta. Kot vidimo, je pulzar v Rakovici ekstremen, moči drugih so mnogo manjše. Ta moč se ne izseva v obliki svetlobe, ampak jo odnesejo delci, ki se vsaj pri pulzarju v Rakovici ustavijo v okolni meglici, tako da je to na koncu moč, s katero seva meglica.

Ob eksploziji supernove je nastala nevtronska zvezda bistveno manjša od jedra prvotne zvezde. Ker se pri krčenju vrtilna količina vsaj približno ohranja, je razumljivo, da se nevtronske zvezde lahko vrtijo zelo hitro. Ker je snov električno prevodna, se pri krčenju močno poveča tudi gostota magnetnih polj. Ta v izjemnih primerih lahko dosegajo 10^{11} T, kar generira električna polja do $10^{14}\,\mathrm{V\,m^{-1}}$ (Manchester et al., 2005). Na površini nevtronske zvezde je tanka plast protonov in elektronov, močna nehomogena elektromagnetna polja pa lahko te delce pospešujejo do relativističnih hitrosti. Magnetno polje nima nujno preproste dipolne oblike, kot pogosto privzamejo v literaturi. V dipolni sliki je najgostejše magnetno polje ob obeh polih, ki sta na nasprotni strani pulzarja.

Če ta pola nista poravnana z osjo vrtenja, tak pulzar sveti predvsem vzdolž magnetne osi. Tako vidimo pulz vsakič, ko nas oplazi snop svetlobe s pola, ki je obrnjen (skoraj) proti Zemlji. Taka slika je preveč poenostavljena. Riley et al. (2019) so pokazali, da pulzi pulzarja PSR J0030+0451 prihajajo s treh svetlih peg, ki pa vse ležijo na isti polobli pulzarja. Svetloba kljub vsemu prihaja v pulzih, saj je tudi tak pulzar videti svetlejši, ko je eden od "svetilnikov" obrnjen (skoraj) proti nam. V grobem velja, da so magnetna polja močnejša pri pulzarjih z dolgo periodo, ki se tudi hitro spreminja, torej pri objektih v zgornjem desnem kotu grafa 10.15. Objekt iz te skupine imenujemo tudi magnetar (angl. magnetar).

Veliko večino pulzarjev opazimo v radijski svetlobi, nekaj jih seva v rentgenski svetlobi, le redke (med njimi je pulzar v Rakovici) pa zaznamo tudi v vidni svetlobi. V vsakem primeru je celotni izsev pulzarja v vseh vrstah svetlobe mnogo manjši od hitrosti izgubljanja kinetične energije zaradi ustavljanja vrtenja pulzarja. Pulzar v Rakovici seva v vseh vrstah svetlobe le milijardinko spremembe vrtilne kinetične energije. Torej opazovanje pulzarjev ne odraža njihove energetike. Cole Miller[105] je duhovito pripomnil, da je raziskovanje pulzarjev s pulziranjem svetlobe in ne s preučevanjem kinematike delcev podobno, kot če bi delovanje letala hoteli razumeti po prižiganju lučke, ki od nas zahteva, da si pripnemo varnostni pas.

Magnetno polje pulzarja se vrti skupaj z njim. Podobno se dogaja tudi z elektroni in protoni, ki se vzdolž magnetnih silnic oddaljujejo od pulzarja. Vendar je to res le v bližini nevtronske zvezde. Ko se namreč delec dovolj oddalji od vrtilne osi, bi morala njegova hitrost kroženja doseči svetlobno hitrost in jo nato celo preseči. Ker to ne more biti res, se magnetne silnice odprejo in se ne vrtijo več s pulzarjem. Posledično se dovolj daleč od pulzarja tudi navijajo, tako da je geometrija toka delcev v okolico zapletena. Do svetlobne hitrosti kroženja bi prišlo na valju, ki je od vrtilne osi oddaljen $r_{sv} = \frac{cP}{2\pi} = \frac{c}{\omega}$. Predpostavimo, da korotacija preneha na razdalji fr_{sv}, kjer je $f \leq 1$ numerični faktor. Če je f dovolj majhen, da nam ni treba upoštevati relativističnih popravkov, lahko zapišemo zakon o ohranitvi vrtilne količine. Sprememba vrtine količine zaradi ustavljanja pulzarja $Jd\omega$ mora biti enaka vrtilni količini snovi z maso dm, ki na razdalji fr_{sv} neha korotirati, torej $Jd\omega = dm\,\omega\,(fr_{sv})^2$. Torej je masni tok snovi s pulzarja enak

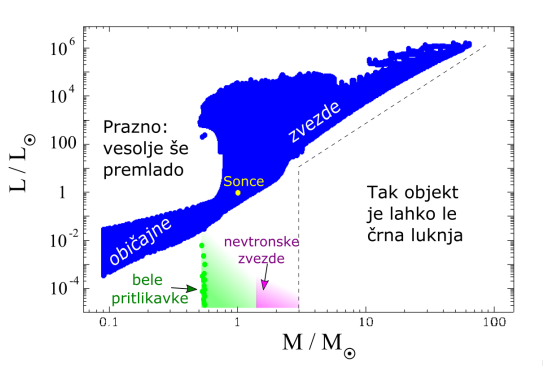
$$\frac{dm}{dt} = \frac{J\frac{d\omega}{dt}}{\omega(fr_{sv})^2} = \frac{1}{c^2 f^2}\frac{dE}{dt} \tag{10.12}$$

V zadnjem koraku smo uporabili enačbo 10.11 za kinematično moč, ker pulzar izgublja snov, je $\frac{dm}{dt} < 0$. Potrebni masni tokovi so relativno majhni. Za pulzar v Rakovici, ki ima rekordno kinematično moč, dobimo $\frac{dm}{dt} = \frac{-1}{f^2}\,5 \cdot 10^{14}\,\mathrm{kg\,s^{-2}} = \frac{-1}{f^2}\,8 \cdot 10^{-9}\ \mathrm{M_\odot\ leto^{-1}}$. Tako razumemo, da takemu mlademu pulzarju čez nekaj časa začenja zmanjkovati električno nabitih delcev, to je protonov in elektronov, na površini, posledično pa se masni tok in s tem izgubljanje vrtilne kinetične energije zmanjšata.

Doslej smo privzeli, da je pulzar samostojna vrteča se nevtronska zvezda, ki ni član dvojnega sistema. Prevlada črnih in modrih točk na sliki 10.15 potrjuje, da je to za pulzarje s periodo pulzov daljšo od desetinke sekunde skoraj vedno res. Drugače je s pulzarjem, ki ima periodo pulzov le nekaj tisočink sekunde. Tak objekt imenujemo milisekundni pulzar (angl. millisecond pulsar). Taki pulzarji so skoraj vedno v gravitacijsko vezanem paru s še eno zvezdo. Tega ni težko opaziti, saj se pulzi periodično gostijo (redčijo), ko se pulzar okoli skupnega težišča giblje v smeri proti nam (proč od nas), ob tem pa so pulzi tudi prezgodnji (prepozni), ko je pulzar bližje (dlje) od težišča sistema.

Orbitalna perioda 394 poznanih pulzarjev v dvojnih sistemih ima mediano 2,73 dneva, najkrajša orbitalna perioda je enaka 75 minut. Torej je sosednja zvezda dovolj blizu (enačba 9.12), da v tesni dvojnici lahko vsaj občasno prihaja tudi do prenosa mase s sosednje zvezde proti nevtronski zvezdi. Tak prenos snovi lahko pospešuje vrtenje (zelene točke na sliki 10.15), v večini primerov pa se vrtenje počasi ustavlja (rdeče točke), kar pomeni, da masnega toka s sosede (skoraj) ni. Značilna za milisekundne pulzarje je tudi velika kinematična starost $\sim 10^{10}$ let. Vse to nakazuje, da so milisekundni pulzarji nevtronske zvezde, ki jih je masni tok s sosede v preteklosti pospešil do izjemno kratkih vrtilnih časov, sedaj pa se z njimi nič posebnega ne dogaja in bomo njihove pulze lahko opazovali še milijarde let. Posledično je na sliki 10.15 narisanih več milisekundnih in manj običajnih pulzarjev s periodami okrog sekunde, saj se slednjim v zmernem času perioda podaljša do te mere, da je $dE/dt \lesssim 10^{-4}\ \mathrm{L_\odot}$ in ugasnejo.

[105] https://www.astro.umd.edu/~miller/teaching/astr498/lecture18.pdf.



Slika 10.16: Objekti zvezdnih mas in različnih izsevov. Območje levo zgoraj je prazno, saj je vesolje še premlado, da bi se zvezde s tako majhnimi masami razvile v fazo orjakinj. Tam bi lahko našli le mlade planetarne meglice in zvezde, ki so v tesni dvojnici izgubile velik del svoje mase. Območje desno spodaj naseljujejo zgolj črne luknje. Modro območje so zvezde različnih starosti in mas iz modelov razvoja zvezd PARSEC, verzija 1.2 (Bressan et al., 2012).

Velika večina nevtronskih zvezd ni pulzarjev. V naši Galaksiji po številu preteklih eksplozij supernov ocenjujejo, da skupno število nevtronskih zvezd presega 100 milijonov. Tiste, ki so članice tesnih dvojnih sistemov s pretokom mase, opazimo kot rentgenske dvojnice z nizko oziroma z veliko maso (poglavji 9.2.3 in 9.2.3). Dokler je mlada nevtronska zvezda še vroča in seva rentgenske žarke, jo lahko opazimo kot osrednji kompaktni objekt (angl. central compact object) v sredini ostanka supernove (poglavje 10.3.6). Majhna starost, ki je približno enaka milijonu let, in med vsemi poznanimi nevtronskimi zvezdami najmanjša oddaljenost od Zemlje, ki je enaka le 140 pc, sta omogočila odkritje nevtronske zvezde RX J1856.5–3754, ki seva kot telo z efektivno temperaturo $4{,}3 \cdot 10^5$ K in polmerom 17 km (Ho et al., 2007). Navedli smo vrednosti, ki jih opazimo kot oddaljeni opazovalci. Sama svetloba pa med oddaljevanjem s površja nevtronske zvezde z maso M in polmerom R doživi gravitacijski rdeči premik (angl. gravitational redshift) $z_{gr} = (1 - R_{Sch}/R)^{-1/2} = (1 - \frac{2GM}{Rc^2})^{-1/2}$, kjer smo uporabili izraz za Schwarzschildov polmer (enačba 8.31). Oddaljenemu opazovalcu se zaradi tega premika zdi, da je temperatura nevtronske zvezde za faktor $1 + z_{gr}$ nižja, polmer pa za enak faktor večji. Gravitacijski premiki nevtronskih zvezd so kar znatni, za zvezdo RX J1856.5–3754 je enak $z_{gr} \sim 0{,}22$ (Ho et al., 2007).

10.3.5 Črne luknje

Izraz črna luknja (angl. black hole) označuje nenavaden objekt, ki smo ga na kratko teoretično predstavili v poglavju 8.5, o možnostih opazovanja v dvojnih zvezdnih sistemih pa smo govorili v poglavju 9.2.3. Slika 10.16 kaže, da je za črne luknje rezervirano veliko območje relativno temnih in masivnih objektov. Način opazovalnega odkritja črne luknje je torej preprost: ugotoviti moramo, da ima telo več od 3 $M_\odot$ in da je pretemno za običajno zvezdo take mase. Maso lahko izmerimo dinamično, če je črna luknja članica dvojnega zvezdnega sistema (poglavje 9), obstajata pa še dve možnosti.

Kot prvo ima gibanje snovi v neposredni okolici črne luknje, to je v bližini najbližje še stabilne tirnice (bližje snov in svetloba naglo padeta proti luknji), nekaj značilnih časov. To je čas kroženja okoli črne luknje ter nihajna časa v radialni (r) smeri in v smeri pravokotno na orbitalno ravnino. Ti časi so povezani z razmerjem med maso osrednjega objekta in razdaljo r od črne luknje, odvisni pa so tudi od hitrosti vrtenja črne luknje. Časi se odražajo v kvaziperiodičnih oscilacijah rentgenske svetlobe, ki prihaja iz okolice črne luknje. Motta et al. (2014) so z meritvijo in analizo takih kvaziperiodičnih nihanj določili, da ima črna luknja v dvojnici GRO J1655-40 maso $5{,}31 \pm 0{,}07$ $M_\odot$ in da se vrti precej hitro, z $0{,}290 \pm 0{,}003$ kritične rotacijske hitrosti. To je najtočneje izmerjena masa črne luknje doslej. Rezultat je potrjen tudi z analizo svetlobnih krivulj, ki nam da maso črne luknje $5{,}4 \pm 0{,}3$ $M_\odot$ (Beer & Podsiadlowski, 2002). To daje dodatno kredibilnost določanju mas in hitrosti rotacije z analizo kvaziperiodičnih oscilacij. Ob tem je zanimivo, da se že kar veliko črnih lukenj, ki so jih preučevali s takimi oscilacijami (tabela 9.3) vrti zelo hitro, to je skoraj s hitrostjo kritične rotacije. To je nerodno, saj pri kritični hitrosti rotacije črna luknja ne bi imela horizonta, ki preprečuje pogled proti središču, in bi tako lahko videli golo singularnost. Zaenkrat upamo, da v naravi golih singularnosti ni, vedno večje število hitro vrtečih se objektov pa nakazuje, da se to upanje lahko enkrat razblini. Ob tem je zanimivo, da so vse omenjene črne luknje s hitrim vrtenjem mladi objekti, torej so nastale pred manj kot pol milijarde leti (Mlinar & Zwitter, 2024). To vemo zato, ker je dvojnica GRO J1655-40 najverjetneje članica mlade razsute zvezdne kopice NGC 6242 s starostjo 40,55 milijona let, ostale tri hitro vrteče se črne luknje iz tabele 9.3 pa krožijo okoli

skupnega težišča z masivno zvezdo. Za take zvezde vemo, da je njihov razvoj hiter, torej mora biti tudi črna luknja v taki dvojnici mlada.

Še en način za določanje mase črne luknje ali drugega masivnega objekta je gravitacijsko lečenje. To je tudi edina možnost za odkrivanje črnih lukenj, ki so lačne samotarke, torej takih, ki niso v gravitacijsko vezanem sistemu s še kakšno zvezdo in na katere ne pada nič snovi. Govorimo torej o masivnih in temnih prikaznih, ki vandrajo skozi prostor.

Gravitacijsko (mikro)lečenje

Masivno telo vpliva na svojo okolico z gravitacijskim privlakom, ki ga v okviru splošne teorije relativnosti opišemo kot ukrivljanje prostora. Ker ta teorija presega okvir tega teksta, bomo dogajanje obravnavali klasično, le na enem mestu bomo morali dodati relativistični popravek, ki ga ni mogoče dobiti v klasični sliki. Večinoma bomo sledili razmislekom v Maoz (2016).

Začnimo z vprašanjem, za kolikšen kot α se odkloni hiter in lahek kamen, ki leti mimo velike mase m. Tak kamen je na hiperboličnem tiru, torej njegovo razdaljo (r) opiše enačba tira 5.19: $r = \frac{r_o}{1+\epsilon\cos\vartheta}$, kjer je ϑ zasuk. Daleč proč ima kamen v sistemu, ki miruje glede na veliko maso, hitrost v_∞. Energijo kamna na enoto mase lahko zapišemo s kinetično energijo na veliki razdalji $E = \frac{v_\infty^2}{2}$, medtem ko je vrtilna količina na enoto mase enaka $\Gamma = bv_\infty$, kjer je b vpadni parameter, to je minimalna razdalja med kamnom in veliko maso, če bi kamen vseskozi letel naravnost. Tako lahko sploščenost izrazimo kot $\epsilon = \sqrt{1+\frac{2E\Gamma^2}{G^2M^2}} \simeq \sqrt{\frac{v_\infty^2(bv_\infty)^2}{G^2M^2}} = \frac{bv_\infty^2}{GM}$. Na veliki razdalji ($r\to\infty$) velja $1+\epsilon\cos\vartheta_\infty = 0$, torej je zasuk na veliki razdalji enak $\vartheta_\infty = \pm\arccos(-\frac{1}{\epsilon})$. Negativni predznak velja za kamen, ki se približuje, pozitivni pa za kamen, ki se po srečanju oddaljuje. Njuna razlika je enaka $2\arccos(-\frac{1}{\epsilon}) = \pi+\alpha$, oziroma $\cos(\frac{\pi}{2}+\frac{\alpha}{2}) = -\frac{1}{\epsilon} = -\frac{GM}{bv_\infty^2}$. Argument pod kosinusom za majhne odklonske kote α prepišemo v $\cos(\frac{\pi}{2}+\frac{\alpha}{2}) = -\sin(\frac{\alpha}{2}) \simeq -\frac{\alpha}{2}$ ter dobimo končni izraz

$$\alpha = \frac{2\,G\,M}{b\,v_\infty^2}, \tag{10.13}$$

ki je v radianih izraženo razmerje med kinetično energijo kamna daleč stran in njegovo potencialno, ko je najbližje. S podobnim računom smo do enakega rezultata prišli tudi v enačbi 6.2. Če kamen nadomestimo s svetlobo, domnevamo, da moramo namesto v_∞ zapisati svetlobno hitrost c. Ob tem pa nam splošna teorija relativnosti Alberta Einsteina pove, da se tudi številski faktor iz 2 spremeni v 4. Pravilen izraz za svetlobo je torej

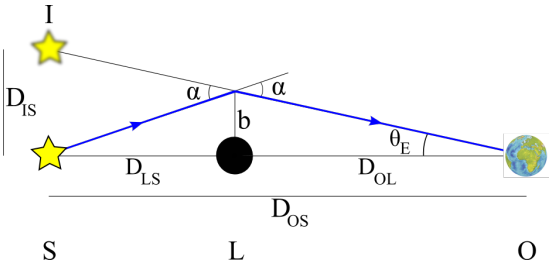
$$\alpha = \frac{4\,G\,M}{b\,c^2} = \frac{2\,R_{Sch}}{b}. \tag{10.14}$$

V zadnjem koraku smo rezultat izrazili s Schwarzschildovim radijem (enačba 8.31). Svetloba niso kroglice, ki bi jih privlačila gravitacijska sila. V resnici svetloba v vsakem trenutku potuje "naravnost", le prostor v bližini masivnega telesa je ukrivljen. Tako se oddaljenemu opazovalcu, kot smo mi, ki ničesar ne ve o ukrivljenosti prostora, zdi, da je svetloba odklonila za kot α v smeri proti kompaktnemu objektu. Svetlobo oddaljenega izvora opišemo kot skoraj vzporedne žarke. Če ti žarki oblijejo masivni objekt, pa imajo nato drugačno smer in se zbirajo. Zaradi podobnosti s stekleno zbiralno lečo, kjer se svetlobi zgodi nekaj podobnega, pojav imenujemo gravitacijsko lečenje (angl. gravitational lensing). Vseeno analogija ni popolna. Pri gravitacijskem lečenju je odklon večji, če svetloba potuje bližje objektu in ima zato manjši vpadni parameter b. To je drugače kot pri zbiralni leči (zgornji del slike 2.8), kjer je odklon žarkov sorazmeren z razdaljo od optične osi. Gravitacijsko lečenje torej žarkov ne zbere v skupnem gorišču, kljub vsemu pa so zmoteni: tisti, ki letijo bližje, se odklonijo bolj, tisti na večjih razdaljah pa manj.

Preden nadaljujemo je poučno kaj izračunati. Masivno telo v naši bližini je Sonce. Največji odklon doživi svetloba, ki se mu približa na razdaljo njegovega polmera ($b = R_\odot$), saj se še bližji žarki ustavijo v njegovi neprozorni notranjosti. Za take žarke, ki oplazijo Sonce, ugotovimo, da je

$$\alpha_\odot = \frac{4\,G\,M_\odot}{R_\odot\,c^2} = 8{,}49\cdot10^{-8}\,\text{radiana} = 1{,}75''. \tag{10.15}$$

Odklon bolj oddaljenih žarkov je manjši. Zapisana enačba je bil prva, s katero so preverili splošno teorijo relativnosti. Leta 1919 so med popolnim Sončevim mrkom opazovali zvezde, kakih 10



Slika 10.17: Gravitacijsko lečenje, če so svetilo (S), leča (L) in opazovalec (O) poravnani natančno v ravni črti. Zaradi gravitacijskega lečenja, se opazovalcu zdi, da svetloba prihaja iz izvora I in ne iz svetila S. Zaradi osne simetrije opazovalec sliko svetila S vidi kot Einsteinov obroč s kotnim polmerom Θ_E okoli leče L. Kota α in Θ_E sta v resnici mnogo manjša od narisanih.

Sončevih polmerov oddaljene od Sonca, in zaznali, da so bile glede na zvezdni vzorec pol leta kasneje nekoliko razmaknjene. Potrditev Einsteinovih napovedi mu je prinesla takojšnjo slavo.

Največji odkloni za Sonce komaj presegajo ločno sekundo, za planete pa so še manjši: za Jupiter je $\alpha \leq 0{,}017''$ in za Zemljo $\alpha \leq 0{,}0006''$. Klub temu je treba pri natančnih meritvah smeri proti zvezdam te odklone upoštevati. Misija Gaia Evropske vesoljske agencije, mora gravitacijsko lečenje Sonca opazovati po vsem nebu, za Jupiter in ostale planete pa, kadar je planet blizu opazovane smeri. Svetloba zvezde za Soncem bi se do opazovalca prišla v obliki obroča s središčem v Soncu šele, če je oddaljenost opazovalca od Sonca večja od $R_\odot/\alpha_\odot = 8{,}2 \cdot 10^{13}\,\mathrm{m} = 547$ a.e.. Torej tega pojava ne moremo opazovati niti z najbolj oddaljene sonde Voyager 1, ki je koncem leta 2023 na razdalji 163 a.e. od Sonca.

Če so svetilo (S), masivni objekt z maso m, ki deluje kot leča (L) in opazovalec (O) poravnani natanko v ravni črti, je situacija osno simetrična (slika 10.17). Opazovalec torej sliko svetila S vidi kot obroč s kotnim polmerom Θ_E, ki obkroža lečo L. Kot smo videli, je kot α vedno mnogo manjši od enega radiana, torej je tudi vpadni parameter b mnogo manjši od razdalje D_{OL} med lečo in opazovalcem. Sklepamo, da je majhen tudi kotni polmer obroča Θ_E. S slike razberemo, da ta kot (izražen v radianih) nastopa v dveh zvezah: $D_{IS} = \alpha\, D_{LS} = \Theta_E\, D_{OS}$ in $b = \Theta_E\, D_{OL}$. Z enačbo 10.14 dobimo $\frac{4GM}{c^2(\Theta_E D_{OL})} D_{LS} = \Theta_E D_{OS}$ in končno

$$\Theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2}\frac{D_{LS}}{D_{OL}\,D_{OS}}} = \sqrt{2\,R_{Sch}\,\frac{D_{LS}}{D_{OL}\,D_{OS}}} \tag{10.16}$$

Vidimo, da je ta kot zares vedno majhen, saj je velikost Schwarzschildovega radija leče z maso M mnogo manjša od razdalj opazovalca od leče ali svetila. Preden nadaljujemo zopet vstavimo nekaj številk.

$$\Theta_E = \sqrt{\frac{4GM_\odot}{c^2(10\,\mathrm{kpc})}\frac{D_{LS}}{D_{OS}}}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{D_{OL}}{10\,\mathrm{kpc}}\right)^{-\frac{1}{2}} = 0{,}90\cdot 10^{-3}\,''\left(\frac{D_{LS}}{D_{OS}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{D_{OL}}{10\,\mathrm{kpc}}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{10.17}$$

Za leče z masami podobnimi Soncu in na razdalji 10 kiloparsekov je kotni polmer Einsteinovega obroča manjši od tisočinke ločne sekunde. Tako majhnih obročkov na nebu ne moremo razločiti, kljub temu pa bomo videli, da lečenje lahko zaznamo na drug način. V primeru leč, ki po masi ne presegajo mas zvezd, pojav zato imenujemo gravitacijsko mikrolečenje (angl. gravitational microlensing). Če pa je leča mnogo masivnejša, recimo kar cela galaksija ali celo jata galaksij, bo kotni polmer Einsteinovega obroča kljub večji razdalji leče precej večji. Za lečo, ki je galaksija z maso 10^{11} $M_\odot$ in na oddaljenosti $D_{OL} = 500$ Mpc, dobimo za izvor na oddaljenosti 1000 Mpc polmer Einsteinovega obroča $\Theta_E = 9''$. Tako velikega obroča seveda ni težko razločiti, zato pojav imenujemo močno gravitacijsko lečenje (angl. strong gravitational lensing). Slike galaksij, ki ležijo za jato galaksij, so tako pogosto deformirane v obroče in loke, z študijem njihovih slik pa lahko sklepamo tudi o količini in porazdelitvi mase v jati galaksij, ki deluje kot gravitacijska leča. Ta način je kolegica Maruša Bradač zelo uspešno uporabila za dokaz obstoja temne snovi v vesolju. O tem bomo govorili v poglavju 14.

Ker nas zanima odkrivanje črnih lukenj zvezdnih mas, se vrnimo k gravitacijskemu mikrolečenju. Majhnost kota Θ_E pomeni, da bi morala biti poravnava med svetilom, lečo in opazovalcem na sliki 10.17 izjemno natančna. Sliko je torej smiselno posplošiti na primer, ko so omenjeni trije objekti malenkost zmaknjeni iz popolne poravnave. Slika 10.18a prikazuje sliko v ravnini vseh treh objektov. A je v smeri proti leči. B bi bil opaženi položaj svetila, če leče ne bi bilo. C in D sta sliki objekta, kot ju zaradi lečenja vidi opazovalec. V primeru popolne poravnave sta sliki C

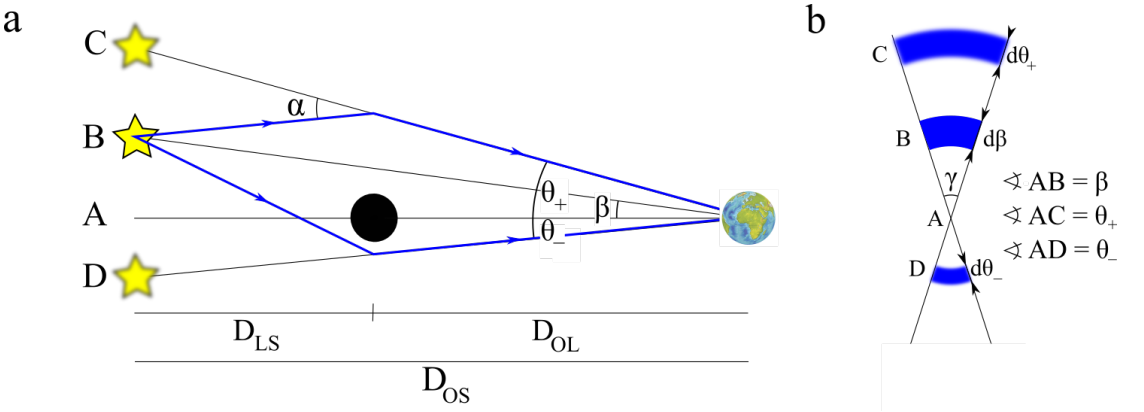
in D postavljeni simetrično glede na A, zamik β smeri proti B pa to simetrijo podre. Ker velja $D_{AB} + D_{BC} = D_{AC}$, zapišemo $\beta\, D_{OS} + \alpha\, D_{LS} = \Theta\, D_{OS}$. Torej kot β izrazimo kot

$$\beta = \Theta - \frac{D_{LS}}{D_{OS}}\,\alpha = \Theta - \frac{D_{LS}}{D_{OS}}\,\frac{4GM}{c^2\,(\Theta\, D_{OL})} = \Theta - \frac{\Theta_E^2}{\Theta} \tag{10.18}$$

Dobili smo kvadratno enačbo za Θ, ki ima rešitev

$$\Theta_\pm = \frac{\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 4\Theta_E^2}}{2} \tag{10.19}$$

Rešitvi sta dve, Θ_+ za sliko C in Θ_- za sliko D. Slika C je od leče zmaknjena za nekaj več kot β, medtem ko je slika D na drugi strani leče na kotni razdalji, ki ne presega Θ_E.



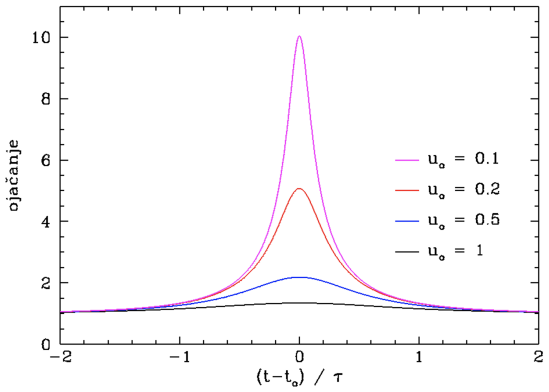
Slika 10.18: Gravitacijsko lečenje, če je leča zmaknjena od ravne črte med svetilom in opazovalcem za majhen kot β. Skica *a* je v ravnini, v kateri so leča, svetilo in opazovalec. Skica *b* je pogled od opazovalca v ravnini neba. Leča je v točki A, brez leče bi bilo svetilo v točki B, zaradi lečenja pa opazovalec vidi sliki svetila v točkah C in D. Na sliki *b* smo privzeli, da svetilo B gledano iz točke A oklepa majhen kot γ in ima radialno debelino $d\beta$. Enak kot γ oklepata tudi sliki C in D, njuni radialni debelini pa sta $d\Theta_+$ in $d\Theta_-$.

Slik v primeru gravitacijskega mikrolečenja ne moremo razločiti. Kljub temu pa o pojavu lečenja lahko sklepamo po svetlobnem toku z lečenega svetila. Svetilo v resnici nikoli ni točkasto. Najprej razmislimo, kako bi ga videli, če leče ne bi bilo. V ravnini neba oklepa svetilo glede na točko A majhen kot γ v smeri pravokotni na zveznico točke A s svetilom (slika 10.18b), podobno pa ima končno razsežnost tudi v smeri zveznice. Žarki s svetila, ki jih bo zaznal opazovalec, tako na razdalji leče pokrivajo ploščino $(\gamma D_{OL}\beta)(D_{OL}d\beta)$. Prvi oklepaj pove, da je dolžina krogelnega loka središčni kot (γ) pomnožen s polmerom, drugi oklepaj pa radialno razsežnost zapiše kot razdaljo pomnoženo s spremembo kota $d\beta$. Če je na poti leča, so žarki s svetila zmoteni. Sedaj je ploščina, ki jo na razdalji leče pokrivajo žarki slike C enaka $(\gamma D_{OL}\Theta_+)(D_{OL}d\Theta_+)$. Podobno je ta ploščina za sliko D enaka $[\gamma D_{OL}(-\Theta_-)][D_{OL}d(\Theta_-)]$. Zadnji izraz je bolj zapleten, ker je kot $\Theta_- < 0$ in zato izrazu za ploščino nastopa $-\theta_-$. Ob tem pa je debelina slike v radialni smeri enaka $d(\Theta_-) > 0$.

Svetlobni tok, ki ga beleži opazovalec, je sorazmeren s ploščino slik na razdalji leče, saj svetilo seva v vse smeri enako in je zato krogla na razdalji D_{LS} od svetila enakomerno osvetljena. Sprejeti svetlobni tok se tako zaradi prisotnosti leče spremeni v razmerju ploščin obeh lečenih slik deljenih s ploščino brez leče

$$oj = \frac{(\gamma D_{OL}\Theta_+)(D_{OL}d\Theta_+) + [\gamma D_{OL}(-\Theta_-)][D_{OL}d(\Theta_-)]}{(\gamma D_{OL}\beta)(D_{OL}d\beta)} = \frac{\Theta_+}{\beta}\frac{d\Theta_+}{d\beta} - \frac{\Theta_-}{\beta}\frac{d\Theta_-}{d\beta}, \tag{10.20}$$

kjer smo ojačitev označili z oj. Vrednosti nad 1 pomenijo, da je svetilo zaradi lečenja videti svetlejše. Zapisanega izraza z odvajanjem enačbe 10.19 ni težko izračunati: $\frac{d\Theta_{+-}}{d\beta} = \frac{1}{2} \pm \frac{2\beta}{4\sqrt{\beta^2+4\Theta_E^2}} = \frac{1}{2}(1 \pm \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2+4\Theta_E^2}}) = \frac{1}{2}(1 \pm \frac{u}{\sqrt{u^2+4}})$. V zadnjem koraku smo zaradi krajšega zapisa uvedli $u = \frac{\beta}{\Theta_E}$ kot razmerje med kotom neporavnanosti med smerjo proti svetilu in leči β in kotnim polmerom



Slika 10.19: Časovna odvisnost ojačanja svetlobnega toka s svetila primeru gravitacijskega mikrolečenja. Na vodovarni osi je časovni zamik od trenutka najboljše poravnave v časih preleta polmera Einstenovega obroča. Narisane so krivulje za štiri vrednosti parametra u_o, to je razmerja med najmanjšim kotom med lečo in svetilom in kotnim polmerom Einsteinovega obroča.

Einsteinovega obroča Θ_E. Ojačanje je tako enako

$$\begin{aligned} oj &= \frac{u+\sqrt{u^2+4}}{2u}\frac{1}{2}\left(1+\frac{u}{\sqrt{u^2+4}}\right) - \frac{u-\sqrt{u^2+4}}{2u}\frac{1}{2}\left(1-\frac{u}{\sqrt{u^2+4}}\right) \\ &= \frac{1}{2u}\left(\sqrt{u^2+4}+\frac{u^2}{\sqrt{u^2+4}}\right) = \frac{u^2+2}{u\sqrt{u^2+4}} \end{aligned} \tag{10.21}$$

Če svetilo in leča nista dobro poravnana in je zato $\beta \gg \Theta_E$ in $u \gg 1$, je ojačitev enaka ena, torej je svetlobni tok ni spremenjen. Pri $u = 1$ ojačitev naraste na $\frac{3}{\sqrt{5}} = 1{,}34$, za zelo dobro poravnanost svetila in leče ($\beta \ll \Theta_E$) pa ojačitev raste kot $\frac{1}{u} = \frac{\Theta_E}{\beta}$ in lahko doseže zelo velike vrednosti. Ob dobri poravnavi torej gravitacijsko lečenje močno poveča sij opazovanega objekta. Po eni strani tako lahko zaznamo izjemno temne objekte, ki jih sicer ne bi opazili. Po drugi strani pa ojačanje svetlobe ob zelo dobri poravnavi izdaja prisotnost vmesnega masivnega objekta, ki ukrivlja prostor. Ker tako lahko zaznamo tudi leče, ki ne sevajo lastne svetlobe, je gravitacijsko mikrolečenje dober način za odkrivanje črnih lukenj.

Znatna ojačitev nastopi le, če je kot med smerjo proti leči in svetilu manjši od kotnega polmera Einsteinovega obroča. Ker je tak kot majhen (enačba 10.17), moramo za dobro poravnavo imeti srečo. Obenem taka poravnava ne traja dolgo, saj se objekti v vesolju gibljejo. Ker je pomembno le relativno gibanje, lahko privzamemo, da sta opazovalec in svetilo na miru, leča pa se giblje enakomerno in naravnost, tako da je njena hitrost projecirana na ravnino neba enaka v_L. Najboljša poravnava β_o nastopi ob času t_o. Tako je odmik β ob času t enak

$$\beta(t) = \sqrt{\beta_o^2 + \left(\frac{v_L(t-t_o)}{D_{OL}}\right)^2} \tag{10.22}$$

Enačbo delimo s polmerom Einsteinovega obroča Θ_E in jo zapišemo z u

$$u(t) = \sqrt{u_o^2 + \left(\frac{(t-t_o)}{\tau}\right)^2}, \tag{10.23}$$

kjer je $u_o = \frac{\beta_o}{\Theta_E}$ in značilni čas $\tau = \frac{\Theta_E D_{OL}}{v_L}$. To je čas, v katerem se leča na ravnini neba premakne za polmer Einsteinovega obroča. Izraz vstavimo v enačbo 10.21 in izračunamo časovni potek ojačanja signala zaradi gravitacijskega mikrolečenja. Rezultat za različne vrednosti u_o je na sliki 10.19.

Za lečo z maso Sonca na oddaljenosti $D_{OL} = 10$ kpc, ki se nam zapelje pred zvezdo na oddaljenosti 20 kpc, je kotni polmer Einsteinovega obroča (enačba 10.17) enak $\Theta_E = 6{,}4{\cdot}10^{-4}$ ", kar ustreza linearni razdalji $D_{OL}\Theta_E = 6{,}4$ a.e.. Za prečno hitrost $v_L = 100$ km s^{-1} je $\tau = 9{,}5 \cdot 10^6$ s $= 110$ dni. Poravnava mora biti torej res izjemno dobra, ojačanje pa vidimo omejen čas. Velikost Einstanovega obroča je sorazmerna s kvadratnim korenom mase leče. Torej lahko na tak način zaznamo tudi objekte manjših mas. Za lečo z maso Zemlje bi ob enakih oddaljenostih in hitrostih dobili $\Theta_E = 10^{-6}$ ", kar ustreza linearni razdalji 0,01 a.e. in značilnemu času $\tau = 1{,}5 \cdot 10^4$ s $= 4{,}2$ ure.

Opazovana gostota kompaktnih objektov

Kot bomo razložili v poglavju 14, večina snovi v vesolju ni v obliki običajnih atomov ali molekul, prav tako to niso protoni, nevtroni, elektroni ali nevtrini. Ta snov ne seva svetlobe in je niti ne absorbira ali sipa. Z drugimi besedami, fotoni direktno ne interagirajo s to snovjo. Nekoliko ponesrečeno jo imenujemo temna snov (angl. dark matter), čeprav bi bilo ustreznejše poimenovanje *nevidna snov*. Svojo prisotnost temna snov izdaja s svojo maso in s tem z gravitacijo, s katero vpliva na okolni prostor. Zanimivo se je vprašati, ali so ta snov lahko skale, planeti, bele pritlikavke, nevtronske zvezde ali seveda črne luknje. Ker pri temni snovi govorimo o skupni masi, ki močno presega vso maso v zvezdah, je logično sklepati, da so med masivnimi objekti v igri le črne luknje, saj vsi ostali našteti objekti nastanejo skupaj z zvezdami in predstavljajo le del njihove začetne mase. Seveda ne vemo, kako bi v vesolju nastalo toliko črnih lukenj. Zato običajno govorimo o prvotnih črnih luknjah, ki naj bi nastale pred prvimi zvezdami. Obstoj takih objektov ni potrjen, vseeno pa lahko odgovorimo na vprašanje, ali bi prvotne črne luknje določenih mas lahko bile vir temne snovi.

V teh razpravah običajno govorijo o deležu $f(M)$ temne snovi, ki bi bila lahko v objektih z masami med 0,5 in 1,5 M. V nadaljevanju bomo povzeli glavne ugotovitve iz preglednega članka Carr et al. (2021, njihova slika 20), ki obravnava objekte z masami $10^{-10}\,\mathrm{M}_\odot < M < 100\,\mathrm{M}_\odot$. Citirani razpon pokriva mase od masivnejših asteroidov do najmasivnejših zvezd. Omejitve so rezultat opazovanj gostih in številčnih skupin zvezd, pri čemer so iskali dogodke, ko bi določena zvezda zaradi poravnave z lečo med nami in to zvezdo za nekaj časa postala svetlejša. Iskali so torej pojav gravitacijskega mikrolečenja, o katerem smo govorili v prejšnjem poglavju.

Za iskanje objektov z zelo majhnimi masami so Smyth et al. (2020) uporabili opazovanja več deset milijonov zvezd v galaksiji M31 v Andromedi s teleskopom Subaru (tabela 2.1). Ker so odkrili le en dogodek gravitacijskega mikrolečenja, so za $10^{-10}\,\mathrm{M}_\odot < M < 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$ lahko postavili mejo $f(M) < 0{,}1$, za $M \simeq 10^{-9}\ \mathrm{M}_\odot$ tudi $f(M) < 0{,}01$. Tako majhne mase leče so lahko odkrili zaradi dveh okoliščin. Kot prvo je kotni premer Einsteinovega obroča sorazmeren le s kvadratnim korenom mase leče (enačba 10.16), torej ima leča z milijonkrat manjšo maso le tisočkrat manjši premer. Ob tem so opazovali zelo na gosto s posnetki, ki so si sledili v razmakih 2 minut, ter bili tako sposobni odkriti tudi zelo kratke dogodke mikrolečenja, torej takšne z majhno vrednostjo τ (enačba 10.23). Nekoliko masivnejše objekte je opazoval projekt OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment), s katerim so 5 let opazovali zvezde v smeri osrednje zgostitve naše Galaksije. Zaznali so 2622 dogodkov gravitacijskega mikrolečenja. To postavlja omejitev $f(M) < 0{,}1$ za $10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot < M < 10^{-2}\,\mathrm{M}_\odot$ (Niikura et al., 2019). Podobno je projekt EROS (Expérience pour la Recherche d'Objets Sombres, Tisserand et al., 2007) 6,7 let spremljal 33 milijonov zvezd v Magellanovih oblakih in mejo za $f(M) < 0{,}1$ razširil do $M \lesssim 1\ \mathrm{M}_\odot$. Končno preučevanje neenakomernosti v mikrovalovnem sevanju ozadja (poglavje 14) postavlja mejo $f(M) < 0{,}1$ za $1\,\mathrm{M}_\odot \lesssim M < 10^4\,\mathrm{M}_\odot$, za večje mase v tem razponu celo $f(M) < 10^{-8}$ (Smyth et al., 2020). O trdnejših omejitvah za $f(M)$ je mogoče sklepati tudi po odsotnosti gravitacijskih valov, ki bi spremljali nastanek prvotnih črnih lukenj v mladem vesolju. Chen et al. (2020a) tako ugotavljajo, da za $0{,}002\,\mathrm{M}_\odot < M < 0{,}7\,\mathrm{M}_\odot$ velja $f(M) < 10^{-6}$.

Odsotnost dovolj velikega števila pojavov gravitacijskega mikrolečenja, za objekte masivnejše od Sonca pa opazovane neenakomernosti v mikrovalovnem sevanju ozadja, torej postavljajo mejo $f(M) < 0{,}1$ za $10^{-10}\,\mathrm{M}_\odot < M < 10^4\,\mathrm{M}_\odot$. Še masivnejši objekti tudi ne morejo znatno prispevati k temni snovi, saj bi njihov gravitacijski privlak povzročal razpad zvezdnih kopic in celo samih galaksij. Zgoraj smo omenili, da $f(M)$ meri prispevek masivnih objektov v razponu $M \pm 0{,}5M$, torej če imajo vsi objekti podobne mase. Če imajo črne luknje zelo različne mase, pa bi morali sešteti vse individualne prispevke. Tako da se zdi, da bi se skupni delež vseeno lahko približal vrednosti $\int f(M)dM \simeq 1$. Carr et al. (2021, slika 20) utemeljuje, da tudi v tem primeru črne luknje ne morejo predstavljati znatnega deleža temne snovi. Možni objekti, s katerimi bi lahko razložili temno snov morajo imeti zato maso manjšo od $10^{-10}\ \mathrm{M}_\odot$, kar je masa masivnejših asteroidov. Če so to prvotne črne luknje, mora biti njihova masa večja od $10^{-16}\ \mathrm{M}_\odot \approx 10^{14}\,\mathrm{kg}$, saj bi črne luknje z manjšimi masami do današnje starosti vesolja že razpadle (Hawking, 1975; Carr et al., 2010). Večina astrofizikov verjame, da bo rešitev zagonetke temne snovi namesto prvotnih črnih lukenj odkritje doslej še nepoznanega masivnega osnovnega delca.

10.3.6 Ostanki supernov

Po ekploziji se snov supernove širi v okolni prostor: pri eksplozijah masivnih zvezd je to predvsem ovojnica zvezde pred eksplozijo, pri eksplozijah belih pritlikavk pa vsa snov zvezde, ki jo po eksplozivnem jedrskem zlivanju odnese navzven. Po nekaj deset ali sto letih se širjenje upočasni, saj se masa razširjajoče snovi podvoji zaradi narivanja okolne obzvezdne ali medzvezdne snovi. Ker je širjenje nadzvočno, pride do udarnega vala in močnega gretja plina, ki seva v rentgenskih valovnih dolžinah. V naslednji fazi se zelo vroča notranjost lupine razredči, na robovih pa vidimo sevanje vodika in prepovedanih črt ioniziranega kisika, podobno kot v planetarnih meglicah (slika 10.6). Sledi hlajenje notranjosti in počasno širjenje lupine, ki ga najlažje opazujemo v radijskih valovnih dolžinah z opazovanjem prehodov nevtralnih vodikovih atomov. Po kakih 30.000 letih se lupina razvodeni v okolno medzvezdno snov in prispeva k njenim turbulentnim gibanjem. Zapisano le zelo grobo povzema dogajanje, saj na lupino vsaj v primeru supernov tipa II, pri katerih iz sredice nastane pulzar, močno vpliva tudi energijski tok s pulzarja. Najboljša ilustracija je meglica Rakovica (angl. Crab nebula) v ozvezdju Bika, ki je verjetno najbolj opazovani objekt na nebu, ki leži onkraj našega Osončja. Zato se bomo naslonili na pregledni članek Hester (2008)[106] z zanimivim naslovom *Meglica Rakovica: astrofizikalna Himera*.

Rakovico si najbolje predstavljamo kot veter s pulzarja, ki potiska ob in ga omejuje mnogo večji, prosto razširjajoči se ostanek supernove. Slednjega težko opazimo, kljub vsemu pa vsebuje večino snovi in kinetične energije eksplozije. Energija vetra prihaja od ustavljanja vrtenja osrednjega pulzarja, tlak pulzarskega vetra pa stiska del izvržene snovi v goste filamente. Brez pulzarja danes meglice niti ne bi zaznali, tako da bi bil dogodek znan le po eksploziji supernove, ki so jo opazili leta 1054, torej kot SN 1054.

Če potujemo od središča navzven, imamo najprej osrednji pulzar z vrtilnim časom $P_{rot} = 0{,}033$ s in $\frac{dP}{dt} = 4{,}21 \cdot 10^{-13}$, ki je točka skrajno levo zgoraj na sliki 10.15. Kot smo izračunali na strani 350, z ustavljanjem vrtenja pulzar izgublja energijski tok $1{,}1 \cdot 10^5$ $L_\odot$. Ta tok odnaša navzven magnetiziran ultrarelativistični veter električno nabitih delcev, predvsem parov elektronov in pozitronov. Ustavljanje vrtenja pulzarja je torej vir energije, ki jo seva meglica Rakovica. Kot je to pri supernovah pogosto, sama eksplozija ni bila povsem krogelno simetrična. V primeru Rakovice se pulzar giblje s hitrostjo ~ 160 km s^{-1} v smeri desno navzgor na sliki 10.20, to je proti severozahodu. Pojav imenujemo pulzarski odriv (angl. pulsar kick).

Ultrarelativistični veter nabitih delcev s pulzarja ni svetel, torej je krogla s polmerom približno 0,1 pc okoli pulzarja temna. Na njenem robu pride do udarnega vala, ko veter trči ob vročo plazmo, ki napolnjuje meglico. V udarnem valu elektrone in pozitrone pospeši do ultrarelativističnih energij ($\sim 10^{16}$ eV). Ta magnetizirana relativistična plazma zaradi pospešenega gibanja okoli magnetnih silnic seva sinhrotronsko svetlobo meglice, ki sega 3-4 pc od pulzarja. Iz opazovanj časovnih sprememb v sinhrotronski meglici v nekaj dnevih lahko sklepamo na makroskopske premike s hitrostmi $\lesssim 0{,}7$ c. Torej je sinhrotronska meglica v meglici Rakovica dragocena, saj lahko dosegamo dovolj dobro prostorsko in časovno ločljivost potrebno za njeno dobro fizikalno modeliranje.

Sinhrotronsko meglico obdaja razširjajoča se ovojnica segretih filamentov, ki letijo navzven od eksplozije supernove, verjetno pa jim je primešana tudi snov, izvržena že pred eksplozijo, vključno s filamenti prahu. Sinhrotronska svetloba te filamente segreva in ionizira. Ta prostor, ki navzven omejuje sinhrotronsko meglico, se širi s hitrostjo ~ 1500 km s^{-1}, ki jo lahko izmerimo iz Dopplerjevega premika spektralnih črt. Če to meritev primerjamo z večanjem kotne velikosti meglice na nebu, lahko ocenimo njeno razdaljo na 2 kpc. Visokoenergijsko sinhrotronsko sevanje učinkovito ionizira filamente, ki nato sevajo v širokem razponu ionizacijskih stanj, od molekul H_2 preko helijevih črt do ultravijoličnih črt, kot je prehod trikrat ioniziranega ogljika C IV pri 155 nm. Črte helije so močnejše od vodikovih, saj se je večina vodika v izvrženih plasteh porabila med jedrskim spajanjem v zvezdi pred eksplozijo.

Pulzarju, vetru s sinhrotronsko meglico in ovojnici segretih filamentov moramo dodati še četrto, najbolj zunanjo komponento meglice, ki jo je opazovalno uspelo dokazati šele v tem tisočletju. To je prosto razširjajoča ovojnica bivše zvezde, ki jo z relativno hitrostjo 100-300 km s^{-1} dohitevajo segreti filamenti, ki jih navzven potiska veter pulzarja. To ovojnico medlo vidimo v črtah štirikrat ioniziranega dušika, indirektno pa na njen obstoj kažejo mostovi med segretimi filamenti in dejstvo, da le tako lahko pojasnimo moč opaženih emisijskih črt (Hester, 2008). Ta zunanja prosto razširjajoča se ovojnica je precej večja od same meglice Rakovice. Ker za supernovo tipa II pričakujemo

[106] http://user.astro.columbia.edu/~jules/W3273/annurev-2008-crab.pdf

Slika 10.20: Meglica Rakovica v vidni svetlobi (levo) in sestavljena slika širokega razpona valovnih dolžin (desno). Levo sliko je posnel Hubblov vesoljski teleskop. Sinhrotronska meglica blizu središča žari v difuzni modri svetlobi. Obdajajo jo segreti vendar močno razredčeni filamenti notranjega roba razširjajoče se ovojnice zvezde pred eksplozijo. Svetloba prepovedanih prehodov (poglavje 10.3.1) dvakrat ioniziranega kisika ([O III] 500,7 nm) je pobarvana rdeče, enkrat ioniziranega žvepla ([S II] 671,7 nm in 673,1 nm) zeleno, in nevtralnega kisika ([O I] 630 nm) modro. Desna slika je sestavljanka slik v različnih območjih elektromagnetnega spektra. Radijska svetloba je obarvana rdeče, infrardeča rumeno, vidna zeleno, ultravijolična modro in rentgenska svetloba vijolično. Pulzar je v svetlem območju na sredini. Obdaja ga sinhrotronsko sevanje relativističnih elektronov. Rentgenska svetloba razkriva, da sevanje blizu pulzarja prihaja iz zvitka (torusa) in para nasprotno usmerjenih curkov, ki sta poravnana z vrtilno osjo pulzarja. Avtorstvo: NASA, ESA, Dubner et al. (2017); Loll et al. (2013); Temim et al. (2006); Seward et al. (2006); VLA/NRAO/AUI/NSF; Chandra/CXC; Spitzer/JPL-Caltech; XMM-Newton/ESA; in Hubble/STScI.

hitrosti širjenja do 10^4 km s^{-1}, kar je 7-kratnik hitrosti širjenja segretih filamentov, je tudi njena velikost tolikokrat večja. Orisali smo sodobno interpretacijo meglice Rakovica (Hester, 2008), ki pa jo je v osnovnih potezah začrtal že Chevalier (1977).

Ostanki supernov so opazni le nekaj desettisoč let, ob tem pa jih lahko razločimo le, če ležijo v naši ali v sosednjih galaksijah. Kljub temu, da baloni preteklih eksplozij supernov napolnjujejo našo okolico, smo uspeli razpoznati le del teh objektov. Med bolj znanimi je ostanek supernove Jadro (angl. Vela supernova remnant (SNR), ki je nastala ob eksploziji na južnem nebu na razdalji $\sim$ 270 pc pred $\sim$ 10.000 leti. Tančica v Labodu (angl. Cygnus Loop) je preostanek ekplozije, ki se je zgodila $\sim$ 4500 pr. n. št. na oddaljenosti $\sim$ 500 pc v smeri ozvezdja Laboda. K relativno mladim preostankom supernov poleg meglice Rakovica omenimo še preostanke supernov SN 1006 na oddaljenosti $\sim$ 2300 pc, SN 1572 na oddaljenosti $\sim$ 2500 pc in SN 1604 na oddaljenosti $\sim$ 7000 pc. Dodajmo še ekplozijo SN 1885A, ki so jo v sosednji galaksiji v Andromedi opazili koncem 19. stoletja in ostanek supernove SN 1987A v Magellanovem oblaku, o kateri smo govorili v poglavju 10.3.2. Zanimiv je tudi preostanek supernove W 50, ki je nastal pred približno 20.000 leti, ko se je ena od zvezd v dvojnem sistemu SS 433 spremenila v črno luknjo (poglavje 9.2.3).

Preostanki supernov so pomemben vir kozmičnih žarkov, to je zlasti protonov, ki se skozi medzvezdni prostor gibljejo s hitrostmi blizu svetlobni. Močni udarni valovi ob eksplozijah supernov lahko pospešijo te delce vse do energij 10^{14} eV, kar so potrdila rentgenska opazovanja sevanja visokoenergijskih elektronov v ostanku supernove SN 1006 (Koyama et al., 1995). Tako odpiramo novo temo, to je razpravo o medzvezdnem prostoru, ki se bo dotaknila tudi kozmičnih žarkov kot dokaza za relativno nedavne eksplozije supernov v naši okolici, katerih posledice opazimo tudi na našem planetu.

11 Medzvezdni prostor

Medzvezdni prostor (angl. Interstellar medium, tudi ISM) ni povsem prazen. Gostote delcev so med $n = 10^4$ m^{-3} v razredčenih območjih med zvezdami in $n = 10^{10}$ m^{-3} v okolici vročih zvezd (tabela 11.1). Te številke so mnogo manjše od gostot, s katerimi smo domači na Zemlji. V zraku imamo v kubičnem metru $\simeq 3 \cdot 10^{25}$ molekul. V najboljšem vakuumu, ki smo ga doslej dosegli, je gostota še vedno $\simeq 3 \cdot 10^{12}$ m^{-3}. Medzvezdni prostor je torej redkejši od našega vakuuma, ker pa je njegova prostornina ogromna, se v njem vseeno nabere precej snovi. V naši Galaksiji je v medzvezdnem prostoru približno 15% mase njene barionske snovi, h kateri štejemo predvsem protone in nevtrone.

Kemična sestava medzvezdnega prostora je podobna kot v zvezdah. Po masi je približno 70% vodika, 28% helija in 1,5% težjih elementov. To je tudi logično, saj zvezde nastajajo z zgoščevanjem te snovi (poglavje 8.1), obenem pa se ob koncu življenjske poti zvezde njena ovojnica vrne v medzvezdni prostor v obliki planetarne meglice (poglavje 10.3.1) ali kot ostanek supernove (poglavje 10.3.6).

Večina snovi v medzvezdnem prostoru je hladna, saj je daleč od svetlih zvezd. Njene temperature so le deset ali sto Kelvinov nad absolutno ničlo (tabela 11.1), v skrajnem primeru se približajo 3 K, to je temperaturi mikrovalovnega sevanja ozadja, ki prostor napolnjuje še iz časov zgodnjega vesolja (poglavje 14). Tako nizke temperature pomenijo, da so atomi v osnovnem stanju. Njihov polmer r je nekaj Å. Če trke med atomi obravnavamo kot zaletavanje trdih kroglic, je sipalni presek za tak dogodek enak $\sigma_S = \pi(2r)^2 \simeq 10^{-19}$ m^2. Zaradi nizke gostote je prosta pot med dvema trkoma enaka

$$\ell = \frac{1}{n\,\sigma_S} \simeq 10^{19}\,\mathrm{m} \left(\frac{1\,\mathrm{m}^{-3}}{n}\right) \simeq 0{,}03\,\mathrm{pc} \left(\frac{10^4\,\mathrm{m}^{-3}}{n}\right) \simeq 1{,}4\,\mathrm{R}_\odot \left(\frac{10^{10}\,\mathrm{m}^{-3}}{n}\right) \tag{11.1}$$

Enačbo 4.57, s katero smo ocenili prosto pot svetlobe v notranjosti Sonca, smo prilagodili za trke nevtralnih atomov. Komponento hitrosti v_x vodikovega atoma z maso m_H v plinu s temperaturo T dobimo iz zveze $m_H v_x^2/2 = k_B T/2$

$$v_x = \sqrt{\frac{k_B T}{m_H}} = 91\,\mathrm{m\,s^{-1}} \sqrt{\frac{T}{\mathrm{K}}} \tag{11.2}$$

Sedaj lahko ocenimo tipični čas med zaporednimi trki

$$\begin{aligned} \tau_H &\simeq \frac{\ell}{v_x} \simeq 1{,}1 \cdot 10^{17}\,\mathrm{s} \left(\frac{T}{\mathrm{K}}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{n}{\mathrm{m}^{-3}}\right)^{-1} \\ &= 360.000\,\mathrm{let} \left(\frac{T}{\mathrm{K}}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{n}{10^4\,\mathrm{m}^{-3}}\right)^{-1} = 127\,\mathrm{dni} \left(\frac{T}{\mathrm{K}}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{n}{10^{10}\,\mathrm{m}^{-3}}\right)^{-1} \end{aligned} \tag{11.3}$$

Proste poti v mezvezdnem plinu so zelo dolge, časi med trki delcev pa zelo dolgi. Torej v medzvezdnem plinu ne veljajo pogoji termodinamskega ravnovesja, kot v notranjosti zvezd. V medzvezdnem prostoru tako hkrati obstaja več različnih komponent, ki imajo različne gostote in temperature. Če zanemarimo globalni vpliv magnetnih polj v medzvezdnem prostoru, so komponente praviloma v tlačnem ravnovesju. Ker je tlak v idealnem plinu sorazmeren s produktom številske gostote in temperature, je ta zmnožek za sosednji komponenti enak: bolj vroč plin je zato redkejši in obratno. Vroč plin iz eksplozij supernov in zvezdnih vetrov napolnjuje velik del medzvezdnega prostora in stiska nevtralni in molekularni plin v zgoščene fraktalne filamente (tabela 11.1).

Tabela 11.1: Sestava medzvezdnega prostora. Skupna masa barionov v medzvezdnem prostoru v naši Galaksiji je $\sim$ 15% snovi v zvezdah. Vodik predstavlja 70% mase v medzvezdnem prostoru. Prilagojeno po predavanjih Adama Burrowsa na Princetonu leta 2012: https://www.astro.princeton.edu/~burrows/classes/204/ISM.pdf.

Vrsta medzvezdnega medija v Galaksiji	Nahajališče masa, prostornina	Temperatura, gostota, ...	Način opazovanja
atomarni vodik H I	v disku, nekaj v haloju $\approx$ 40% mase, 40% prostornine	$50 - 300$ K. $10^6 - 10^8$ m^{-3}	črta $\lambda = 21$ cm UV absorpcijske črte
molekularni vodik. H_2	temni oblaki v disku $\approx$ 10% mase, 1% prostornine	$3 - 100$ K $10^8 - 10^{12}$ m^{-3}	UV absorpcijske črte IR emisijske črte
ionizirani vodik H II	ob vročih zvezdah $\approx$ 15% mase, 10% prostornine	$5000 - 10000$ K $10^8 - 10^{10}$ m^{-3}	vidne in IR emisijske črte, radijski kontinuum
vroč plin	povsod 1-2% mase, 50% prostornine	$10^6 - 10^7$ K 10^4 m^{-3}	rentgensko sevanje
prašna zrna	večinoma v disku $\approx$ 1% mase	$20 - 100$ K velikost $\approx 0{,}2\mu$m	pordečitev, absorpcija svetlobe zvezd, emisija v IR
kozmični žarki	povsod, atomska jedra in elektroni	energija $\approx$ 300 MeV, rekord: $3 \cdot 10^{20}$ eV	plaz sekundarnih delcev ob vstopu v atmosfero

Vodik v osnovnem stanju lahko absorbira le Lymanove fotone (poglavje 7.2) v ultravijoličnem območju, ki ga je z Zemlje težko opazovati. Po drugi strani pa so tudi bolj vroča območja tako razredčena, da je snov v njih težko detektirati. Za odkrivanje medzvezdne snovi se torej zatečemo k posebnim primerom, ko ta snov bodisi seva ali pa absorbira in sipa posamezne valovne dolžine svetlobe. V tem vrstnem redu bomo tudi razložili rezultate opazovanj, na koncu pa bomo na kratko omenili posebnosti medzvezdnega prostora v naši okolici in tudi posebni primer snovi, ki je relativno nedavno iz medzvezdnega prostora prišla na Zemljo.

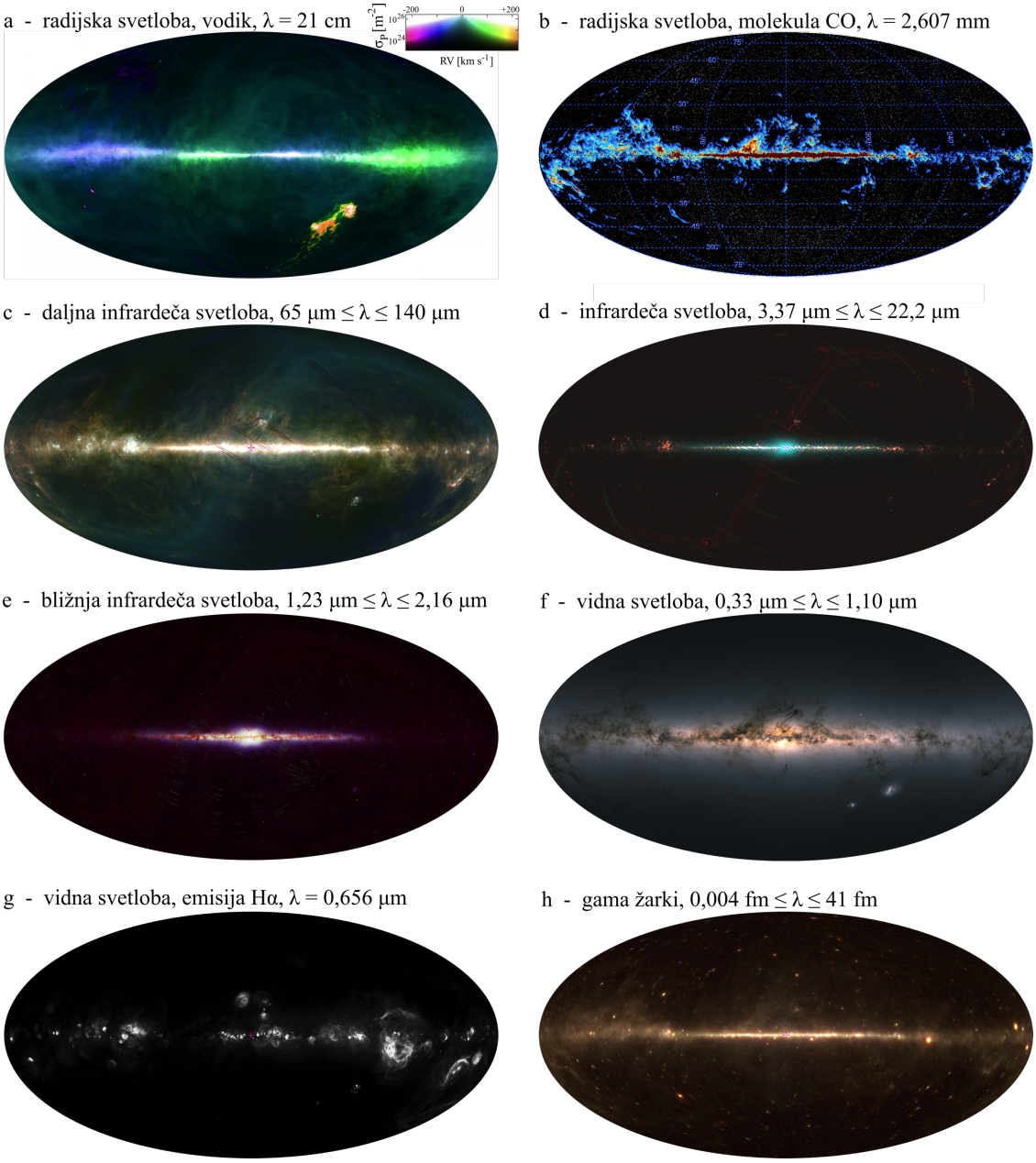
11.1 Medzvezdne emisijske meglice

11.1.1 Nevtralni vodik

Največji delež snovi v medzvezdnem prostoru je v obliki nevtralnih vodikovih atomov v osnovnem stanju. Elektron lahko v višje vzbujeno stanje preskoči z absorpcijo fotona z valovno dolžino ene od črt Lymanove serije, ionizirajo pa ga lahko fotoni z energijo višjo od Lymanovega roba (13,6 eV). Vsi omenjeni fotoni so v ultravijoličnem območju in jih najdemo predvsem v neposredni okolici vročih zvezd, ki so v Galaksiji redkost (graf 8.4a). Torej je velika večina nevtralnega vodika v osnovnem stanju, zato ne seva in je prozoren za vidno in infrardečo svetlobo.

Vseeno vodikov atom lahko naredi prehod med stanjema, ki sta energijsko tako blizu skupaj, da izsevana svetloba pade v radijsko območje. Osnovno stanje vodikovega atoma je namreč razcepljeno na dva bližnja energijska nivoja, ki ju določa medsebojna usmeritev spinov protona v atomskem jedru in elektrona. Spin lahko razumemo kot vrtilno količino delca, torej kot eno njegovih osnovnih lastnosti. Spina protona in elektrona v vodikovem atomu sta lahko vzporedna ali pa nasprotno vzporedna. Energija prvega stanja je za $\Delta E = 5{,}8743262 \cdot 10^{-6}$ eV višje od energije drugega stanja. Torej vodik pri prehodu spinov od vzporednih k nasprotno vzporednim v vakuumu izseva foton z valovno dolžino $\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = 21{,}106114$ cm.

Omenjeni prehod je malo verjeten. Rečemo tudi, da ta prehod običajna kvantnomehanska pravila prepovedujejo. Eksponentni razpadni čas za tak prehod (enačba 4.63: $dN/dt = -N/\tau$) je enak kar $\tau = 11$ milijonov let, torej polovica atomov z vzporednimi spini preide v stanje z nasprotno vzporednimi spini v času $t_{1/2} = 7{,}6$ milijonov let. Pri številski gostoti vodikovih atomov $n = 10^7$ m^{-3} to pomeni, da do enega prehoda v sekundi ($dN/dt = -1$ s^{-1}) pride v prostornini $V = \frac{N}{n} = \frac{-\tau\, dN/dt}{n} = 3{,}4 \cdot 10^7$ m^3, v prostornini 1000 pc^3 pa to ustreza že $8{,}5 \cdot 10^{44}$ razpadom v sekundi. To ni dosti manj od števila vidnih in bližnjih infrardečih fotonov, ki jih v sekundi izseva naše Sonce: $dN/dt \approx \frac{4 \cdot 10^{26}\,\mathrm{W}}{2\,\mathrm{eV}} \simeq 1{,}3 \cdot 10^{45}$ s^{-1}, kjer smo privzeli, da ima povprečni foton valovno dolžino $\lambda =$



Slika 11.1: Karte celotnega neba v različnih valovnih dolžinah svetlobe. Narisane so v galaktičnih koordinatah. Vodoravna črta skozi sredino je ravnina Rimske ceste, center je v smeri središča Galaksije. (a) Opazovanja radijskega sevanja nevtralnega vodika s teleskopoma Effelsberg in Parkes (HI4PI Collaboration et al., 2016). Barve kodirajo intenziteto in radialno hitrost od modre (-100 km s^{-1}) do rdeče ($+200$ km s^{-1}) (glej legendo). (b) Opazovanja radijskega sevanja ogljikovega monoksida s satelitom Planck (Planck Collaboration et al., 2014). (c) Pregledna karta v treh filtrih japonskega satelita AKARI v dolgovalovni infrardeči svetlobi (Doi et al., 2015). (d) Infrardeči pregled satelita WISE v filtrih W1, W2 in W4 (Wright et al., 2010). (e) Trobarvni pregled bližnje infrardeče svetlobe s pregledom neba 2MASS (Skrutskie et al., 2006). (f) Nebo v vidni svetlobi v objavi podatkov eDR3 satelita Gaia (Gaia Collaboration et al., 2021a). (g) Karta emisij v Balmerjevi črti vodika Hα (Finkbeiner, 2003). (h) Barvni pregled neba v gama žarkih s satelitom Fermi (Atwood et al., 2009). Z izjemo (a) barve kodirajo intenziteto in relativno barvo. Karte so v Aitoffovi projekciji, le karti b in f sta v Mollweidovi.

620 nm in s tem energijo 2 eV. V kocki s stranico 10 pc torej kljub izjemno počasnemu prehajanju vodikovih atomov med obema stanjema nastane znatno število nizkoenergijskih fotonov, ki jih zabeležimo z radijskimi teleskopi. Tako nam črta pri valovni dolžini 21 cm omogoča opazovanje območij nevtralnega vodika, tudi če je ta daleč od zvezd in zato hladen.

Rezultat ponazarja slika 11.1a, ki je karta celotnega neba v valovni dolžini tega vodikovega prehoda. Vidimo, da je večina nevtralnega vodika zbrana v pasu Rimske ceste, to je blizu ravnine diska naše Galaksije. Vseh fotonov tega prehoda ne zabeležimo natanko pri mirovni valovni dolžini prehoda, saj se nam vodikovi atomi lahko približujejo ali se od nas oddaljujejo in je opazovana valovna dolžina premaknjena zaradi Dopplerjevega pojava. Vodikov plin je hladen, torej tu ne gre za razširitev črte zaradi termičnega gibanja. Premiki so posledica skupinskega gibanja oblakov v določeni smeri. Barvno kodiranje na sliki 11.1a kaže, da ta gibanja v galaktičnem disku dosegajo radialne hitrosti do $\simeq \pm 100$ km s^{-1}. Še hitreje se oddaljuje packa desno spodaj: to je nevtralni vodik v Magellanovih oblakih. Veliki in Mali Magellanov oblak sta satelitski galaksiji naše Galaksije. Od nas se oddaljujeta s hitrostma 262 km s^{-1} (Van der Marel et al., 2002) in 146 km s^{-1} (Harris & Zaritsky, 2006). Rožnati točki levo spodaj sta Andromedina galaksija (M 31) in Galaksija v Trikotniku (M 33), ki se približujeta z radialnima hitrostma -300 km s^{-1} in -180 km s^{-1}. O hitrostnem vzorcu v disku naše Galaksije bomo govorili v razdelku 11.1.4.

11.1.2 Molekule

V medzvezdnem prostoru je največ vodika, torej pričakujemo, da so molekularni oblaki predvsem iz H_2. Ker nove zvezde nastajajo prav takih oblakih, nas prostorska porazdelitev molekul H_2 še posebej zanima. Če taka molekula absorbira ultravijolični Lymanov foton, je ena od možnosti vzbujanje rotacijskih stanj. Prehodi med temi stanji padejo v bližnje infrardeče območje, značilni so prehodi pri $\lambda = 2{,}122\,\mu$m, $\lambda = 2{,}407\,\mu$m in $\lambda = 2{,}803\,\mu$m (Black & Dalgarno, 1976). Kot smo omenili zgoraj, je Lymanovih fotonov malo, torej take prehode pričakujemo le v okolici vročih zvezd. Molekula H_2 je popolnoma simetrična, torej v odsotnosti zunanje motnje težišči pozitivnega in negativnega naboja sovpadata. Rečemo tudi, da nima stalnega električnega dipolnega momenta. Tudi vibracijske prehode in rotacijske prehode višjih redov je težko vzbuditi (Bolatto et al., 2013), zato emisije svetlobe iz hladnih oblakov H_2 ni mogoče zaznati.

Namesto H_2 zato opazujemo kakšno drugo molekulo, ki je v vesolju pogosta in ima dipolni moment različen od nič. Najboljša je molekula ogljikovega monoksida (CO). Je pogosta, saj jo sestavljata tretji (O) in četrti (C) najpogostejši element v Soncu in tudi v vesolju (slika 4.7). Obenem rotacijskih prehodov te molekule ni težko vzbuditi celo v hladnih oblakih (Bolatto et al., 2013). Tudi naša atmosfera je pri valovni dolžini $\lambda = 2{,}6$ mm prehoda $J = 1 \to 0$ dokaj prozorna. Tako iz opazovanj CO sklepamo na pogostost molekule H_2. Tu predpostavimo, da sta molekuli dobro premešani, tako da iz moči CO črte lahko sklepamo na ploskovno gostoto molekul H_2 vzdolž smeri našega pogleda. Ploskovna številska gostota σ_P je integral običajne, prostorske številske gostote n po razdalji z:

$$\sigma_P = \int_0^\infty n\,dz \tag{11.4}$$

in jo merimo v enotah m^{-2}. Bolatto et al. (2013) podaja preprosto linearno zvezo, ki nam iz moči CO črte da ploskovno gostoto H_2 na približno 30% natančno. V posebej gostih okoljih, kjer je prisotnega tudi veliko prahu (poglavje 11.2.2), so napake večje.

Slika 11.1b kaže, da je karta razporeditve ogljikovega monoksida in s tem molekule H_2 podobna karti atomarnega vodika. V obeh primerih večina emisije prihaja iz neposredne bližine galaktične ravnine. Pri karti CO tudi vidimo, da je večina sevanja v disku v smereh manj kot 60° od smeri proti središču Galaksije. Torej je večina molekul CO, s tem pa tudi H_2 in s tem območij nastajanja novih zvezd bližje središču Galaksije, kot je naše Sonce. Ob sevanju galaktičnega diska opazimo tudi emisije do $\simeq 30°$ od galaktične ravnine. Podobno kot na karti 11.1a sta tudi tu opazna Magellanova oblaka. Za druga območja zunaj ravnine pa se izkaže, da gre za lokalni plin, ki je večinoma na razdaljah manjših od 500 pc (Chen et al., 2020b, tabela 2). Desno pod ravnino vidimo aktivno območje nastajanja novih zvezd v ozvezdju Orion, levo zgoraj tisto v Kefeju, medtem ko je pod ravnino na skrajni levi meglica Kalifornija.

V medzvezdnem prostoru so doslej zaznali veliko vrst molekul, predvsem spojin vodika, kisika, ogljika in dušika. Med njimi je 43 dvoatomskih, 44 triatomskih, 30 4-atomskih in 20 5-atomskih. Med bolj zapletenimi je recimo etanol (CH_3CH_2OH), ocetna kislina (CH_3COOH) in fuleren (C_{60}).

11.1.3 Ionizirani vodik

V bližini virov ultravijolične svetlobe je znaten del medzvezdnega vodika v ioniziranem stanju. Če se stopnja ionizacije ne spreminja s časom, vlada ravnovesje med ionizacijo in rekombinacijo:

$$\mathrm{H} \longleftrightarrow \mathrm{p} + \mathrm{e}^- \tag{11.5}$$

Število rekombinacij, to je srečanj protona in elektrona, je sorazmerno s številom prisotnih protonov in elektronov. Tako je število rekombinacij na sekundo in na enoto prostornine sorazmerno z gostoto elektronov in z gostoto protonov, saj povečanje ene ali druge gostote ustrezno poveča hitrost tvorjenja nevtralnega vodika. Povedano zapišemo kot

$$\frac{dN_r}{dt\,dV} = \alpha_r\, n_e\, n_p = \alpha_r\, n_p^2 \simeq \alpha_r\, n_H^2 \tag{11.6}$$

Tu je α_r sorazmernostni koeficient, ki je enak[107] $\alpha_r \simeq 2{,}6 \cdot 10^{-19}$ m^3 s^{-1}. V računu smo upoštevali, da sta zaradi električne nevtralnosti plina števili protonov in elektronov enaki. Na koncu smo privzeli, da je vodik večinsko v ioniziranem stanju, torej je gostota ioniziranih vodikovih atomov oziroma protonov približno enaka gostoti vseh vodikovih atomov.

Ravnovesje pomeni, da je število rekombinacij na sekundo v določeni prostornini enako številu ionizacij na sekundo v isti prostornini. Slednje je enako številu $Q_{>13.6\,eV}$ ultravijoličnih fotonov z energijo nad 13,6 eV, ki jih v sekundi izseva zvezda, ki ionizira okolni vodik. Tu smo privzeli, da je oblak vodika dovolj razsežen, da ti fotoni ne uspejo uiti iz oblaka. V ravnovesju je $\frac{dN_r}{dt} = Q$. Če ionizirana prostornina sega do razdalje R_{Str} od zvezde, je

$$R_{Str} = \left(\frac{3\,Q_{>13,6\,eV}}{4\pi\,\alpha_r n_H^2}\right)^{\frac{1}{3}} = 1{,}08\,\mathrm{pc}\,\left(\frac{Q_{>13,6\,eV}}{4\cdot 10^{49}\,\mathrm{s}^{-1}}\right)^{\frac{1}{3}}\left(\frac{n_H}{10^9\,\mathrm{m}^{-3}}\right)^{-\frac{2}{3}} \tag{11.7}$$

Razdaljo R_{Str} v čast danskemu astronomu Bengtu Strömgrenu imenujemo tudi Strömgrenov polmer (angl. Strömgren radius). Pri številski oceni smo upoštevali, da je številska gostota vodika v oblakih ioniziranega vodika med 10^8 in 10^{10} m^{-3} (tabela 11.1) in da ima orjakinja tipa O6 (stran 256), ki ima efektivno temperaturo 42.600 K in maso 57 M$_\odot$, vrednost $Q_{>13,6\,eV} = 4 \cdot 10^{49}$ s^{-1} (Sternberg et al., 2003).

Velikost Strömgrenove krogle je močno odvisna od temperature zvezde. Za zvezdo z efektivno temperaturo 30.000 K je $Q_{>13,6\,eV} = 5 \cdot 10^{47}$ s^{-1}, torej je velikost krogle 4-krat manjša. Po drugi strani pa ima orjakinja s temperaturo 51.000 K in maso 100 M$_\odot$ $Q_{>13,6\,eV} = 10^{50}$ s^{-1} in zato za tretjino večji Strömgrenov polmer. Za dvojno velikost polmera bi morali imeti namesto ene skupino osmih vročih zvezd. Taki skupini vročih, svetlih in masivnih zvezd rečemo skupina zvezd tipa OB (angl. OB star association).

Pomembna lastnost območij ioniziranega vodika je, da obdajajo masivne in zato mlade zvezde, katerih starost ne presega 10 milijonov let (slika 8.4b). To je mnogo manj od starosti večine zvezd, torej območja ioniziranega vodika kažejo, kje ravnokar nastajajo masivne zvezde. Obenem so to tudi najsvetlejši izvori v srednjih infrardečih valovnih dolžinah v Rimski cesti (slika 11.1d) in jih lahko opazujemo skozi vso Galaksijo. S satelitom WISE so tako v naši Galaksiji odkrili 8000 območij ioniziranega vodika (Anderson et al., 2014). S slike 11.2 razberemo, da so ta območja zbrana blizu galaktične ravnine in da je mediana njihovih polmerov 1 pc, kar se sklada z enačbo 11.7. Oddaljenosti od Sonca so večinoma med 3 in 13 kpc. Če to primerjamo z oddaljenostjo središča naše Galaksije, ki je enaka 8 kpc, ugotovimo, da porazdelitev oddaljenosti kaže na simetrično razporeditev območij ioniziranega vodika okoli galaktičnega središča. Posredno to tudi potrjuje, da je satelit WISE lahko opazil območja ioniziranega vodika po vsej Galaksiji.

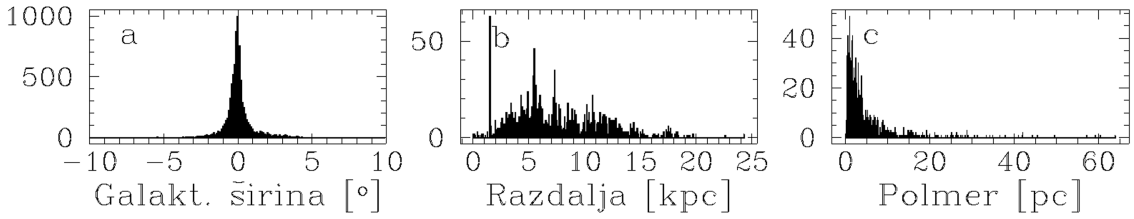
Nekatera območja ioniziranega vodika so izjemno velika. Slika 11.3 in tabela 11.2 označujeta položaje največjih, ki imajo na nebu polmer večji od 4°, njihova dejanska velikost pa je lahko večja od 100 pc. Tako velika so zaradi dveh razlogov. Kot prvo je določeno veliko območje lahko skupek več območij, torej ga osvetljuje veliko število vročih zvezd. Kot drugo pa je gostota snovi v teh območjih praviloma precej manjša od 10^9 m^{-3}, kar močno poveča Strömgrenov polmer (enačba

[107] http://www.tapir.caltech.edu/~chirata/ay102/Photoionized.pdf. Vrednost upošteva le rekombinacije v vzbujena stanja vodikovega atoma, saj prehodi v osnovno stanje sprostijo foton z energijo, ki omogoča nadaljnjo ionizacijo. Prehodi v višja vzbujena stanja tudi pomenijo, da tak atom pri prehodu v prvo vzbujeno stanje izseva Balmerjev foton, ki ga opazimo.

Tabela 11.2: Območja ioniziranega vodika z največjimi kotnimi velikostmi. Zaporedni številki sledi ime in približne vrednosti galaktičnih koordinat središča, kotnega polmera, oddaljenosti in polmera. Podatke smo zbrali z iskanjem po ADSu (https://ui.adsabs.harvard.edu).

Št.	Ime	l [°]	b [°]	ϑ [°]	d [pc]	r [pc]	Št.	Ime	l [°]	b [°]	ϑ [°]	d [pc]	r [pc]
1	Sh 2-27	5.8	23.7	5.0	180	16	6	Eri-Ori Bubble	196.7	-21.2	31.2	400	240
2	Sh 2-109	79.5	0.2	9.0	1400	220	7	Sh 2-276	206.7	-20.5	10.0	350	60
3	Siv 3	144.8	13.7	4.0	1900	130	8	Gum 12a	258.3	-7.2	10.0	340	60
4	Siv 4	160.0	-14.5	5.1	380	34	9	Gum nebula	260.3	-1.4	19.4	450	160
5	Sh 2-245	186.4	-34.3	6.0	210	22	10	Siv 10	350.5	24.2	6.5	170	19

11.7). Nizka gostota je posledica razširjajočih se ostankov supernov, ki so odrinile snov v okolnem medzvezdnem prostoru. Tanke ovojnice preostankov supernov na območjih, kjer je naš pogled blizu tangentnemu, vidimo kot filamente, ki sevajo v Balmerjevi črti Hα. Primer je Tančica v Labodu (angl. Cygnus loop). To je ostanek supernove, ki ima polmer ~ 18 pc in je od nas oddaljen $\simeq 725$ pc (Fesen et al., 2021). Bolj ekstremni sta območji „super-mehurčkov" in preteklih eksplozij supernov v smeri ozvezdij Laboda (Sh 2-109, Uyanıker et al., 2001) in Oriona (Eri-Ori Bubble, Ochsendorf et al., 2015), s polmerom $\gtrsim 200$ pc.



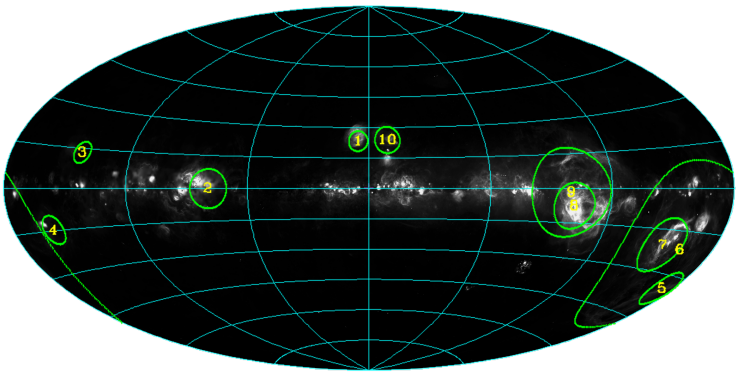
Slika 11.2: Lastnosti območij ioniziranega vodika v infrardečem pregledu neba s satelitom WISE (slika 11.1d). (a) lega glede na ravnino Galaksije, (b) oddaljenost od Sonca, (c) polmer območja. Aktivno območje v Labodu ($l \simeq 80^o$, $b \simeq 0^o$) na razdalji ≈ 1400 pc vsebuje 9 skupin zvezd tipa OB (Uyanıker et al., 2001), ki jih obdaja $\simeq 60$ območij ioniziranega vodika vidnih kot maksimum na histogramu b. Uporabili smo rezultate Anderson et al. (2014).

Vodik ne seva le črt ob prehodu v prvo vzbujeno stanje (Balmerjeva serija v vidni svetlobi, $n = 2$) ali v drugo vzbujeno stanje (Paschenova serija v bližnji infrardeči svetlobi, $n = 3$, glej poglavje 7.2). Prehodi v višja vzbujena stanja zaradi vedno manjših razlik med energijskimi nivoji (enačba 7.2) sevajo fotone daljših, to je infrardečih ali radijskih valovnih dolžin. Slednje pomenijo, da gre za prehod v eksotično visoko kvantno število n. Opazujejo prehode v stanja z n med 56 in 253 (Dupree & Goldberg, 1970). Črta z oznako H110α je tako prehod med $n = 111$ in $n = 110$, pri katerem se izseva foton z energijo $\Delta E = 2{,}016 \cdot 10^{-5}$ eV, ki ima frekvenco 4874 MHz in valovno dolžino $\lambda = 6{,}15$ cm. Torej je to radijski foton, ki brez težav prodre skozi Zemljino atmosfero in ga zato lahko zabeležimo z radijskimi teleskopi. Tako nam radijska opazovanja omogočajo natančne meritve radialne hitrosti oblakov ioniziranega vodika.

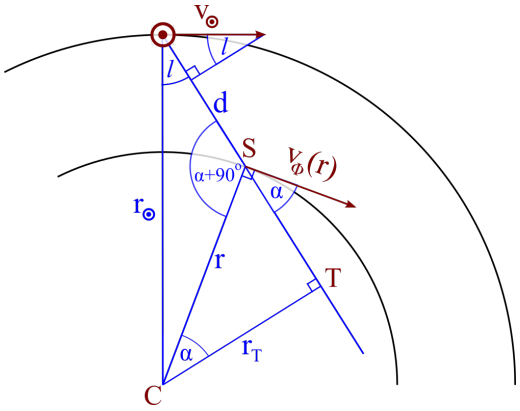
11.1.4 Porazdelitev v prostoru in slika gibanja

Emisijske črte atomov in molekul imajo poznane intrinzične valovne dolžine λ_o. Prehodi nam z uporabo Dopplerjevega pojava (enačba 2.58) omogočajo meritev radialne hitrosti približevanja oziroma oddaljevanja plinskih in molekularnih oblakov. Prečne komponente hitrosti ne poznamo, prav tako ne vemo oddaljenosti emisijskega območja. V primeru oblakov, v katerih nastajajo nove zvezde, lahko predpostavimo, da so oblaki na enakih razdaljah kot zvezde in imajo tudi enako prečno gibanje. Tako so Großschedl et al. (2021) iz paralaks in lastnih gibanj mladih zvezd v Orionovem območju nastajanja novih zvezd rekonstruirali 3-dimenzionalno dinamiko tega območja.

Pri večini oblakov medzvezdnega plina ne moremo domnevati o zvezdah, ki naj bi bile v njihovi notranjosti in naj bi delile tudi enako prečno gibanje. Do prostorske umestitve in gibanja torej želimo priti le na osnovi meritve radialne hitrosti. Predpostavimo, da se plinski oblaki okoli Galaktičnega središča gibljejo na enak način kot zvezde. Taka predpostavka je večinoma upravičena, saj so plinski medzvezdni oblaki zbrani blizu Galaktične ravnine (slika 11.1), zvezde in plin v tem



Slika 11.3: Vsenebna karta emisij v Balmerjevi črti Hα (Finkbeiner, 2003) z identifikacijo emisijskih območij ioniziranega vodika s polmerom večjim od 4°. Številke na sredini ustrezajo vrsticam v tabeli 11.2, zeleni rob pa označuje polmer območja. Karta je v galaktičnih koordinatah in v Aitoffovi projekciji.



Slika 11.4: K izpeljavi radialne hitrosti svetila v točki S glede na Sonce (⊙). Privzamemo, da se svetilo in Sonce gibljeta po krožnih tirih s polmeroma r in $r_\odot$ okoli središča Galaksije (C), njuni hitrosti kroženja pa sta enaki $v_\Phi(r)$ in $v_\odot$. Opazujemo v smeri galaktične dolžine l, svetilo je na razdalji d, točka T pa je tangencialna točka, kjer je naš pogled najbližje središču Galaksije. Oddaljenost Sonca od središča Galaksije je $r_\odot = 8{,}12 \pm 0{,}03$ kpc, hitrost kroženja na Sončevi razdalji pa je enaka $v_\odot = 229 \pm 0{,}2$ km s^{-1} (Eilers et al., 2019).

območju pa oblikujejo tanek okrogel disk. Ker je tudi Sonce del tega diska, je pas Rimske ceste disk, projeciran na ravnino neba. Ta disk se vrti, saj bi sicer zaradi medsebojnega gravitacijskega privlaka snovi v njem padel skupaj. Gibanja so približno krožna, torej je radialni pospešek v_Φ^2/r enak gravitacijskemu $GM_r(r)/r^2$ in zato

$$v_\Phi(r) = \sqrt{\frac{GM_r(r)}{r}}, \tag{11.8}$$

kjer je $v_\Phi(r)$ krožilna hitrost, r razdalja od središča in $M_r(r)$ masa znotraj polmera r. Zvezde v disku so na medsebojnih razdaljah, ki so mnogo večje od njihove velikosti. Torej so bližnja srečanja med njimi redka, posledično pa se lahko okoli središča gibljejo v različnih ravninah in morda njihove tirnice tudi niso krožne. S plinom je drugače. Kljub nizkim gostotam (tabela 11.1), so razdalje med delci v plinu manjše. Ustrezna prosta pot delcev v plinu je sicer velika (enačba 11.1), vendar mnogo manjša od obsega enega kroga okoli središča. Gibanja delcev v plinu se torej z medsebojnimi sipanji izpovprečijo v srednje krožno gibanje mnogo natančneje, kot to velja za zvezde.

Za plinski oblak poznamo njegovo radialno hitrost RV in smer, v kateri ga opazujemo. Za oblak v disku slednjo opišemo z galaktično dolžino l (enačba 3.18), ki je enaka nič za smer proti središču Galaksije, 90° za smer, v kateri s Soncem krožimo okoli središča Galaksije, 180° za pogled navzven in 270° za smer, iz katere prihajamo.

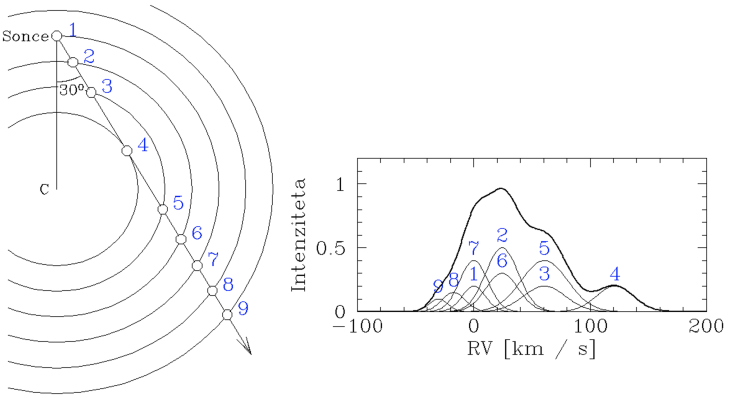
S skice 11.4 razberemo, da je radialna hitrost oblaka enaka

$$RV = v_\Phi(r)\cos\alpha - v_\odot \sin l \tag{11.9}$$

S sinusnim izrekom $\frac{\sin(\alpha+90^\circ)}{\sin l} = \frac{r_\odot}{r}$ ugotovimo, da je $\cos\alpha = \frac{r_\odot}{r}\sin l$ in zato

$$RV = \sin l \left(v_\Phi(r)\frac{r_\odot}{r} - v_\odot \right) \tag{11.10}$$

Hitrost kroženja $v_\Phi(r)$ v Galaksiji se počasi spreminja z razdaljo r od središča, zato je razmerje $\frac{v_\Phi(r)}{r}$ največje pri najmanjši razdalji r. Torej so radialne hitrosti oblakov v dani smeri l različne, največja pa je hitrost oblaka, ki je najbližje središču Galaksije. Na skici 11.4 je tak oblak blizu



Slika 11.5: Oblika profila emisijske črte, h kateri prispeva 9 oblakov medzvezdnega plina vzdolž smeri $l = 30^{\circ}$. Debelejša črta je opazovan profil emisijske črte, ki doseže maksimalno radialno hitrost (RV) za oblak 4, ki je najbližji središču Galaksije (C). Številke označujejo prispevke posameznih oblakov. Privzeli smo, da je krožilna hitrost podana z enačbo 11.11.

tangencialne točke T. Največja radialna hitrost torej ustreza oblaku, ki je na razdalji $r_T = r_\odot \sin l$ od središča in tako velja $v_\Phi(r_T) = RV_T + v_\odot \sin l$. Z opazovanjem v različnih smereh lahko preko maksimalnih radialnih hitrosti razberemo hitrosti kroženja v_Φ na različnih oddaljenostih r. Za $r > 5$ kpc se krožilna hitrost v galaktičnem disku v_Φ počasi spreminja z razdaljo od središča Galaksije:

$$v_\Phi(r) = (229{,}0 \pm 0{,}2)\,\mathrm{km\,s^{-1}} - (1{,}7 \pm 0{,}1)\,\mathrm{km\,s^{-1}\,kpc^{-1}} \cdot (r - r_\odot), \tag{11.11}$$

kjer je Sonce na razdalji $r_\odot = (8.12 \pm 0{,}03)$ kpc od središča Galaksije (Eilers et al., 2019).

Naš cilj je, da iz meritve radialne hitrosti ugotovimo, kako daleč je oblak medzvezdnega plina. Najprej izračunamo razdaljo r oblaka od Galaktičnega središča, tako da ugotovimo, pri katerem r je izpolnjena enačba

$$\frac{v_\Phi(r)}{r} = \frac{RV}{r_\odot \sin l} + \frac{v_\odot}{r_\odot} \tag{11.12}$$

Nato si pomagamo s kosinusnim izrekom $r^2 = r_\odot^2 + d^2 - 2r_\odot d \cos l$, ki nam da

$$d^2 - 2r_\odot d \cos l + r_\odot^2 - r^2 = 0$$

z rešitvijo

$$d = \begin{cases} r_\odot \left(\cos l \pm \sqrt{\frac{r^2}{r_\odot^2} - \sin^2 l} \right) & \text{, če } r \le r_\odot \\ r_\odot \left(\cos l + \sqrt{\frac{r^2}{r_\odot^2} - \sin^2 l} \right) & \text{, če } r > r_\odot \end{cases} \tag{11.13}$$

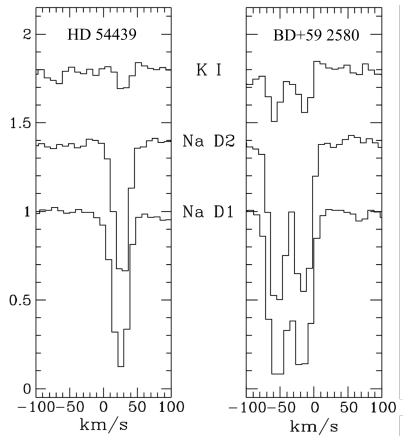
V prvem primeru sta rešitvi dve, ena bližje in ena dlje od tangentne točke T (sliki 11.4 in 11.5). Tako dobljeni rezultat imenujemo kinematična razdalja (angl. kinematic distance). Kot smo poudarili, smo privzeli krožno gibanje, obenem pa je za oblake, ki so bližje središču Galaksije kot mi, včasih nejasno, katero od obeh rešitev moramo izbrati. Ker sta dobljeni razdalji različni, si včasih lahko pomagamo z navideznim sijem ali s primerjavo s pogledi v bližnjih smereh l.

11.2 Medzvezdna absorpcija

11.2.1 Absorpcija v plinu

Večina snovi v medzvezdnem prostoru je v atomarnih ali molekularnih oblakih vodika, ki so hladnejših od 300 K (tabela 11.1). Torej svetlobo absorbirajo atomi kemičnih elementov, ki so v osnovnem stanju. Ustrezni primanjkljaj svetlobe v spektru zvezde, ki leži za oblakom, imenujemo resonančna črta (angl. resonance line).

Večina pogostih atomov in ionov ima energijo prvega vzbujenega stanja elektrona, ki je več kot $\Delta E = 4$ eV nad osnovnim stanjem, kar ustreza absorpciji fotona z valovno dolžino krajšo od $\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = 310$ nm. Zato leži večina absorpcijskih črt atomov medzvezdnega prostora v ultravijoličnem območju. Morton (2003) za prvih 31 elementov periodne tabele našteva 428 multipletov absorpcijskih črt z valovnimi dolžinami $90{,}9\,\mathrm{nm} < \lambda < 310\,\mathrm{nm}$ in 66 multipletov črt z valovnimi dolžinami $310\,\mathrm{nm} < \lambda < 770\,\mathrm{nm}$. V ultravijoličnem območju je del teh črt z $\lambda > 115$ nm opazoval satelit Mednarodni ultravijolični raziskovalec (angl. International Ultraviolet Explorer), ki je



Slika 11.6: Medzvezdne absorpcijske črte natrija (Na I, $\lambda = 588{,}9$ nm in $\lambda = 589{,}6$ nm) in kalija (K I, $\lambda = 769{,}9$ nm) v spektrih dveh zvezd. Spektri so normalizirani in zaradi preglednosti navpično zamaknjeni. Na vodoravni osi je vrednost heliocentrične radialne hitrosti. V smeri zvezde HD 54439 vidimo enojne črte, medtem ko komponenti v absorpcijah proti zvezdi BD+58 2580 izvirata iz dveh medzvezdnih oblakov, ki imata različni radialni hitrosti. Širina črt odraža zmerno resolucijsko moč uporabljenega instrumenta (stopničasti spektrograf z $R \simeq 16500$, enačba 2.52). Dejansko so absorpcije precej ožje. Zvezda HD 54439 je na razdalji 1030 ± 40 pc v smeri $l = 225{,}4^{\mathrm{o}}$, $b = -1{,}7^{\mathrm{o}}$, zvezda BD+58 2580 pa na razdalji 2880 ± 90 pc v smeri $l = 111{,}5^{\mathrm{o}}$, $b = -1{,}9^{\mathrm{o}}$. Prirejeno po Munari & Zwitter (1997).

ultravijolično vesolje opazoval med leti 1978 in 1996[108]. V vidni svetlobi so pomembne zlasti absorpcijske črte Li I (670,8 nm), Na I (588,9 in 589,6 nm), K I (766,4 in 769,9 nm), Ca I (422,7 nm), Ca II (393,4 in 396,8 nm) , Ti II (334,9 – 340,9 nm) in Fe I (več šibkih črt med 314 in 525,5 nm). Težava litija je, da ga je v vesolju zelo malo (slika 4.7), zelo šibka je tudi absorpcija nevtralnega kalcija (Welty et al., 2003), medtem ko sta črti ioniziranega kalcija in titana v modrem delu spektra, v katerem zvezde zmernih temperatur sevajo manj svetlobe. Tako so v vidni svetlobi najlažje opazljive absorpcije natrija in kalija. Pri slednjem navadno analiziramo le črto z valovno dolžino 769,9 nm, saj črta pri 766,4 nm pade v območje močnih absorpcij molekularnega kisika (O_2) v Zemljini atmosferi (absorpcijam med 759 in 768 nm pravimo tudi atmosferski absorpcijski pas A, angl. atmospheric absorption A band). Primera medzvezdnih absorpcij natrija in kalija sta na sliki 11.6.

Medzvezdni oblaki so hladni, zato medzvezdne absorpcijske črte niso razširjene zaradi termičnega gibanja plina (enačba 2.65). Tako lahko že po širini absorpcijske črte ločimo absorpcijo natrija v vroči zvezdni atmosferi od absorpcije, ki se je zgodila v medzvezdnem plinu na poti svetlobe proti Zemlji. Kje točno je prišlo do absorpcije, ne vemo. Lahko si pomagamo z opaženo radialno hitrostjo in posledično s kinematično razdaljo (enačba 11.13), ki privzame krožno gibanje okoli središča Galaksije. Vseeno je situacija boljša kot pri emisijskih črtah. Tu namreč zanesljivo vemo, da je do absorpcije prišlo med zvezdo in nami. S paralakso zvezde torej lahko postavimo zgornjo mejo za oddaljenost medzvezdnega oblaka. Naredimo pa lahko še več: če opazujemo medzvezdne absorpcijske črte v spektrih veliko zvezd, ki so v podobnih smereh na nebu vendar na različnih razdaljah, lahko opazujemo, kako absorpcija raste z razdaljo in tako prostorsko lociramo posamezne oblake. Če je njihova radialna hitrost različna, tako kot pri zvezdi BD+58 2580 na sliki 11.6, lahko oblake ločimo tudi na ta način.

Radialne hitrosti absorpcij na sliki 11.6 lahko uporabimo kot primer izračuna kinematične razdalje (enačba 11.13). Kot prvo moramo upoštevati, da so radialne hitrosti na sliki heliocentrične (RV_{helio}), torej merjene glede na težišče Osončja. Vendar se naše Sonce okoli središča Galaksije ne giblje povsem po krožnem tiru, ampak ima vektor njegove hitrosti glede na krožno gibanje komponente (Eilers et al., 2019, glej tudi sliko 11.9)

$$\vec{v}_{\mathrm{helio}} - \vec{v}_{\mathrm{krog}} = (U_\odot, V_\odot, W_\odot)\,\mathrm{km\,s^{-1}} = \left(+11{,}1\,\mathrm{km\,s^{-1}}, +16{,}8\,\mathrm{km\,s^{-1}}, +7{,}8\,\mathrm{km\,s^{-1}}\right) \tag{11.14}$$

Tu so kartezične komponente hitrosti $U_\odot$ v smeri središča Galaksije ($l = 0^{\mathrm{o}}$, $b = 0^{\mathrm{o}}$), $V_\odot$ v smeri galaktične rotacije ($l = 90^{\mathrm{o}}$, $b = 0^{\mathrm{o}}$) in $W_\odot$ v smeri severnega galaktičnega pola ($b = 90^{\mathrm{o}}$). Negotovost posameznih vrednosti je ± 1 km s^{-1} (McMillan, 2017). Radialna hitrost merjena glede na krožni tir okoli Galaksije je torej enaka

$$RV_{LSR} = RV_{\mathrm{helio}} + U_\odot \cos l \cos b + V_\odot \sin l \cos b + W_\odot \sin b \tag{11.15}$$

Ker krožni tir okoli Galaksije predstavlja smiselno povprečje gibanj vseh zvezd v lokalni okolici, predstavlja lokalni standard mirovanja (angl. local standard of rest), hitrosti v tem sistemu pa dodamo indeks LSR.

[108] Satelit IUE se ni pokvaril, ampak so ga 30. 9. 1996 izklopili, saj so agencije za financiranje raziskav (NASA in ESA) menile, da ob Hubblovem vesoljskem teleskopu ni več potreben. Žal HST v ultravijoličnem ni izpolnil pričakovanj. Tako je odločitev za odklop satelita IUE v astronomski srenji še vedno poznana kot umor (murder).

Tabela 11.3: Izračun kinematične razdalje oblakov medzvezdnega natrija in kalija v smereh zvezd HD 54439 in BD+58 2580. Imenu, galaktični dolžini in širini sledi razdalja do zvezde, izmerjena s trigonometrično paralakso (Gaia Collaboration et al., 2021a). RV_{helio} je heliocentrična radialna hitrost oblaka in RV_{LSR} njegova radialna hitrost glede na krožni tir okoli Galaksije. Zadnja dva stolpca podajata ocenjeno kinematično razdaljo oblaka od središča Galaksije in od Sonca.

Zvezda	l [km s$^{\mathrm{o}}$]	b [$^{\mathrm{o}}$]	d_* [kpc]	RV_{helio} [km s^{-1}]	RV_{LSR} [km s^{-1}]	r [kpc]	d [kpc]
HD 54439	225,4	−1,7	$1{,}03 \pm 0{,}04$	26 ± 2	7 ± 3	$8{,}5 \pm 0{,}2$	$0{,}5 \pm 0{,}2$
BD+58 2580	111,5	-1,9	$2{,}88 \pm 0{,}09$	-53 ± 2	-41 ± 3	$9{,}9 \pm 0{,}2$	$3{,}4 \pm 0{,}3$
BD+58 2580	111,5	-1,9	$2{,}88 \pm 0{,}09$	-16 ± 2	-4 ± 3	$8{,}3 \pm 0{,}1$	$0{,}3 \pm 0{,}3$

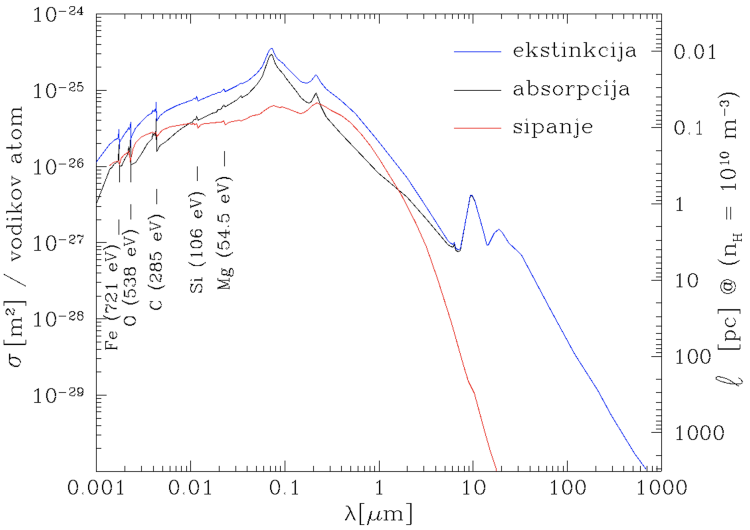
Izračuni kinematičnih razdalj za oblake natrija in kalija v smereh zvezd HD 54439 in BD+58 2580 z enačbami 11.11 do 11.15 so v tabeli 11.3. Kinematično oddaljenost oblaka od Sonca (d) moramo primerjati z njeno največjo možno vrednostjo, to je z oddaljenostjo zvezde (d_*). Vidimo, da je medzvezdni oblak v smeri zvezde HD 54439 približno na pol poti do zvezde. V smeri zvezde BD+58 2580 sta oblaka dva. Oblak z $RV_{\mathrm{helio}} = -16$ km s^{-1} je v bližini Sonca, medtem ko je kinematična razdalja oblaka z $RV_{\mathrm{helio}} = -53$ km s^{-1} celo večja od oddaljenosti same zvezde. Slednje seveda ne more biti res. Kot vidimo, se vrednosti razlikujeta za manj kot 2σ, torej je neujemanje deloma posledica napak meritev, ob tem pa bi bilo treba upoštevati tudi možne sistematične napake vrednosti $r_\odot$, $v_\odot$, $U_\odot$, $V_\odot$ in $W_\odot$, ki so približno ±2% (Eilers et al., 2019). Vseeno lahko trdimo, da se nahaja medzvezdni oblak z $RV_{\mathrm{helio}} = -53$ km s^{-1} blizu zvezde BD+58 2580. Kot bomo razložili v poglavju 14, se gostota snovi v disku ne spreminja le z razdaljo r, ampak tudi po azimutu. Večina plina je zbrana v spiralnih rokavih, v katerih se snov ne giblje povsem krožno. To je dodatna sistematična napaka, ki lahko razloži preveliko kinematično razdaljo omenjenega oblaka v smeri zvezde BD+58 2580.

Če do absorpcije pride v plinu v neposredni okolici vročih zvezd, je ta plin lahko vroč in zato vodik absorbira Balmerjeve fotone. Vseeno je gostota delcev v okolnem plinu bistveno nižja kot bližje zvezdi. Nižja gostota pomeni manj bližnjih srečanj in zato manj razširitve črt, do katere pride zaradi zmotenih energijskih nivojev ob medsebojnih bližnjih srečanjih vodikovih atomov. Absorpcijska črta iz okolnega plina je precej ožja od tiste, ki izvira iz območja neposredno ob zvezdi. Plin blizu zvezde pogosto tudi hitro kroži okoli zvezde. Emisijska črta Balmerjeve serije vodika iz plasti ob zvezdi je zato močno razširjena, nanjo pa je na sredi naložena ozka absorpcija redkejšega okolnega plina. Pojavu rečemo lastna absorpcija (angl. self-absorption). Kombinacija emisije in absorpcije je lahko vzrok za zelo raznovrstne profile spektralnih črt. Pregled možnosti najdemo v Traven et al. (2015).

Medzvezdni plin je pogosto dobro pomešan z medzvezdnim prahom, o katerem bomo govorili v naslednjem razdelku. Tako lahko po moči absorpcijskih črt medzvezdnega natrija ali kalija sklepamo o količini prahu med zvezdo in nami in posledično, koliko temnejša je videti zvezda zaradi absorpcije v prahu. Tako sklepanje je pomembno pri neobičajnih objektih, kot so eksplozije supernov. Ker se te zgodijo v drugih galaksijah, pogosto vidimo absorpcijo natrija v naši Galaksiji, zraven pa pri drugačni radialni hitrosti še ustrezno absorpcijo, ki se je zgodila v galaksiji, v kateri je eksplodirala supernova (primer je eksplozija SN2004et v galaksiji NGC 6946, Zwitter et al., 2004). Tako vemo, da res opazujemo izbruh v drugi galaksiji, izmerimo tudi hitrost oddaljevanja te galaksije in sklepamo na delež ekstinkcije svetlobe supernove v medzvezdnem prahu.

11.2.2 Ekstinkcija svetlobe v prahu

Zvezde so pogosto videti temnejše, kot bi pričakovali glede na njihove lastnosti in oddaljenost. Vzrok je medzvezdni prostor, ki ni povsem prozoren. Tu ne govorimo o primanjkljaju svetlobe posameznih valovnih dolžin in s tem o absorpcijskih črtah atomov ali molekul, ampak o neprozornosti za širok nabor valovnih dolžin. Efekt je najizrazitejši za ultravijolične in modre, manj pa za rdeče in sploh za infrardeče valovne dolžine. Ker v vidni svetlobi v primeru močne ekstinkcije preostanejo večinoma le rdeče valovne dolžine, pojav imenujemo pordečitev (angl. reddening). Podoben pojav opazujemo tudi pri zahajajočem Soncu. O številski opredelitvi pojava smo govorili na strani 52.



Slika 11.7: Neprozornost prašnih zrn v odvisnosti od valovne dolžine svetlobe za procese ekstinkcije, absorpcije in sipanja, izražena kot sipalni presek na en vodikov atom v mešanici prahu in vodikovega plina. Na desni je označena prosta pot svetlobe skozi oblak prahu in plina v parsekih, če je gostota vodikovih atomov 10^{10} m^{-3}. Označeni so tudi absorpcijski robovi posameznih elementov in njihove energije. Prilagojeno po Draine (2003).

Ekstinkcijo v medzvezdnem prostoru je utemeljil Robert Julius Trumpler (1930). Opazoval je lastnosti razsutih zvezdnih kopic. Kopice je najprej razdelil na ducat kategorij glede na izraženost osrednje zgostitve zvezd, razpon navideznih sijev zvezd znotraj kopice in na število zvezd, ki so verjetne članice skupine. Nato je izseve zvezd, določene iz spektralnega tipa, primerjal z navideznimi magnitudami in tako izračunal oddaljenost kopice. Končno je iz opazovanega kotnega premera izračunal fizično velikost vsake kopice in ustrezno povprečno velikost za posamezno kategorijo. Sedaj je lahko o razdalji kopice sodil še na en način in sicer iz njenega opazovanega premera, ki ga je primerjal s povprečno velikostjo kopic v njeni kategoriji. Ugotovil je zanimiv trend. Če je uskladil obe oceni razdalje za bližnje kopice, je bila za bolj oddaljene kopice razdalja določena po izsevu vedno večja od tiste, ocenjene po kotni velikosti. Razlagi sta bili lahko dve: ali se velikost kopic sistematično veča z oddaljenostjo od Sonca, ali pa so bolj oddaljene zvezde videti temnejše zaradi dodatne ekstinkcije v medzvezdnem prostoru. Prva razlaga se je zdela neverjetna, saj bi se morale lastnosti kopic v vseh smereh od Sonca sistematično spreminjati z razdaljo. To bi pomenilo, da je položaj Sonca med zvezdami nekaj posebnega, obenem pa bi moral biti trend znaten – bolj oddaljene kopice bi morale glede na bližnje imeti dvojno velikost. Tako je preostala druga razlaga, ki jo je že Trumpler podprl z opažanjem, da se zahtevan delež svetlobe, absorbirane v medzvezdnem prostoru, za krajše valovne dolžine poveča.

Slika 11.7 kaže presek σ za ekstinkcijo (modra krivulja) v odvisnosti od valovne dolžine. Vrednost preseka je normalizirana na en vodikov atom. Tu predpostavljamo, da je medzvezdni prostor dobro premešan, tako da je delež vodikovih atomov stalen. Čeprav vodikovi atomi ne povzročajo ekstinkcije, so smiselni za podajanje velikosti preseka, saj nevtralni in molekularni vodik predstavljata približno polovico vse mase v medzvezdnem prostoru. Na desni strani slike 11.7 smo dodali prosto pot $\ell = \frac{1}{n_H \sigma}$ ob predpostavki, da je številska gostota vodikovih atomov enaka $n_H = 10^{10}$ m^{-3}. Tabela 11.2 pove, da je to tipična gostota za oblake molekularnega vodika, ki pa so lahko tudi stokrat redkejši ali gostejši. Ustrezno se spreminja tudi izračunana prosta pot. Ob predpostavljeni gostoti vidimo, da ima vidna svetloba težave s prečenjem oblakov, ki so večji od desetinke parseka.

Ekstinkcija je prisotna zlasti za smeri blizu galaktične ravnine, medtem ko zvezde, galaksije ali npr. kroglaste zvezdne kopice, ki so na precejšnjih galaktičnih širinah, opazujemo neovirano. Medzvezdna ekstinkcija v vidni svetlobi je na sliki 11.1f vidna kot temen pas ob galaktični ravnini, ki s svojo neprozornostjo navidezno razpolovi pas Rimske ceste. Kot vidimo, so posamezna neprozorna območja, zlasti v smereh proti središču Galaksije, prisotna tudi na večjih galaktičnih širinah. Tik pod smerjo proti središču Galaksije na galaktični širini $b \simeq -4^{\circ}$ vidimo, da je ekstinkcije manj in skoraj neovirano opazujemo zvezde blizu središča. To relativno nezastrto območje, ki se ponaša z izjemno gostoto zvezd, po nemškem astrofiziku Walterju Baadeju imenujemo Baadejevo okno (angl. Baade's window).

Slika 11.7 je povzeta po Draine (2003) in je rezultat teoretičnega računa, ki se naslanja na dejanska opazovanja ekstinkcije v širokem razponu valovnih dolžin za tipične pogoje, ki veljajo v medzvezdnem prostoru. Vidimo, da presek za valovne dolžine $> 0{,}07\,\mu$m v splošnem pada. Torej je medzvezdni prostor bolj prozoren za svetlobo daljših valovnih dolžin. Ekstinkcija svetlobe v

valovnih dolžinah, ki jih prepušča modri filter B ($\lambda \simeq 420$ nm, slika 2.20), je večja od ekstinkcije v zelenih valovnih dolžinah filtra V ($\lambda \simeq 540$ nm). V tipičnih pogojih sta razmerji gostot prepuščenega in vpadnega svetlobnega toka v obeh filtrih v razmerju $\frac{j_{prepuščeni}(B)}{j_{vpadni}(B)} = \left(\frac{j_{prepuščeni}(V)}{j_{vpadni}(V)}\right)^{4,1}$. V enačbi 2.29 to ustreza vrednosti $R_V = 3{,}1$. Izgubi desetine zelene svetlobe torej ustreza izguba kar $1 - 0{,}9^{4,1} = 35\%$ modre svetlobe. Če bi bili delci, ki absorbirajo svetlobo v medzvezdnem prostoru, večji od valovne dolžine vidne svetlobe, bi enakomerno blokirali fotone vseh vidnih valovnih dolžin. Opažena večja ekstinkcija v modrem pomeni, da so delci manjši od vidnih valovnih dolžin.

Draine (2003) in Weingartner & Draine (2001) pokažejo, da so za medzvezdno ekstinkcijo odgovorna drobna zrna prahu. To so silikatna in grafitna zrna velikosti med 0,1 in 0,2 μm ter delci z znatno vsebnostjo ogljika velikosti 0,5 nm. Slednji so večinoma molekule policikličnih aromatskih ogljikovodikov. Delci v vmesnem območju z velikostjo 0,01 μm vsebujejo približno milijon ogljikovih atomov in so torej na meji med mikro svetom molekul in makro svetom prašnih delcev. Zrna prahu z velikostmi $\lesssim 0{,}2\,\mu$m do kompaktna, bistveno večji delci, ki so v naravi redki, pa so lahko bolj podobni fraktalnim strukturam (Altobelli et al., 2016). Zrna imajo lahko tudi najhen pozitivni električni naboj. Navedena velikostna porazdelitev velja za povprečne pogoje. V posebnih okoljih, kot so masivni molekularni oblaki, je porazdelitev po velikostih lahko nekoliko drugačna. Posledično se spremeni ekstinkcija v modrem in ultravijoličnem, v rdečem in infrardečem pa ostaja skoraj enaka.

Foton, ki doživi ekstinkcijo, torej se izgubi iz prvotnega snopa svetlobe med izvorom in opazovalcem, ima lahko dve usodi. Bodisi se sipa v drugo smer (rdeča krivulja na sliki 11.7) ali pa se absorbira oziroma vpije na prašnem zrnu (črna krivulja). V vidni svetlobi sipanje prevladuje nad absorpcijo, albedo prašnih zrn je torej $\sim 0{,}65$ (Draine, 2003). V infrardečih valovnih dolžinah je sipalni presek obratno sorazmeren s četrto potenco valovne dolžine, kar je običajni rezultat za sipanje na delcih, mnogo manjših od valovne dolžine, torej za ta imenovano Rayleighovo sipanje. Za ultravijolično svetlobo je sipalni presek za sipanje precej neodvisen od valovne dolžine, saj je precej delcev podobne velikosti ali večjih od valovne dolžine sipane svetlobe.

Svetloba, ki doživi ekstinkcijo in se ne sipa, doživi absorpcijo. Torej foton s svojo energijo segreje prašno zrno. Ker je gostota zrn majhna, je trkanje prašnih zrn pomembno le v najgostejših oblakih. Torej so prašni oblaki topli zaradi absorpcije zvezdne svetlobe. Zrna velikosti nad 0,01 μm se segrejejo na $\simeq 20$ K (Draine, 2003). Dobljeno energijo izsevajo v daljni infrardeči svetlobi s svetlobo valovnih dolžin $\lambda > 50\,\mu$m. Povedano razumemo, če se spomnimo, da ima po Wienovem zakonu (enačba 4.26) sevanje črnega telesa s temperaturo 20 K vrh pri $145\,\mu$m. Sevanje prašnih zrn vidimo kot emisijo blizu galaktične ravnine na sliki 11.1c.

Pas Rimske ceste sije tudi pri valovnih dolžinah $5\,\mu\text{m} < \lambda < 50\,\mu$m (slika 11.1d). Vidimo, da to sevanje prihaja skoraj izključno iz same ravnine Rimske ceste, torej je to zopet sevanje tam lociranega medzvezdnega prahu. Z izjemo segretih oblakov v bližini svetlih zvezd tu ne gre za sevanje bolj vročih prašnih zrn. Li & Draine (2001) in Draine (2003) razložijo, da to sevanje izvira iz emisij posameznih nevtralnih ali električno pozitivno nabitih molekul policikličnih aromatskih ogljikovodikov, ki sevajo, ko se ohlajajo po absorpciji posameznega zvezdnega fotona vidnih valovnih dolžin. Ker sevanje medzvezdnih oblakov pri $\lambda < 50\,\mu$m predstavlja kar tretjino vsega sevanja medzvezdnih oblakov, to pomeni, da je takih ogljikovih spojin v medzvezdnem prostoru veliko. Ko se premaknemo proti bližnji infrardeči svetlobi (slika 11.1e), vidimo postopen prehod: sevanje prašnih oblakov nadomesti zmerna ekstinkcija, svetlobo pa namesto medzvezdne snovi sevajo zvezde, tudi tiste z relativno nizko temperaturo.

Ko se premikamo od vidnih proti krajšim valovnim dolžinam, na sliki 11.7 opazimo maksimum absorpcije blizu valovne dolžine $0{,}2175\,\mu$m, ki jo je mogoče pojasniti z vpijanjem svetlobe v molekulah policikličnih aromatičnih ogljikovodikov, ki so manjše od 0,1 nm (Draine, 2003). Za valovne dolžine krajše od 0,07 μm absorpcija začne zlagoma padati. Vedno večjo prozornost za vedno bolj energetične fotone prekinjajo le špice absorpcijskih robov posameznih elementov, ki so prisotni v medzvezdnem prostoru. Robovi ustrezajo ionizacijskim energijam posameznih elektronov v magneziju, siliciju, ogljiku, kisiku in železu. Za fotone ekstremnih energij postane medzvezdni prah prozoren (slika 11.1h). Valovne dolžine gama žarkov so namreč podobne velikostim atomskih jeder in so torej mnogo manjše od velikosti atomov. Ker je atomsko jedro $\sim 10^5$-krat manjše od elektronskega oblaka, ki ga obdaja, se zdi fotonu s tako visoko energijo atom skoraj prazen, zato ga lahko predre brez sipanja ali absorpcije. O sipanju take visokoenergijske svetlobe smo govorili v poglavju 4.8 (enačba 4.57), kjer smo ugotovili, da se sipa na prostih elektronih. Thomsonov sipalni

presek za ta proces je enak le $\sigma_T = 6{,}65 \cdot 10^{-29}$ m^2, kar je tisočinka preseka za ekstinkcijo v vidni svetlobi (slika 11.7). Ustrezno daljše so tudi proste poti gama žarkov v medzvezdnem prostoru.

11.2.3 Temne meglice

Gosta območja molekularnega vodika vsebujejo dovolj prahu, da so neprozorna za vidno svetlobo. Torej zvezd v ozadju ne vidimo. Takemu temnemu območju rečemo temna meglica (angl. dark nebula). Ker so največkrat njihove oblike nepravilne in razpotegnjene, jih na nebu najpogosteje vidimo kot temne filamente. Primer je draperija temnih oblakov prahu okoli zvezde ρ Kačenosca (angl. ρ Ophiuchi) na sliki 11.8. Širina temnih pramenov na sliki je $\simeq 0{,}2^\circ$, kar na razdalji ρ Kačenosca $\simeq 110$ pc ustreza velikosti $\simeq 0{,}4$ pc. To ustreza nekaj prostim potem vidne svetlobe v takem oblaku (slika 11.7). Če je oblak bližje kot zvezda, so njegove dimenzije manjše, obenem pa je lahko tudi precej gostejši in je zato razumljivo, da je neprozoren. V drugih primerih, kot je recimo Trojna meglica (angl. Trifid nebula) v ozvezdju Strelca, prašni filamenti pred svetlim območjem ioniziranega vodika v ozadju navidezno delijo ta oblak na tri dele.

Ponekod so temni oblaki približno krogelnih oblik. Primer je Vreča oglja (angl. Coalsack nebula), ki leži na razdalji $\simeq 180$ pc pred gostim zvezdnim poljem Rimske ceste v ozvezdju Južni križ. Ker je zelo izrazita in ima desetkratni premer polne Lune, je ni težko opaziti s prostim očesom, seveda pa moramo opazovati iz krajev južno od ekvatorja. Podobno zastira pogled na bolj oddaljene zvezde tudi temna meglica Barnard 68 (angl. Barnard 68) v ozvezdju Kačenosca, ki po obliki spominja na ledvico. Kotnemu premeru $\simeq 3'$ na razdalji $\simeq 125$ pc ustreza velikost $\sim 0{,}1$ pc, kar je dovolj za neprozornost nekoliko bolj gostega oblaka molekularnega vodika. Na robu te temne meglice je ekstinkcije vedno manj ter zato opazimo zatemnjene zvezde iz ozadja. Ker ekstinkcija pada od modre proti rdeči svetlobi, so te zvezde videti rdečkaste, kar je posledica medzvezdne pordečitve.

Mnoge temne meglice, ki so v vidni svetlobi neprozorne, so v infrardečih valovnih dolžinah prosojne. Primer je temna meglica okoli mladega zvezdnega objekta HH 46/47 na sliki 10.4b: v vstavku, posnetem v vidni svetlobi, vidimo le temno meglico, medtem ko infrardeči posnetek teleskopa James Webb razkrije njeno zanimivo notranjost. Preučevanje takih temnih molekularnih oblakov, v katerih nastajajo nove zvezde, je tudi eden od razlogov, da teleskop James Webb opazuje v infrardeči svetlobi.

11.2.4 Refleksijske meglice

V vidni svetlobi ekstinkcija v prašnih oblakih v medzvezdnem prostoru pomeni predvsem sipanje (slika 11.7). Ker presek močno raste proti krajšim valovnim dolžinam, se sipa predvsem modra svetloba. To sipano svetlobo je težko opazovati, saj jo je težko ločiti od direktne svetlobe temnih zvezd. K sreči imamo preko opazovanja temnih meglic dobro predstavo o položaju temnih oblakov, poznamo pa tudi lokacijo in sij zvezd, ki jih osvetljujejo. Tako nam difuzna galaktična svetloba (angl. diffuse galactic light) omogoča ugotoviti, kolikšen je albedo medzvezdnega prahu. Kot smo že omenili, je njegova vrednost blizu 0,65 (Draine, 2003), torej sipanje v prašnih oblakih prevladuje nad absorpcijo.

Če je prašni oblak blizu svetle in vroče zvezde, se njena modra svetloba na oblaku sipa in gre nekaj svetlobe tudi v naši smeri. Taka zvezda je zato obdana z modrim sojem, kar je lepo videti ob svetlih zvezdah na sliki 11.8. S podobnim modrim sojem so obdane tudi svetle zvezde v razsuti zvezdni kopici Gostosevci (angl. Pleiades). Tako meglico sipane zvezdne svetlobe imenujemo refleksijska meglica (angl. reflection nebula).

Včasih sta oblak prahu in zvezda, ki ga osvetljuje, zgodovinsko nepovezana. Primer je zvezda Rigel v ozvezdju Oriona, ki osvetljuje refleksijsko meglico IC 2118, imenovano tudi[109] meglica Čarovničina glava (angl. Witch Head reflection nebula). Prah v tej meglici je najverjetneje ostanek davne eksplozije supernove.

Spekter refleksijske meglice je enak spektru zvezde, torej vsebuje na primer absorpcijske spektralne črte Balmerjeve serije, seveda pa je v njem poudarjena svetloba modrih valovnih dolžin. V tem se spektri refleksijskih meglic razlikujejo od spektrov območij ioniziranega vodika, planetarnih meglic, ali ostankov supernov, ki imajo emisijske spektre.

[109] Glej https://apod.fmf.uni-lj.si/ap231004.html

Slika 11.8: Bogastvo meglic približno 15 stopinj od smeri proti središču naše Galaksije. Svetle in vroče zvezde obdajajo modre refleksijske meglice. Očitna je tudi draperija temnih meglic ekstinkcije v medzvezdnem prahu. Rdeče zavese so meglice ioniziranega vodika, ki sevajo v črti Hα. Svetel rumenkast žar obdaja zvezdo Antares (angl. Antares), modro-črn kompleks blizu središča slike pa je območje okoli zvezde ρ Kačenosca (angl. ρ Ophiuchi). Stranica slike na nebu pokriva kot približno 13°, sever je levo navzgor, vzhod pa levo navzdol. Sliko je posnel José Mtanous na observatoriju v pokrajini Juárez Coahuila na severovzhodu Mehike (`https://mtanous.wordpress.com/antares-region/`. Uporabil je refraktor (angl. refractor) Takashi FSQ106 s premerom vstopne leče 106 mm in goriščnim razmerjem $F = 3$ ter barvne filtre Astrodon RGB. Skupni čas ekspozicije v R filtru je bil 380 minut, v G filtru 390 minut in v B filtru 410 minut.

11.2.5 Medzvezdni absorpcijski pasovi

Ob izrazu medzvezdni absorpcijski pasovi (angl. diffuse interstellar bands) morda kdo pomisli, da bomo govorili o prostorski porazdelitvi absorpcije v prahu. V resnici tu ne mislimo na prostorski pas, ampak na absorpcijo v razponu valovnih dolžin, razlog pa niso prašna zrna, ampak najverjetneje makromolekule. V zadnjem stavku je poudarek na *najverjetneje*, kar pomeni, da o vzroku nismo povsem prepričani. Ko ob tem pripomnimo, da tu govorimo o povsem običajnih spektrih zvezd v vidni svetlobi in da imamo težavo z razlago že več kot sto let, je očitno, da se o pojavu splača spregovoriti.

Leta 1919 je Mary Lea Heger začela delo na doktoratu na observatoriju Lick. McCall & Griffin (2013) pojasnjujeta, da je že istega leta v spektru zvezde ζ Perzeja in drugih zvezd opazila vrsto absorpcijskih črt, katerih premiki valovnih dolžin niso sledili radialnim hitrostim zvezd. V objavi (Heger, 1922) je ugotovila, da imajo nekatere od teh črt izvor v Zemljini atmosferi, saj je njihova valovna dolžina vedno enaka. Za tri črte pa je pripomnila, da so njihove valovne dolžine morda stalne. Med njimi se je kasneje izkazalo, da črto pri 564 nm lahko razložimo kot absorpcijo žveplovega iona v zvezdni atmosferi, medtem ko sta bili črti pri 578,0 in 579,7 nm prva primera medzvezdnih absorpcijskih pasov. Dokončno jih je tako poimenoval Merrill (1936), ki je ugotovil, da se njihove valovne dolžine v spektru spektroskopske dvojnice s časom ne spreminjajo, kar je potrjevalo njihov medzvezdni izvor. Njihova značilna lastnost je širina absorpcije, ki je mnogo večja kot pri absorpcijah atomov in preprostih molekul v medzvezdnem prostoru (poglavje 11.2.1).

Absorpcijske črte atomov in preprostih molekul v zvezdnih atmosferah so razširjene predvsem zaradi visoke temperature. Medzvezdni absorpcijski pasovi nastajajo v oblakih molekularnega vodika, ki so mnogo hladnejši. Torej je širina absorpcije intrinzična lastnost, ki ni posledica posebnih pogojev v medzvezdnem oblaku. Obenem valovne dolžine teh absorpcij ne ustrezajo nobenemu prehodu med energijskimi stanji elektrona v atomih ali preprostih molekulah. Povedano drugače, še vedno ne poznamo izvora teh črt.

Fan et al. (2019) naštevajo skupaj 559 medzvezdnih absorpcijskih pasov v območju valovnih dolžin $400\,\mathrm{nm} < \lambda < 900\,\mathrm{nm}$ v smereh proti zvezdam spektralnih tipov med O, B in A. Odkrivanje v smereh takih vročih zvezd je lažje, saj imajo te zvezde v svojih spektrih manjše število črt, ki so tudi močno termično razširjene, tako da se z absorpcijskimi pasovi ne prekrivajo. Spisek medzvezdnih pasov nikakor ni popoln. Vogrinčič et al. (2023) v območju, ki pokriva samo 75 nm vidne svetlobe, odkrijejo 31 novih medzvezdnih absorpcijskih pasov, Ebenbichler et al. (2022) seznam povečajo z 12 novimi pasovi med 1 in 1,3 μm, medtem ko Cox et al. (2014) odkrijejo infrardeče pasove vse do valovne dolžine 2,2 μm.

Za medzvezdne absorpcijske pasove Fan et al. (2019) ugotovijo, da je tipična širina na polovični globini enaka 25^{+24}_{-22} km s^{-1}. Navedli smo vrednosti mediane, ter odstopanj do ranga 16% in 84%, širino pa smo iz enot valovne dolžine z Dopplerjevo enačbo pretvorili v hitrostne enote. Večina pasov je šibkih, saj je mediana njihove globine le 1,3% intenzitete okolnega kontinuuma, če opazujemo zvezdo, ki ima pordečitev $E(B-V) = 1$ magnitudo, oziroma ekstinkcijo v filtru V enako $A_V = 3{,}1$ magnitude.

Moč medzvezdnih absorpcijskih pasov je korelirana s pordečitvijo, zato so najprej mislili, da je njihov izvor neposredno povezan s prašnimi zrni. Sedaj je jasno, da je korelacija včasih slaba in da tudi moči posameznih medvzezdnih pasov pogosto niso dobro medsebojno korelirane. Tudi profili teh pasov so pogosto zapleteni in nesimetrični in spominjajo na rotacijsko vibracijske prehode molekul. Vsi ti argumenti podpirajo nastanek v zapletenih molekulah z nekaj deset atomi (Smith et al., 1977). Žal neposredne identifikacije, ki bi povedala, katera molekula povzroča kateri pas, nimamo. Izjema so le trije pasovi pri valovnih dolžinah 936,5 nm, 942,8 nm in 957,7 nm (Campbell et al., 2015; Cordiner et al., 2019), ki se natančno ujemajo s spektrom fulerena C_{60}^+.

Pasov neznanega izvora je 200-krat več od skromnih treh, za katere se zdi gotovo, da poznamo njihovega nosilca. Kljub temu je treba upoštevati, da je izračun prehodov v tako zapletenih molekulah nemogoč, izjemno težavna pa je tudi meritev, ki zahteva pripravo molekul v razredčeni plinski fazi na temperaturi vsega nekaj stopinj nad absolutno ničlo. Torej je povsem verjetno, da ti pasovi res nastajajo v zapletenih molekulah, ki so morda tudi zmerno električno nabite. Teh molekul mora biti več vrst, saj moč posameznih pasov ni dovolj korelirana, da bi lahko pričakovali en sam, ali celo samo majhno število odgovornih nosilcev. Očitno pa je fizikalna interpretacija nastanka medzvezdnih absorpcijskih pasov tudi po dobrem stoletju od odkritja Mary Heger še obupno nepopolna.

11.2.6 Porazdelitev v prostoru in slika gibanja

Pri prostorski sliki smo v primeru absorpcij oziroma neprozornosti na boljšem, kot v primeru medzvezdnih emisijskih meglic (poglavje 11.1.4). Pri slednjih smo poznali le smer, o oddaljenosti pa smo lahko sklepali le po dokaj negotovi oceni kinematične razdalje. V primeru absorpcij zatrdno poznamo zgornjo mejo za razdaljo, to je oddaljenost same zvezde, v spektru katere zaznamo primanjkljaje svetlobe. Na prvi pogled je to slabo, saj ne moremo soditi, kje vzdolž pogleda do zvezde se zgodi opazovana neprozornost. Rešitev težave je v sestavljanju opazovanj velikega števila zvezd. V žargonu temu rečemo metoda svinčnika (angl. pencil method): če opazujemo veliko objektov skoraj v isti smeri in so ti na različnih oddaljenostih, ni težko ugotoviti, kjer vzdolž lestvice oddaljenosti je prišlo do neprozornosti in tako bolje locirati medzvezdne oblake. Obenem pa nam primerjava zvezd na podobni razdalji vendar v nekoliko različni smeri omogoča, da sklepamo o prečni razsežnosti medzvezdnih oblakov. Kos (2017) je tako pokazal, da imajo posamezni medzvezdni absorpcijski pasovi različno stopnjo zrnatosti: gostota nosilca pasu pri 551,2 nm se spreminja na razdalji $\simeq 4$ pc, medtem ko za absorpciji pri 578,0 nm in pri 619,6 nm ta velikost naraste na $\simeq 60$ pc. Zdi se, da zato lahko domnevamo, da sta nosilca slednjih dveh pasov električno nabiti molekuli (Kos, 2017), na to pa kažejo tudi opazovane časovne spremembe moči absorpcijskih pasov v spektru supernove SN 2012ap, ki so se zgodili v manj kot mesecu po eksploziji (Milisavljevic et al., 2014). To je tudi redek primer opazovanja interakcije med eksplozijo supernove in oblakom nosilcev medzvezdnih absorpcijskih pasov, ki sicer ne ležijo v neposredni okolici zvezd. Še en tak primer lokalnega nastanka medzvezdnih pasov je meglica Rdeči kvadrat (angl. Red square nebula, Zasowski et al., 2015b).

Za učinkovito uporabo metode svinčnika potrebujemo opazovanja velikega števila zvezd. V prejšnjem razdelku smo omenili, da je opazovanje medzvezdnih absorpcijskih pasov proti vročim zvezdam enostavno, saj take zvezde nimajo veliko lastnih spektralnih črt. Žal pa je takih zvezd (pre)malo. Kos et al. (2013) so zato razvili metodo, ki omogoča študij absorpcijskih pasov tudi v mnogo številnejših spektrih hladnih zvezd. Ker vemo, da so medzvezdni absorpcijski pasovi tako kot prah in medzvezdni plin zbrani predvsem ob galaktični ravnini, za dano zvezdo blizu galaktične ravnine poiščemo druge zvezde, ki imajo z izjemo območja medzvezdnih pasov praktično identičen spekter. Deljenje opazovanega spektra s tem primerjalnim spektrom nam tako da presežek medzvezdnih absorpcij ob galaktični ravnini. Tako lahko medzvezdne absorpcijske pasove detektiramo tudi v primerih, ko so naloženi na spektralne črte samih zvezd, kar se pri hladnih zvezdah rado zgodi. Kos et al. (2014); Zasowski et al. (2015a) in Gaia Collaboration et al. (2023b) so tako za nekaj medzvezdnih absorpcijskih pasov zgradili trodimenzionalne karte prostorske porazdelitve. Prostorsko porazdelitev medzvezdnih prašnih oblakov za deklinacije severno od $\delta = -30^{\circ}$ so objavili Green et al. (2019), medtem ko so rezultati satelita Gaia za celotno nebo objavljeni v Gaia Collaboration et al. (2023a).

Tako prah kot nosilci medzvezdnih absorpcijskih pasov so zbrani blizu galaktične ravnine. Njihova gostota z razdaljo od ravnine z pada kot $\exp(-|z|/z_o)$, kjer je vrednost z_o za medzvezdni prah enaka $z_o \simeq 133 \pm 5$ pc, za medzvezdne absorpcijske pas pri 862 nm pa $z_o \simeq 99 \pm 11$ pc (Gaia Collaboration et al., 2023b). Medzvezdni pasovi so torej zbrani nekoliko bližje ravnini, sta pa obe debelini podobni.

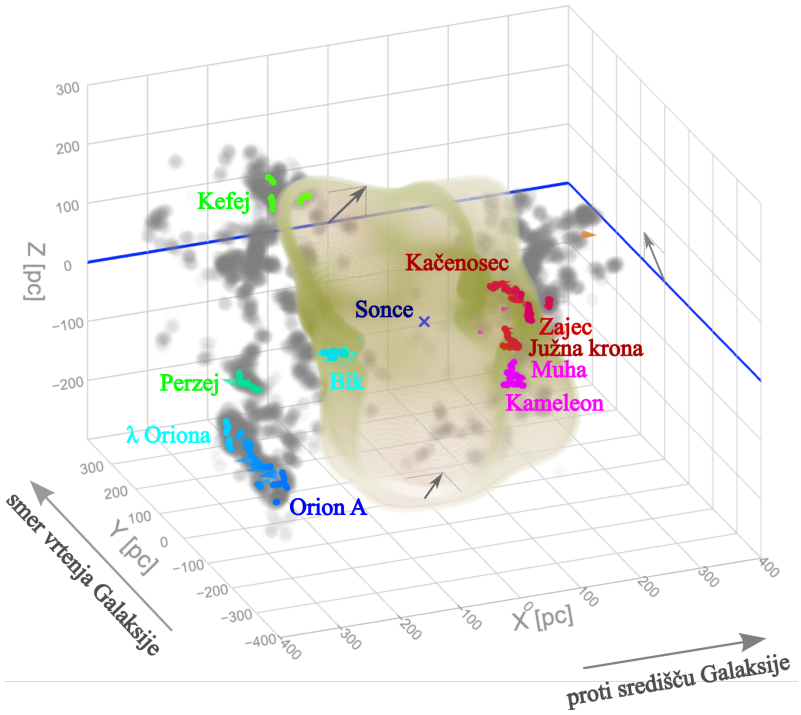
V splošnem medzvezdni absorpcijski pasovi ne sovpadajo z oblaki medzvezdnega prahu in je korelacija med njimi le posledica dejstva, da se vse vrste absorpcij večajo z razdaljo vzdolž dane smeri opazovanja (Zhao et al., 2023). Pri medzvezdnih absorpcijskih pasovih opazimo tudi dopplerske premike valovnih dolžin. Zhao et al. (2023) pokažejo, da so za pas pri 862,0 nm ti premiki enaki kot za emisijske oblake preprostih medzvezdnih molekul, kot je molekula ogljikovega monoksida. Tako emisijski oblaki kot absorpcijski pasovi torej sledijo splošni galaktični rotaciji, ki je osnova za kinematično metodo določanja razdalj.

11.3 Lokalni medzvezdni prostor

Doslej nas je zanimal medzvezdni prostor v naši Galaksiji na splošno. Sedaj se posvetimo naši okolici: kaj se dogaja na našem dvorišču, smo že ujeli kakšne delce iz medzvezdnega prostora in ali je na Zemlji mogoče najti dokaze o relativno nedavnih eksplozijah bližnjih zvezd.

11.3.1 Naš mehurček

Naš mehurček[110] (angl. Local bubble) je območje vročega in ioniziranega, vendar redkega plina v okolici Sonca, ki ga obdaja lupina hladnega nevtralnega plina in prahu. Do razjasnitve obsega mehurčka ter razlage njegovega nastanka smo prišli šele nedavno, saj so pri tem odločilno vlogo igrale natančne meritve položaja in gibanja zvezd z misijo Gaia Evropske vesoljske agencije. V nadaljevanju bomo zato povzeli glavne rezultate članka Zucker et al. (2022).



Slika 11.9: Naš mehurček (rjavo) v kartezičnih galaktičnih koordinatah (enačba 3.20) s trenutnim položajem Sonca (×) v izhodišču . V mehurčku skoraj ni plina ali prahu, ob robu mehurčka pa so gosti oblaki prahu (sivo) in molekularni oblaki plina (barvno, z oznakami imen ozvezdij). Koordinatni sistem sledi lokalnemu kroženju okoli središča Galaksije, prav tako okoli središča kroži tudi mehurček. Sonce v tem sistemu ne miruje (enačba 11.14). Puščice označujejo pot, ki jo bo v tem sistemu naredilo Sonce v naslednjih 5 milijonih let, projecirano na ustrezno ravnino. Prirejeno po dodatni sliki 1 v Zucker et al. (2022), ki jo najdemo na https://www.nature.com/articles/s41586-021-04286-5#MOESM2.

Začetek zgodbe Našega mehurčka sega $\simeq$ 14,4 milijona let nazaj, ko so se v medzvezdnem prostoru z atomarnim vodikom s številsko gostoto $\simeq 3 \cdot 10^6$ m^{-3} (tabela 11.1) začele eksplozije supernov v območju, ki je danes v ravnini Rimske ceste v bližini galaktične dolžine $l = 315^o$ (ozvezdji Kentavra, Zajca in okolica). Eksplozija po približno ene supernove na milijon let v tem območju je ustvarila udarni val, ki se je širil skozi medzvezdni prostor in narival snov. Tako je nastal Naš mehurček, ki ima v notranjosti številsko gostoto le $5 \cdot 10^4$ m^{-3}, torej je 60-krat redkejši od prvotnega medija. Mehurček se je na začetku širil z več sto kilometri v sekundi, ko pa je narival vedno več okoliške snovi, se je upočasnil. Danes ima polmer 165 ± 6 pc in se širi s hitrostjo $6{,}7 \pm 0{,}5$ km s^{-1}. Fizikalni model ocenjuje, da je v robnem, do približno 100 pc debelem območju za $1{,}4 \cdot 10^6$ M$_\odot$ narite snovi iz prvotne notranjosti mehurčka. To se ujema z ocenami mase gostih molekularnih oblakov na robu mehurčka, ki so označeni na sliki 11.9.

Predpostavljeno število izbruhov supernov ni nič neobičajnega, če ga primerjamo s pogostostjo

[110] Poti slovenjenja strokovnih izrazov so včasih zavite. *Local bubble* bi bil glede na velikost lahko *lokalni mehur*, ampak to me preveč spominja na posledico neprevidnosti pri štedilniku. Seveda se *mehurček* sliši bolje, z njim se družim v kopalnici. Končno je *lokalni* nepotrebna tujka. Če smo notri tudi mi, je lahko kar *naš*. In tako pridemo do izraza *Naš mehurček* za nekaj, kar počez meri tisoč let potovanja svetlobe.

izbruhov supernov v naši Galaksiji. Ključ do ocene pogostosti supernov je opazovanje razpadov radioaktivnega aluminija ^{26}Al. V notranjosti zvezd z maso > 8 M$_\odot$ in nato ob eksploziji supernove tipa II nastane skupaj $\simeq 10^{-4}$ M$_\odot$ tega izotopa. Kasneje z razpolovnim časom (enačba 4.64) $7{,}17 \cdot 10^5$ let razpada v stabilni magnezij ^{26}Mg. Jedro nastalega magnezija je sprva v vzbujenem stanju in preide v osnovno stanje z emisijo fotona z energijo 1,809 MeV (Ramaty & Lingenfelter, 1977). Razpadni čas je dovolj dolg, da se radioaktivni aluminij pred razpadom že pomeša v medzvezdni medij. Ker ob razpadu nastane foton z energijami gama žarkov in je Galaksija za take žarke prozorna (slika 11.1h), lahko z opazovanjem difuzne svetlobe pri energiji 1,8 MeV določimo število prisotnih atomov radiaktivnega aluminija. Ker vemo, koliko jih nastane na supernovo, lahko tako ugotovimo tudi, koliko takih supernov je v naši Galaksiji eksplodiralo v zadnjih milijonih let. Diehl (2013) uporabijo opazovanja gama žarkov s satelitom INTEGRAL in ocenijo, da v naši Galaksiji eksplodira $1{,}5 \pm 0{,}9$ izbruhov supernov na stoletje. To ustreza $\simeq 2{,}3 \cdot 10^5$ supernovam na 15 milijonov let, kolikor je starost Našega mehurčka. Če predpostavimo, da te supernove izbruhnejo v disku znotraj polmera Sončeve tirnice okoli središča Galaksije (8,1 kpc), lahko tipično število supernov v disku do razdalje 100 pc v zadnjih 15 milijonih let ocenimo na $2{,}3 \cdot 10^5 \frac{\pi\, 100^2}{\pi\, 8100^2} = 35$. Večina teh supernov je eksplodirala blizu središča Galaksije, torej je skupno predpostavljeno število 15 za območje v okolici Sonca smiselno.

Narivanje snovi je zgostilo območja na robu mehurčka in povzročilo naglo nastajanje novih zvezd. Pred 10 milijoni let so začele nastajati zvezde v smeri Kentavra in Kačenosca, nato je pred 6 milijoni let sledilo nastajanje zvezd v smereh Južne krone in Bika. Končno je pred 2 milijonoma let nastalo veliko zvezd v smereh Kačenosca in Bika. Danes zvezde nastajajo v označenih molekularnih oblakih na sliki 11.9, ki obdajajo mehurček. Nastajajoče zvezde so članice ~ 34 razsutih zvezdnih kopic, ki imajo vektor hitrosti v splošnem obrnjen navzven in pravokotno na površino mehurčka. Danes tako vemo, da naš razširjajoči se mehurček z narivanjem gosti plinske oblake in tako poganja nastajanje novih zvezd v okolici Sonca.

Mehurček na sliki 11.9 je narisan kot zaprto območje. Povsem možno je, da so eksplozije supernov v smeri pravokotno na ravnino Galaksije (to je vzdolž osi Z) mehurček odprle in je torej njegova oblika bolj podobna dimniku. Širjenje mehurčka vzdolž ravnine Galaksije je oviral gostejši okolni plin in drugi mehurčki. Tak sosednji mehurček leži med molekularnimi oblaki v Biku, Perzeju in Orionu. Zdi se, da je zato na območju Bika zaradi trka sosednjih mehurčkov površina Našega mehurčka nekoliko upognjena navznoter in se Soncu približa na razdaljo $\simeq 130 \pm 10$ pc. Območja nastajanja novih zvezd v ozvezdjih Oriona in Perzeja ne ležijo neposredno na robu Našega mehurčka. Verjamemo, da so ta območja hitrega nastajanja novih zvezd del lokalnega spiralnega rokava v naši Galaksiji.

Na robu Našega mehurčka leži tudi območje prašnih in refleksijskih meglic okoli zvezde ρ Kačenosca (angl. ρ Ophiuchi) na sliki 11.8. Zvezda se na sliki 11.9 nahaja na koordinatah $(X,Y,Z)/\mathrm{pc} = (105, -12, 34)$. Ob že omenjenem območju v ozvezdju Bika je to najbližje območje nastajanja novih zvezd v naši okolici. Svetla zvezda Antares (angl. Antares) na sliki 11.8 je v podobni smeri, vendar oddaljena skoraj 200 pc. Torej na sliki vidimo rumeni soj Antaresove svetlobe, ki se sipa na prašnih oblakih ob robu Našega mehurčka.

Sonce se glede na mehurček giblje, tako je njegov današnji skoraj središčni položaj slučajen. Na sliki 11.9 smo s puščicami označili projekcijo njegove poti v prihodnjih 5 milijonih let. Če pogledamo nazaj v času, lahko ocenimo, da je Sonce v mehurček vstopilo šele pred $\simeq 4{,}6$ milijoni let (Schulreich et al., 2023). Tako je bilo med prvimi eksplozijami supernov pred 14 milijoni let od teh eksplozij oddaljeno kar 300 pc in zato nanj niso vplivale. Drugače pa je bilo z dvema nedavnima supernovama, ki sta pred približno 2 milijonoma let eksplodirali v smereh ozvezdij Zajca in Tehtnice. O tem bomo govorili v razdelku 11.3.3.

11.3.2 Rezultati sond Stardust in Cassini

V prejšnjem razdelku smo pojasnili, da leži Sonce v Našem mehurčku nizke gostote s tipično gostoto $5 \cdot 10^4$ delcev na m^3. Gostota v neposredni okolici Sonca je nekaj večja in nam pri gostoti $1{,}4 \cdot 10^5$ m^{-3} (Izmodenov & Alexashov, 2015) da za velikost heliopavze $\simeq 130$ a.e. (enačba 6.29). Na območju heliopavze magnetna polja, ki jih s seboj nosi Sončev veter, ovirajo vstopanje električno nabitih ionov iz medzvezdnega prostora, medtem ko nevtralni delci vanjo lahko vstopajo. Tudi na gibanje nevtralnih delcev pa vpliva tlak Sončeve svetlobe. Torej z zbiranjem medzvezdnih zrn s sondami v notranjih delih Osončja lahko nekaj izvemo o njihovi strukturi, manj pa o splošnih

razmerah v medzvezdnem prostoru. Te naloge sta se lotili dve Nasini sondi, Stardust in Cassini.

Misija Stardust, ki je bila izstreljena leta 1999, je bila prva sonda, ki je zbirala delce v medplanetarnem prostoru onkraj Lune, to je približno na razdalji 2 a.e. od Sonca. Njen glavni cilj je bil komet Wild 2, med potjo pa je iskala tudi delce, ki so prileteli iz medzvezdnega prostora. Delce je nabirala na površino s ploščino 0,1 m^2, ki je bila prekrita z aerogelom. To je izjemno porozen silicijev material, katerega 99,8% prostornine je prazen prostor. Sonda je 195 dni v medplanetarnem prostoru zbirala zrna, ki so se zarila v ta gel in v njem pustila sledi. Dodatno so udarcem delcev izpostavili tudi aluminijasto folijo s skupno površino 1,5 dm^2. Leta 2006 je misija na mimoletu Zemlje spustila pristajalnik, v katerega so spravili gel in folijo, po pristanku pa so vsebino analizirali. V dveh poročilih objavljenih leta 2014 (Westphal et al., 2014a,b) ugotavljajo, da so ujeli sedem delcev medzvezdnega izvora.

Med sedmimi zaznanimi delci medzvezdnega izvora so tri ujeli v gel in iz smeri sledi ugotovili, da je njihov tir skladen z medzvezdnim izvorom iz smeri ozvezdja Kačenosca. Ostali štirje delci so se zarili v alimunijasto folijo, ki je bila za razliko od gela izpostavljena ves čas misije, torej določitev tira ni bila mogoča. Tako o njihovem medzvezdnem izvoru sklepajo po ujemanju števila detekcij s fizikalnim modeliranjem gostote delcev posameznih velikosti.

Za dva ujeta delca so uspeli izmerjene iz mase $\simeq 3 \cdot 10^{-15}$ kg in predpostavljene gostote $\simeq$ 500 kg m^{-3} določiti velikost $\simeq 2\,\mu$m (Westphal et al., 2014a), kar je vsaj desetkratna velikost običajnih prašnih zrn v medzvezdnem prostoru (poglavje 11.2.2). Zrna ujeta v aluminiju so bila velikosti $\simeq 0{,}3\,\mu$m in tako bolj skladna z našimi predstavami o medzvezdnem prostoru. Kot smo omenili zgoraj, se manjša in še zlasti električno nabita zrna težko prebijejo v notranje dele Osončja. Torej rezultati predstavljajo le dokaz, da v medzvezdnem prostoru obstajajo tudi tako velika zrna, ne moremo pa sklepati o njihovem številskem deležu. Po kemični sestavi so manjša od ujetih zrn skladna s silikati, ki jih najdemo v medzvezdnem prostoru. Večja zrna so po strukturi nenavadna, saj so v dveh od treh našli kristalno urejenost, kar kaže na možen drugačen izvor teh zrn.

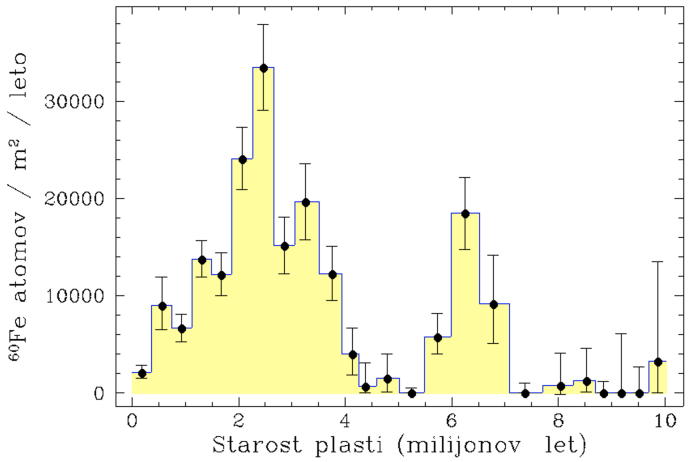
Sonda Cassini je med leti 2004 in 2017 raziskovala Saturn in njegovo okolico (poglavje 6.1.3). Z instrumentom Analizator kozmičnega prahu (angl. Cosmic dust analyzer) je lahko zaznal in določil lastnosti prašnih zrn. Večinoma so bila to zrna povezana s Saturnovimi obroči, vendar je v desetletju opazovanj nabral tudi kar nekaj zrn iz medzvezdnega prostora. Na vhodu instrumenta je bila vrtljiva cev, vzdolž katere je letelo zrno. Senzorji so iz časa preleta ugotovili hitrost, iz inducirane napetosti na stenah cevi pa tudi električni naboj delca. Na dnu cevi se je zrno zaletelo v tarčo in se razletelo, sestavo posameznih delcev pa so nato določili z masnim spektrometrom (Srama et al., 2004). Skupaj so zaznali 36 zrn medzvezdnega izvora (Altobelli et al., 2016). Njihova skupna lastnost je bila velika vstopna hitrost zaradi gibanja Sonca glede na medzvezdno okolico. Mase zrn so bile med 10^{-18} kg in 10^{-15} kg, kar ustreza velikostim med $\simeq 0.1\,\mu$m in $\simeq 1\,\mu$m. Primanjkljaj manjših delcev razložimo enako kot pri sondi Stardust, torej s tem da težko vstopajo v naše Osončje. Zanimivo je, da je vseh 36 delcev po sestavi ustrezalo običajnim silikatom. To je bolj enotna struktura, kot bi jo pričakovali, če so zrna v medzvezdnem mediju zgolj prvotni prah, ki nastaja v okolici zvezd. Altobelli et al. (2016) tako trdijo, da enotnost kemične sestave kaže na interakcije v medzvezdnem mediju, ki vključujejo uničenje in vnovično rekondenzacijo zrn, rezultat pa je tako bolj enovit, kot so bili prvotni prašni delci ob zvezdah.

11.3.3 Medzvezdna snov na Zemlji

V Zvezdici zaspanki Franeta Milčinskega - Ježka vsi poznamo prizor, ko ji Komet repatec kot kazen za zamujanje v službo naloži, da bo tri dni pometala Rimsko cesto, ona pa ga preseneti, saj se veseli, da bo na široko pometala srebrni prah. Sledi njegov odgovor[111]: "Kaaaaaaaj? Veseliš se? Potem pa nič. Drugo kazen ti bom določil. Šla boš na Zemljo in tam boš ostala tako dolgo, da ti bo kamen spregovoril." Nadaljevanje poznamo, mi pa se vprašajmo, ali je kaj zvezdnega prahu zašlo na Zemljo in ali se je razkril, tako da je kamen spregovoril.

Seveda je bila Zemljina snov včasih del kake zvezde, kjer so nastali vsi elementi težji od helija (poglavje 4.13). Vendar nas tu zanima, ali za kakšne posebne atome lahko rečemo, da jih je na Zemljo prineslo ob eksploziji kakšne bližnje in nedavne supernove. Z drugimi besedami, ali se je na Zemljo zares usedlo kaj srebrnega zvezdnega prahu? Kot prvo, moramo biti ta prah sposobni ločiti od običajne zemeljske snovi. Ključ so radioaktivni elementi, ki nastajajo v supernovah. Njihov

[111] Priredba: https://kateheza.nadskofija-maribor.si/wp-content/uploads/2017/11/Zvezdica-Zaspanka.pdf.



Slika 11.10: Prah radioaktivnega železa iz eksplozij nedavnih supernov, ki se useda na Zemljo. Rišemo izmerjeno število atomov ^{60}Fe, ki so se na leto usedli na kvadratni meter plasti označene starosti. Posamezna plast pokriva obdobje 400 tisoč let. Pri izračunu števila atomov smo upoštevali delež, ki je do danes že razpadel, napake pa so standardna odstopanja izmerkov. Vzorec je vzet z dna ekvatorialnega Pacifika na globini 1500 m med otokoma Johnston in Wake. Prilagojeno po Wallner et al. (2021).

razpolovni čas mora biti dovolj kratek, da ne morejo biti tu že od nastanka Osončja. To izloči uran in podobne dolgožive izotope (poglavje 4.9). Obenem pa mora biti razpolovni čas dovolj dolg, da je od eksplozije supernove ostalo še kaj tega elementa. To izloči izotope, kot so ^{56}Ni z razpolovnim časom 6 dni ali ^{44}Ti z razpolovnim časom 60 let. Izotopi z zanimivimi razpolovnimi časi (Schulreich et al., 2023) so ^{26}Al ($7{,}17 \cdot 10^5$ let), ^{53}Mn ($3{,}7 \cdot 10^6$ let), ^{60}Fe ($2{,}61 \cdot 10^6$ let) in ^{244}Pu ($8 \cdot 10^7$ let). Med temi kandidati večina omenjenih izotopov aluminija in mangana na Zemlji nastane ob trkih kozmičnih delcev v argon v Zemljini atmosferi, torej njuna najdba ni nujno povezana s supernovami. Preostaneta omenjena izotopa plutonija in železa. Plutonij je nekoliko problematičen, saj smo ga sami s svojo neumnostjo veliko proizvedli z atmosferskimi jedrskimi poskusi. Ker gre za zelo težko jedro, pronica navzdol in so plutonij zaznali tudi v slojih starejših od milijona let (Wallner et al., 2021). To se sicer da upoštevati, v prihodnje pa si lahko obetamo študij nekontaminiranih vzorcev z Lune. Kot glavni kandidat tako ostane jedro ^{60}Fe.

Železo ima v jedru 26 protonov, ob njih pa je običajno 30, redkeje pa 31 ali 32 nevtronov. Takšni izotopi železa so stabilni. Drugače je, če je v jedru 34 nevtronov in dobimo izotop ^{60}Fe. Ta izotop nastaja izključno v masivnih zvezdah v fazi nadorjakinje ali med eksplozijo supernove, ki sledi že kmalu po tej fazi (Diehl, 2013). Na Zemlji ali kjerkoli v Osončju ne nastaja. Izotop z emisijo elektrona razpade v kobalt ^{60}Co. Razpolovni čas je, kot rečeno, $(2{,}61 \pm 0{,}04) \cdot 10^6$ let. Tudi kobalt je radioaktiven in z razpolovnim časom 5,27 let izseva elektron in se spremeni v stabilni nikljev atom ^{60}Ni, ki ga ni mogoče ločiti od niklja, nastalega na druge načine.

Wallner et al. (2016) so analizirali vzorce usedlin in skorje starosti do 10 milijonov let z dna vseh svetovnih oceanov. Wallner et al. (2021) so rezultate dopolnili s podrobnejšo preučitvijo skorje iz Pacifika (slika 11.10). V vseh primerih, pa tudi za primer kamenin, ki so jih astronavti programa Apollo prinesli z Lune, so ugotovili isto: vsebnost ^{60}Fe je časovno spremenljiva. Za sveže plasti, pa tudi tiste s starostjo 4 do 5,5 milijona let in za plasti starejše od 7 milijonov let, tega izotopa niso našli. Nasprotno pa je v plasteh starosti $(2{,}5 \pm 1{,}5) \cdot 10^6$ let in $(6{,}3 \pm 0{,}8) \cdot 10^6$ let jasna prisotnost izotopa ^{60}Fe. Ta je lahko prišel na Zemljo in Luno le v obliki prašnih zrn, ki so se usedala na površje.

Zaznano število atomov ^{60}Fe je zelo majhno. En predalček na histogramu na sliki 11.10 pokriva $4 \cdot 10^5$ let, v tem času pa se je naložilo $\simeq 0{,}8$ mm materiala. Kvadratni meter te debeline tehta približno 2 kg, v njem pa je približno $8 \cdot 10^{25}$ atomov. S slike razberemo, da je med njimi le približno $10^4 \cdot 4 \cdot 10^5 = 4 \cdot 10^9$ atomov ^{60}Fe in da smo njihovo število določili na $\approx 20\%$ natančno. To kaže na impresivno zmožnost masne spektrometrije, da v snovi zazna prisotnost tudi skrajno redkih atomov.

Atomi ^{60}Fe so v notranje dele Osončja in s tem na Zemljo lahko prišli kot del večjih prašnih zrn velikosti $\approx 0{,}2\,\mu$m, saj nas heliosfera učinkovito ščiti pred (pogosto električno nabitimi) posameznimi atomi iz medzvezdnega prostora. Analiza je pokazala, da je število zaznanih atomov ^{60}Fe za vsakega od vrhov na sliki 11.10 skladno z eksplozijo nekaj supernov na razdalji $\simeq 100$ pc. Če se je snov proti Zemlji gibala s hitrostjo ~ 100 km s^{-1}, je bil čas potovanja ^{60}Fe od supernove do Zemlje $\approx 10^6$ let (Slika 1 v Neuhäuser et al., 2020). Schulreich et al. (2023) domnevajo, da je do izbruha, ki ga vidimo v $\approx 2{,}5$ milijona let starih plasteh prišlo na robu Našega mehurčka v smeri ozvezdja

Kačenosca približno v času, ko je Sonce vstopalo v Naš mehurček. V tej interpretaciji je železo iz supernove v 6,3 milijona let stari plasti iz časov, ko je bilo Sonce še v sosednjem mehurčku med ozvezdji Oriona, Bika in Perzeja (slika 11.9) in ima izvor v smeri enega od omenjenih ozvezdij.

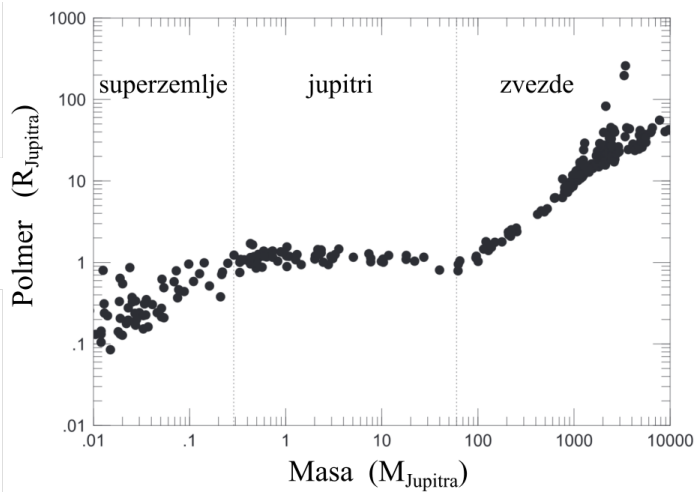
Teh bližnjih in relativno nedavnih eksplozij supernov ne znamo povezati s konkretnimi objekti. Izjema so morda najmlajše usedline ^{60}Fe. Neuhäuser et al. (2020) ugotovijo, da imata zvezda ζ Kačenosca in radijski pulzar PSR B1706-16 skupni izvor v dvojni zvezdi, ki je pred $(1{,}8 \pm 0{,}2) \cdot 10^6$ leti, ko je bila od nas oddaljena 107 ± 4 pc ob eksploziji supernove prenehala biti gravitacijsko vezan sistem in odtlej zvezdi letita vsaka v svojo smer. Če upoštevamo, da je prah do Zemlje potreboval približno milijon let, lahko to eksplozijo supernove povežemo z usedlinami, ki so se na Zemljo usedle pred $\simeq 0{,}6$ milijona leti (slika 11.10).

Leta 1974 so v današnji Etiopiji odkrili ostanke Lucy, avstralopitke, ki je živela pred 3,2 milijona leti. Ime je seveda dobila po znani pesmi Beatlov *Lucy in the sky with diamonds*. Kasneje, pred 1,8 milijona leti, so se naši predniki že razselili iz Afrike. Približno tistem času smo se ljudje ogenj naučili uporabljati za gretje, osvetljevanje, izdelovanje lovskega orodja, zaščito pred plenilci in za pripravo hrane. Slika 11.10 kaže, da so bili zgodnji hominidi priča več supernovam v naši okolici. Pri tem pomislimo na dvoje. Kot prvo na čudenje, ki sta ga morali sprožiti dve Sonci na nebu. In kot drugo, očitno je človeški rod uspešno preživel tudi tako divje dogodke v naši neposredni galaktični okolici. Zgodnjim hominidom je uspelo, torej bi tudi nam, pri čemer pa tu mislimo na ljudi kot take, ne pa nujno na našo tehnološko ranljivo civilizacijo.

Za konec se spomnimo na Zvezdico Zaspanko: vidimo, da je kaj zvezdnega prahu lahko našla tudi na Zemlji in da nam je kamen spregovoril, torej se sedaj lahko vrne k svojim prijateljicam na nebo.

12 Planeti drugih sonc

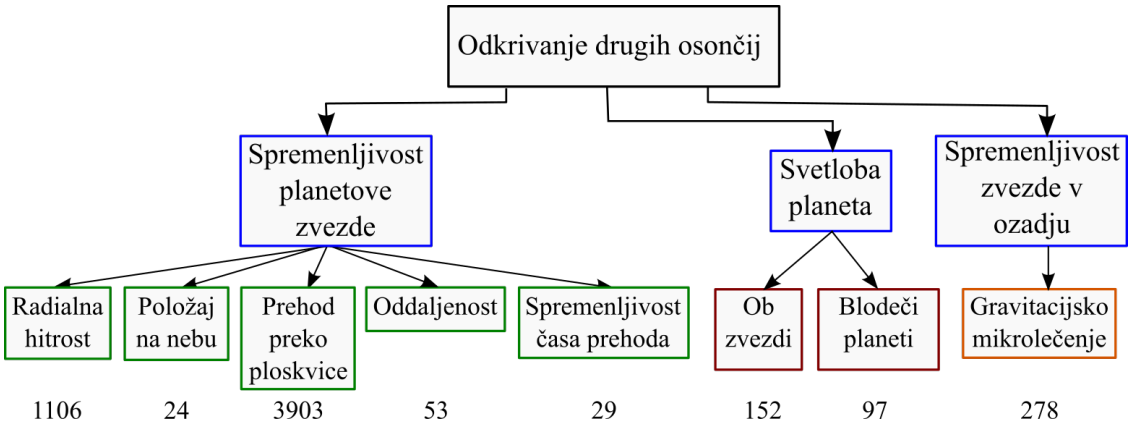
Planet drugega sonca (angl. exoplanet) je telo, ki ima maso manjšo od 60 mas Jupitra. Glede spodnje meje za maso nam ni treba skrbeti, saj nam teles z maso znatno manjšo od Zemljine zaenkrat ne uspe odkriti. Bolj konzervativno so planet včasih opredelili kot telo, ki ima premajhno maso, da bi v njem potekale reakcije jedrskega spajanja. To je zgornjo mejo postavilo na 13 mas Jupitra, ko se devterij z zajetjem protona začne spajati v helij-3 (enačba 4.75). Pred desetletjem pa sta Hatzes & Rauer (2015, slika 12.1) odkrila, da imajo telesa vse do 60 Jupitrovih mas velikost, ki je zelo podobna Jupitrovi. Večja so šele telesa nad to mejo. Skoraj enaka velikost vseh teles od tretjine pa vse to 60-kratnika Jupitrove mase je razlog, da vsa ta telesa danes štejemo med planete. Taka definicija je prikladna tudi zato, ker včasih poznamo maso, drugič pa velikost planeta. Če velikost odkritega telesa ni znatno večja od Jupitra ali če ima maso pod 60 Jupitrovimi masami, ga imamo za planet.



Slika 12.1: Opazovana zveza med maso in polmerom za telesa majhnih mas. Očitna so tri območja. Telo z maso pod 0,3 M_J imenujemo superzemlja (angl. superEarth). Taki planeti so manjši od Jupitra in nimajo jasne zveze med velikostjo in maso. Jupitri so masivnejša telesa, ki pa imajo vse do mase 60 M_J velikost zelo podobno Jupitru. Še masivnejša telesa so zvezde, ki so tudi večje od Jupitra. Za zgornjo mejo mase planetov privzamemo 60 M_J. Prirejeno po Hatzes & Rauer (2015).

Navedli smo rezultat, ki sledi iz lastnosti planetov drugih sonc. Seveda pa jih moramo najprej odkriti. Nekatera telesa v našem Osončju poznamo od nekdaj, druga smo odkrili s teleskopi, manjše lune planetov pa lahko opazimo z vesoljskih sond, ko letijo mimo. Slednji način za odkrivanje planetov drugih zvezd ni uporaben, saj še dolgo ne bomo mogli potovati onkraj našega Osončja (poglavje 5.8). Preostane torej opazovanje s teleskopi z Zemlje ali njene bližnje okolice.

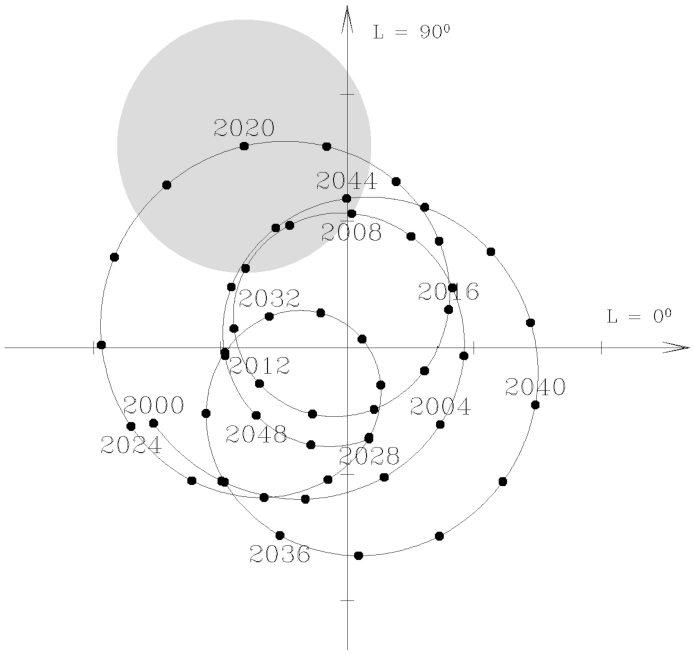
Večina najprej pomisli, da bomo planet odkrili kot temno pikico, ki se premika okoli svetle zvezde. Diagram 12.2 tak način omenja pri zaznavanju svetlobe planeta, ki je ob zvezdi. Kot vidimo, je tako odkritih planetov kar nekaj, ni pa to najuspešnejši način odkrivanja. Največ planetov smo odkrili po spremenljivosti, ki jo zaradi prisotnosti planeta kaže njihova zvezda, obenem pa so tako odkrili tudi prve planete drugih sonc. Tako bomo v nadaljevanju opisali načine odkrivanja, kot so si sledijo od leve proti desni v diagramu 12.2. Spotoma bomo omenili posamezne zanimive primere, na koncu pa ugotovili, da trenutno poznamo zelo majhen delež planetov v vesolju. Kljub temu jih je dovolj, da lahko sklepamo na lastnosti celotne, še neodkrite populacije. Ugotovili bomo, da so planeti okoli drugih zvezd prej pravilo kot izjema. Torej je osončje podobno našemu, v katerem je tudi kakšen planet z razmerami podobnimi naši Zemlji, najti mnogokje. Giordano Bruno (stran 21) se v trditvah, ki so ga pred 425 leti stale glavo, ni motil.



Slika 12.2: Načini odkrivanja planetov v drugih osončjih. Spremenljivost planetove zvezde nam lahko razkrije prisotnost planetov na pet načinov, včasih pa opazimo tudi svetlobo samega planeta ali pa ta povzroči posvetlitev zvezde v ozadju. Na dnu slike navajamo število planetov, ki so bili do 2. maja 2024 odkriti na posamezni način (vir: https://exoplanet.eu/, Schneider et al., 2011). Na ta dan smo poznali skupno 5636 planetov zunaj našega Osončja.

12.1 Načini odkrivanja

Samostojna zvezda se skozi vesolje giblje premočrtno, saj za en obhod okoli Galaksije potrebuje več kot sto milijonov let. To se spremeni, če z zvezdami ali planeti tvori gravitacijsko vezan sistem. Zaradi enostavnosti bomo razmislek začeli z enim samim planetom. Planet in zvezda se gibljeta okoli skupnega težišča. Torej lahko zaznamo prisotnost planeta po premikanju položaja zvezde, tudi če planeta samega ne vidimo. To se dogaja tudi v našem Osončju, premikanje središča Sonca glede na težišče Osončja med letoma 2000 in 2050 prikazuje slika 12.3. Zaznamo lahko hitrost zvezde glede na zveznico z Zemljo, spreminjanje njene razdalje od Zemlje in njeno gibanje v ravnini neba. To so tudi teme naslednjih treh poglavij.



Slika 12.3: Gibanje središča Sonca glede na težišče Osončja, ki je v izhodišču. Oznake na oseh so odmiki v ravnini ekliptike v enotah polmera Sonca. Označeni so položaji središča Sonca ob začetku posameznih let, krog pa je velikost in položaj Sonca 1. januarja 2020. Sonce ni v težišču Osončja predvsem zaradi vplivov Jupitra in Saturna. Ker sta oba v opoziciji julija 2020 in aprila 2040, je tedaj Sonce daleč od težišča. L je ekliptična dolžina (enačba 3.17). Uporabili smo podatke sistema Horizons Nasinega Jet Propulsion Laba (https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/)).

12.1.1 Spremenljivost radialne hitrosti

Radialno hitrost zvezde na krožnem tiru okoli skupnega težišča s planetom zapišemo kot $RV_* = \frac{2\pi a_* \sin i}{P} \cos(\frac{2\pi(t-t_o)}{P})$, kjer je a_* polmer tira zvezde, i je naklonski kot med normalo na tir in smerjo proti Zemlji, P je orbitalna perioda planeta in zvezde, t_o pa čas, ko je hitrost največja. Za splošnejši eliptični tir s sploščenostjo ϵ enačbo 9.4 prepišemo v

$$RV_* = \frac{2\pi\, a_* \sin i}{P(1-\epsilon^2)^{1/2}} \left(\cos(\omega+\vartheta) + \epsilon\cos\omega\right) = K_* \left(\cos(\omega+\vartheta) + \epsilon\cos\omega\right). \tag{12.1}$$

Zasuk elipse določa argument periastrona ω. Zasuk od smeri periastrona ϑ povežemo s časom z enačbama 5.31 in 5.32. Kot pri dvojnih zvezdah, smo tudi tu uvedli amplitudo radialne hitrosti zvezde K_*, to je polovično razliko med največjo in najmanjšo hitrostjo.

Veliko polos tira zvezde a_* izrazimo z veliko polosjo relativnega tira planeta in zvezde a kot $a_* = \frac{M_p}{M_*+M_p}\, a$, to pa z orbitalno periodo s tretjim Keplerjevim zakonom $\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(M_*+M_p)}{4\pi^2}$. Z M_* in M_p smo označili masi zvezde in planeta. Enake oznake in izražanje velike polosi z orbitalno periodo bomo uporabljali tudi v nadaljevanju. Po preurejanju dobimo

$$K_* = \left(\frac{2\pi G}{P(M_*+M_p)^2}\right)^{1/3} \frac{M_p \sin i}{(1-\epsilon^2)^{1/2}}, \tag{12.2}$$

oziroma

$$M_p \sin i = (2\pi G)^{-1/3}(1-\epsilon^2)^{1/2} P^{1/3} K_* (M_*+M_p)^{2/3}. \tag{12.3}$$

Prispevek M_p na desni strani je zanemarljivo majhen, saj je zvezda mnogo masivnejša od planeta. Vrednost leve strani je manjša ali enaka masi planeta, saj naklonskega kota i ne poznamo. Torej nam da spremenljivost radialne hitrosti le spodnjo mejo za maso planeta M_p. Rezultat je vseeno uporaben, saj pričakujemo, da so normale na tir porazdeljene izotropno in je zato delež tirov med naklonoma i_1 in i_2 sorazmeren z $\int_{i_1}^{i_2} \sin i\, di = \cos(i_1) - \cos(i_2)$. Pričakujemo 6,7-krat toliko planetov z nakloni $70^o < i < 90^o$, ki jim ustreza $0{,}94 < \sin i < 1{,}0$, kot tistih z $0^o < i < 20^o$, za katere je $0 < \sin i < 0{,}34$. Razlika med dejansko maso planeta M_p in njeno projekcijo $M_p \sin i$, ki nam jo da meritev radialne hitrosti, je za posamezni planet sicer lahko velika, vendar se to zgodi poredkoma.

Spremembe radialne hitrosti je lažje zaznati, če je amplituda K_* velika. Torej nam enačba 12.3 pove, da je lažje odkrivati masivnejše planete, kar je logično, saj zvezda vpliv masivnejšega planeta bolj čuti. Vendar so mase planetov vedno majhne. Za odkrivanje moramo biti zato sposobni izmeriti zelo majhne amplitude radialnih hitrosti, pomaga pa tudi, če je orbitalna perioda kratka in če ima zvezda majhno maso. Če maso planeta napišemo kot mnogokratnik mase Jupitra, dobimo

$$\begin{aligned} M_p \sin i &= M_o\,(1-\epsilon^2)^{1/2} \left(\frac{P}{P_o}\right)^{1/3} \frac{K_*}{K_o} \left(\frac{M_*+M_p}{\mathrm{M}_\odot}\right)^{2/3}, \\ & M_o = 0{,}352\, M_J = 111\, M_z, \;\; P_o = 1\,\mathrm{leto}, \;\; K_o = 10\,\mathrm{m\,s^{-1}}. \end{aligned} \tag{12.4}$$

Planet, ki bi bil dvojnik našega Jupitra s $P = 11{,}6$ let torej odkrijemo le, če smo sposobni zaznati amplitudo hitrosti zvezde $K_* = 12{,}5$ m s^{-1}, ob tem pa bi spreminjanje radialne hitrosti lahko izmerili šele z meritvami v obdobju več let.

Vse, kar smo povedali doslej, sodi v klasično fiziko 19. stoletja, vendar so meritve radialnih hitrosti skoraj celotno preteklo stoletje dosegale le točnosti kilometrov v sekundi. To sploh ni slabo, saj radialno hitrost merimo z Dopplerjevim premikom, kjer jo primerjamo s hitrostjo svetlobe, ki je kar 300 tisoč kilometrov v sekundi. Prelom je prinesla boljša tehnologija. Leta 1995 sta Michel Mayor in Didier Queloz odkrila prvi planet okoli zvezde podobne Soncu (Mayor & Queloz, 1995), za kar sta leta 2019 prejela tudi Nobelovo nagrado. Prvi je razvil nov, boljši instrument, njegov takratni doktorski študent Queloz pa je prispeval mladostni perfekcionizem in boljši način obdelave meritev[112].

Cilj spektroskopske meritve je ugotoviti čim točnejše položaje čim večjega števila absorpcijskih spektralnih črt, ki so posledica vezano-vezanih prehodov elektronov v različnih atomih v zvezdini

[112] Od tu do konca poglavja 12.1.1 deloma sledimo tekstu Zwitter (2019).

atmosferi. Skupni drobni premik teh črt v valovni dolžini nam preko Dopplerjevega pojava omogoča meritev radialne hitrosti oddaljevanja oziroma približevanja zvezde.

Meritev spreminjanja radialne hitrosti zvezde, ki kaže na prisotnost planeta, zahteva natančnost približno 10 m/s. Meritev mora biti ponovljiva, ni pa potrebno, da je točna, saj nas zanima spreminjanje radialne hitrosti v obdobjih tednov ali mesecev, ne pa njena vrednost sama po sebi. Zadostuje torej meritev časovnega spreminjanja korelacijske funkcije spektra zvezde in primernega referenčnega spektra.

Taka meritev bo zaznala spremembe radialne hitrosti na nivoju metrov na sekundo, ob tem pa so lahko izmerki glede na dejansko radialno projekcijo hitrosti težišča zvezde sistematično zamaknjeni tudi za 100 m/s ali več (Zwitter et al., 2018). Zamik je posledica zlasti dveh procesov: (i) Kot prvo je tu konvekcija, ki, podobno kot pri našem Soncu, poteka v površinskih plasteh večine zvezd, ob katerih iščemo planete. Vroč plin se v konvektivni plasti dviga, hladnejši pa spušča. Ker je nastanek spektralnih črt odvisen od temperature, odražajo Dopplerjevi premiki teh črt poleg hitrosti težišča zvezde tudi konvektivne premike. Večinoma so črte močnejše v bolj vročem plinu, zato njihovi Dopplerjevi premiki odražajo dviganje z nekaj 100 m/s in s tem zamik proti krajšim valovnim dolžinam. (ii) Svetloba z zvezde na poti z močno gravitacijsko vezane zvezdne površine do opazovalca doživi gravitacijski rdeči premik. Za zvezdo z maso M in polmerom R je ta premik za zelo oddaljenega opazovalca enak $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{GM}{Rc^2}$. Za Sonce je, pretvorjen v hitrostne enote, enak 636 m s^{-1}, za druge zvezde pa ga poznamo z omejeno točnostjo, saj ne vemo točnih vrednosti mase in predvsem polmera. Omenjena procesa imata praviloma sicer nasprotni predznak, vendar se med sabo povsem ne izničita. K sreči pa se za zvezde brez izbruhov ali močnih magnetnih polj v obdobju do nekaj let ne spreminjata s časom. Tako dejanske radialne hitrosti zvezde sicer ne poznamo, še vedno pa lahko merimo njeno spreminjanje. Pri interpretaciji podatkov je seveda treba upoštevati, da smo opazovali z vrteče se Zemlje, ki kroži okoli težišča Osončja. Vendar to ni resnejši problem, saj ustrezno radialno komponento hitrosti lahko izračunamo s točnostjo boljšo od 1 cm s^{-1} (Wright & Eastman, 2014), pri čemer je glavni vir napake efektivni čas opazovanja (Halverson et al., 2016), saj se prosojnost Zemljine atmosfere stalno spreminja.

Spektralne črte zvezd so razširjene, zlasti zaradi gibanja atomov v atmosferi zvezde. Širina črte v hitrostnih enotah je običajno večja od 10 km/s (enačba 2.65). Premika tako široke črte ni mogoče izmeriti na 10 m/s natančno. Vzemimo, da skušamo izmeriti hitrostni premik dobro izražene spektralne črte, ki ima globino $A_G = 0{,}1$ in širino na polovični globini FWHM = 16 km/s, kar ustreza $\sigma_G = \mathrm{FWHM}/2{,}355 = 6{,}8$ km/s. Spekter posnamemo s spektrografom z resolucijsko močjo (enačba 2.52) $R = \frac{\lambda}{d\lambda} = 40.000$, kjer je velikost točke detektorja δ_v enaka tretjini širine resolucijskega elementa: $\delta_v = \frac{1}{3}\frac{d\lambda}{\lambda}\,c = \frac{3\cdot10^5}{3\cdot4\cdot10^4}$ km/s = 2,5 km/s. Če predpostavimo, da smo osvetljevali dovolj dolgo, da je razmerje signala proti šumu enako S/N = 100 (enačba 2.43) in je zato $s = 0{,}01$, iz enačbe 2.69 izračunamo, da je napaka določitve radialne hitrosti spektralne črte enaka

$$\sigma(v_o) = \frac{s}{A_G}\sqrt{\frac{2\,\sigma_G\,\delta_v}{\sqrt{\pi}}} = \frac{0{,}01}{0{,}1}\sqrt{\frac{2\cdot 6{,}8\cdot 2{,}5}{\sqrt{\pi}}}\,\mathrm{km/s} = 0{,}44\,\mathrm{km/s} \tag{12.5}$$

Napako lahko zmanjšamo, če radialno hitrost določamo iz velikega števila črt. Če zanemarimo morebitne sistematične napake, se točnost veča s kvadratnim korenom iz števila pomerjenih spektralnih črt (enačba 2.42). Za dosego natančnosti 10 m/s, moramo pomeriti vsaj $(\frac{440}{10})^2 \simeq 2000$ spektralnih črt. Visoka resolucijska moč zahteva, da naš spektrograf opazuje v visokem interferenčnem redu (k, enačba 2.53), veliko število črt, ki jih moramo opazovati, pa, da pokrijemo velik razpon valovnih dolžin. Rešitev je stopničasti spektrograf (poglavje 2.12.2).

Leta 1942 rojeni Michel Mayor je vso svojo kariero namenil izboljševanju natančnosti spektrografov. Z Andréjem Barannom sta leta 1981 razvila instrument CORAVEL (Baranne et al., 1979). Radialno hitrost opazovane zvezde je določil iz odčitkov fotopomnoževalke, ki je zabeležila, koliko svetlobe je v goriščni ravnini prepustila premična kovinska plošča z režami, ki so uokvirjale pričakovane položaje spektralnih črt. Za zvezde podobne Soncu so tako dosegli natančnost 300 m/s, kar je omogočalo preučevanje številnih dvojnih zvezd, ni pa zadoščalo za odkrivanje planetov.

V devetdesetih letih se jima je pridružil še Mayorjev doktorski študent Didier Queloz. Leta 1993 so na francoskem Observatoire de Haute-Provence zgradili spektroskop ELODIE (Baranne et al., 1996), ki je prinesel napredek na štirih področjih: (1) svetlobo so vanj speljali z optičnimi vlakni, kar je pomenilo manjše izgube svetlobe kot pri klasičnem Coudéjevem vmesniku, obenem pa je instrument lahko deloval na optični mizi v kontroliranih pogojih; (2) uporabili so običajni

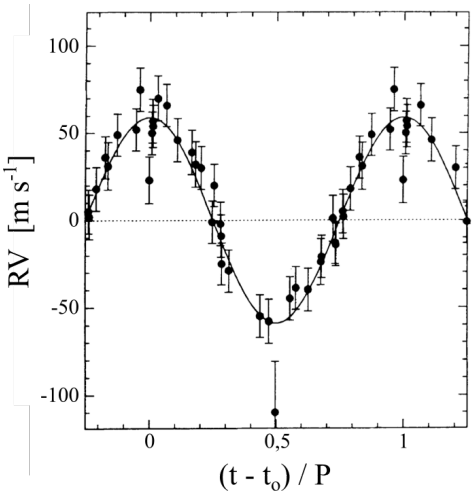
stopničasti spektrograf, ki pa so ga zelo pazljivo skalibrirali; (3) namesto fotopomnoževalke so uporabili digitalni ploskovni detektor CCD; (4) za korelacijsko analizo so namesto plošče z režami uporabili računalniški algoritem.

Preprosti spektrografi z interferenčno mrežico točkasto sliko zvezde razklonijo v sled, vzdolž katere se spreminja valovna dolžina (poglavje 2.12.1). Tak način ni učinkovit, saj je zabeležena sled relativno kratka in zato s primerno natančnostjo lahko pokrije le skromen razpon valovnih dolžin in tako zabeleži položaje le majhnega števila spektralnih črt. Stopničasti spektroskop (poglavje 2.12.2) svetlobo zvezde razkloni dvakrat: spektroskop ELODIE najprej z zelo gosto interferenčno mrežico v zelo visokem interferenčnem redu (deluje med interferenčnimi redi $k = 90$ in $k = 156$), nato pa se izogne prekrivanju posameznih redov s še enim razklonilnim elementom, ki svetlobo rahlo razklanja v smeri pravokotni na prvotni razklon. V spektroskopu ELODIE so za drugi razklon uporabili kombinacijo prizme in grizme, to je prizme, ki ima na eni od površin še interferenčno mrežico. Rezultat je $156-90+1 = 67$ skoraj vzporednih sledi, ki lepo pokrivajo površino detektorja CCD in omogočajo visokoresolucijsko ($\lambda/\Delta\lambda \simeq 40.000$) meritev spektra v območju valovnih dolžin med 390,6 in 681,1 nm. Na skupaj približno 67.000 točkah za zvezdo podobno Soncu zabeležimo $\simeq$ 5000 spektralnih črt. To omogoča meritev radialne hitrosti z natančnostjo $\simeq$ 15 m s^{-1}. Na teleskopu s premerom primarnega zrcala 1,93 m je za zvezdo 9. magnitude za to potrebna polurna osvetlitev. Rezultat je nekoliko slabši od zgornjega računa, ker se mnoge črte med seboj prekrivajo, pa tudi lastnosti spektrografa se s časom nekoliko spreminjajo. Vseeno je bil ELODIE leta 1993 daleč najnatančnejši in najučinkovitejši astronomski spektrograf.

51 Pegaza: odkritje prvega planeta okoli Soncu podobne zvezde

Mayor in Queloz sta se takoj lotila sistematičnega opazovanja 142 Soncu podobnih zvezd, za katere so s spektroskopom CORALIE preverili, da so enojne in brez izbruhov ali pulzacij, ki bi zaradi časovno spremenljivega prispevka lahko kontaminirale meritev radialne hitrosti. Med njimi je bila tudi zvezda 51 v ozvezdju Pegaza, ki ima enako površinsko temperaturo kot Sonce in je za $\sim 30\%$ večja od njega. Na razdalji 15,47 pc (ki jo po zaslugi Gaje poznamo na 0,2% natančno) je ta zvezda z magnitudo $V = 5{,}46$ na meji vidnosti s prostim očesom.

Queloz je v meritvah radialne hitrosti zaznal rahla, vendar hitra nihanja z amplitudo 59 m s^{-1} in s periodo 4,229 dneva. Zadnja vrednost je bila povsem nepričakovana, saj imajo planeti v našem Osončju mnogo daljše obhodne čase. Celo Merkur za en obhod potrebuje 88 dni. Torej se je potožil mentorju, da nikakor ne najde napake, ki bi razložila čudni rezultat.



Slika 12.4: Spreminjanje radialne hitrosti zvezde 51 Peg kaže na prisotnost planeta z maso $M_p \sin i = 0{,}47 \pm 0{,}02$ M$_J$. Orbitalna perioda je $P = 4{,}2293$ dni, $t_o = JD2449797{,}77$. Radialne hitrosti ustrezajo krožnemu tiru z amplitudo $K_* = 59$ m s^{-1}, spekter zvezde pa pove, da je njena masa enaka Sončevi. Prirejeno po Mayor & Queloz (1995).

Mayor je razumel, za kaj gre, in tako sta 23. novembra 1995 v reviji Nature objavila odkritje planeta z maso vsaj polovice Jupitra, ki kroži okoli Soncu podobne zvezde (slika 12.4). Planet bi bil lahko tudi nekoliko bolj masiven, saj ni nujno, da Zemlja leži v orbitalni ravnini planeta in je tako amplituda radialne komponente manjša od dejanske hitrosti zvezde. Vendar pa je statistično neverjetno, da bi masa nevidnega telesa dosegala 13 Jupitrovih mas, ali da bi presegala celo 60 mas Jupitra.

Odkritje planeta je že pred objavo potrdila skupina G. Marcyja na Havajih, leta 2015 pa so

opazili tudi rahel presežek v spektru svetlobe, kadar je planet skoraj za zvezdo in odbija proti nam nekaj njene svetlobe (Martins et al., 2015). Tako so lahko ugotovili, da je smer proti Zemlji le 10^{+19}_{-10} stopinj od orbitalne ravnine planeta, in da je posledično njegova masa določena na $0{,}46^{+0{,}06}_{-0{,}01}$ mase Jupitra. Ker je od svoje zvezde oddaljen le 8 milijonov km, je vroč in zato nekoliko napihnjen, z dvojnim Jupitrovim polmerom. Leta 2015 je Mednarodna astronomska zveza planet poimenovala Dimidium, ki v latinščini pomeni polovica in je sklic na planetovo maso.

Spektroskopu ELODIE so z znatnim prispevkom Queloza in Mayorja sledili še natančnejši nasledniki, z imeni CORALIE in HARPS. Slednji dosega natančnost 0,9 m s^{-1}, torej je valovno dolžino sposoben meriti na 9 decimalnih mest. To omogoča odkrivanje planetov po masi podobnih Zemlji (glej npr. Udry et al., 2007). Harpsov naslednik, spektroskop ESPRESSO, z analizo svetlobe zbrane z do štirimi 8-metrskimi teleskopi VLT na Evropskem južnem observatoriju trenutno dosega natančnost radialnih hitrosti 0,5 m s^{-1}, kmalu pa naj bi dosegel 0,1 m s^{-1} (Pepe et al., 2021). Z doslej odkritimi 1106 planeti okoli 825 različnih zvezd so meritve radialne hitrosti zvezde drugi najproduktivnejši način za odkrivanje planetov drugih sonc. O lastnostih odkritih planetov bomo spregovorili, ko se seznanimo še z drugimi načini odkrivanja.

12.1.2 Spremenljivost položaja zvezde na nebu

Ker se zvezda zaradi prisotnosti planetov giblje okoli skupnega težišča osončja, z meritvijo odmikov v ravnini neba lahko odkrijemo prisotnost planetov. Za en planet v krožni tirnici okoli zvezde odmiki položaja zvezde dosegajo

$$a_* = a\,\frac{M_p}{M_* + M_p} = (2\pi)^{-2/3} G^{1/3} M_p (M_* + M_p)^{-2/3} P^{2/3}, \tag{12.6}$$

kar pretvorimo v spremembo smeri proti zvezdi, ki je na oddaljenosti d,

$$\Delta\phi = a_*/d = 0{,}955\,\mathrm{mas}\,\frac{M_p}{M_J}\left(\frac{M_* + M_p}{\mathrm{M}_\odot}\right)^{-2/3}\left(\frac{P}{P_o}\right)^{2/3}\frac{d_o}{d},\quad P_o = 1\,\mathrm{leto},\quad d_o = 1\,\mathrm{pc}. \tag{12.7}$$

Enota mas je tisočinka ločne sekunde (milli-arc-second). Pričakovani premiki so za zvezde na razdaljah nekaj deset parsekov zelo majhni. Z opazovanji z Zemlje ali vesolja v vidni svetlobi ali z radijsko interferometrijo (poglavje 2.6.4), ki so jih dopolnili z meritvami radialne hitrosti zvezde, so doslej na ta način odkrili dva ducata planetov. Veliko upanje v bližnji prihodnosti predstavlja misija Gaia Evropske vesoljske agencije, ki smeri proti zvezdam meri s točnostjo nekaj deset milijonink ločne sekunde. Tudi v tem primeru lahko odkrijemo le masivne planete z maso podobno Jupitru. Zgornja enačba pove, da daljša orbitalna perioda pomaga. Vendar ta ne sme preseči dobrega desetletja, kar je čas delovanja Gaje, saj sicer ne pomerimo niti enega obhoda. Opazovanja se zaključujejo v začetku leta 2025, torej končnih rezultatov še ni. Kot primer pa je Gaia neodvisno odkrila planet Gaia 3b na oddaljenosti 35,37 pc, ki ima maso 7,3 M_J, orbitalno periodo 297,6 dni in je na skrajno sploščenem tiru ($\epsilon = 0{,}948$, Gaia Collaboration et al., 2022a, glej tudi https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/iow_20220131) okoli zvezde HD 81040. Opaženi premiki zvezde na nebu so kvalitativno podobni Gajinem odkritju masivne črne luknje (slika 9.2), vendar so zaradi manjših odmikov precej bolj zašumljeni. Da je odkritje realno, so z odkritjem istega planeta z meritvijo spremenljivosti radialne hitrosti zvezde pokazali Sozzetti et al. (2006).

Velika prednost Gaje ne bo le veliko število tako odkritih masivnih planetov, ampak predvsem popolnost opaženega. Ker Gaia opazuje vse zvezde na nebu do precej temne navidezne magnitude in ker je amplitudo spremembe smeri mogoče zaznati ne glede na usmerjenost ravnine tira, lahko pričakujemo popoln katalog masivnih planetov do neke mejne oddaljenosti od Zemlje. Ob tem nam astrometrična meritev odmikov v odvisnosti od časa omogoča določiti tako maso planeta, kot tudi dejansko obliko in velikost tira. To je drugače, kot če merimo le spremenljivost radialne hitrosti, kjer ob nepoznanem naklonu tira lahko govorimo le o spodnji meji za maso planeta. Seveda pa je spremembe položaja zvezd zaradi prisotnosti planetov mogoče izmeriti le za zvezde, ki so v neposredni Sončevi okolici.

12.1.3 Prehod planeta preko ploskvice zvezde

Zvezde so predaleč, da bi jih lahko razločili kot svetle ploskvice na nebu. Izjeme so le najbližje in največje, kot je Betelgeza, katere premer 1500 $\mathrm{R}_\odot$ na oddaljenosti ~ 150 pc vidimo pod kotom

0,047". Ker je večina manjša in so dlje, njihovih ploskvic ne moremo razločiti že zaradi omejene uklonske ločljivosti teleskopa (poglavje 2.6.3). Ideja, da bi videli majhen planet, kako se premika preko ploskvice zvezde, je zato povsem neizvedljiva.

Ploskvice planeta pred zvezdo ne moremo videti, lahko pa zaznamo, da tedaj planet zastre del svetlobe zvezde. Če predpostavimo, da je ploskvica zvezde po vsej površini enako svetla, je problem podoben, kot pri medsebojnih mrkih zvezd v dvojnem sistemu (enačba 9.11 in slika 9.4). Ker planet ne seva lastne svetlobe, lahko v enačbe vstavimo, da ima temperaturo nič. Zvezda med prehodom planeta potemni za

$$\frac{j_o - j_p}{j_p} = \left(\frac{R_p}{R_*}\right)^2, \tag{12.8}$$

kjer je j_p opazovani svetlobni tok z zvezde med prehodom planeta, j_o pa njegova siceršnja vrednost. Enačba pove, da je delež zastrte svetlobe enak razmerju ploščine planeta in zvezde. Če je planet po velikosti enak Jupitru, zvezda pa Soncu, je potemnitev enaka $(\frac{69911}{695660})^2 = 0{,}010$, torej je zvezda med prehodom videti za 1 % temnejša. Če ima planet velikost Zemlje, je potemnitev le še $(\frac{6371}{695660})^2 = 8{,}4 \cdot 10^{-5}$. V prvem primeru prehod lahko opazujemo z Zemlje, v drugem primeru pa nam spremenljivost prozornosti naše atmosfere to preprečuje, torej moramo opazovati s satelita. Opazovanja s satelita imajo prednost tudi v tem, da jih ne prekinja izmenjavanje dneva in noči in da nanje ne vpliva spremenljivost vremena na Zemlji.

Doslej so trije sateliti[113] iskali planete drugih sonc, tako da so skušali zaznati prehod planeta preko ploskvice zvezde (angl. planetary transit). Kot prvi je med leti 2006 in 2013 francoski satelit COROT odkril 34 planetov drugih zvezd. Nasina misija Kepler je bila med leti 2009 in 2018 mnogo uspešnejša, saj je odkrila kar 2365 takih planetov. Njeno delo sedaj nadaljuje Nasina misija TESS, ki je do novembra 2023 ob več tisoč kandidatih odkrila 402 nova planeta. V nekaj letih se ji bo pridružila evropska misija PLATO.

Potemnitev zvezde zaradi prehoda planeta moramo znati ločiti od drugih razlogov za spreminjanje sija zvezde. Kot prvo, med prehodoma preko ploskvice mine natanko ena orbitalna perioda planeta, torej si potemnitve sledijo v enakomernih časovnih razmakih[114]. Da ugotovimo, da se prehod periodično ponavlja, moramo opazovati vsaj tri prehode. Satelit Kepler je svoje glavno zvezdno polje opazoval 4 leta. Torej ni mogel odkrivati planetov z orbitalno periodo nad 2 leti, najlažje pa je odkrival tiste, ki imajo orbitalno periodo krajšo od enega leta. Kot drugo, ima neaktivna zvezda, ki se ji dejanski izsev s časom ne spreminja, med prehodi stalen sij. Misija Kepler se je o tem prepričala, tako da je med leti 2009 in 2013 stalno opazovala isto zvezdno polje v smeri ozvezdij Laboda, Lira in Zmaj. Končno se sij spremenljivi zvezdi menja skoraj ves čas, primer so pulzirajoče zvezde (poglavje 7.7) ter zvezde s površinskimi pegami (poglavje 4.16). Pri slednjih je prispevek pege na ekvatorju viden polovico vrtilnega časa, medtem ko so druge pege vidne malo več ali manj. Nasprotno pa je potemnitev zaradi prehoda planeta omejena na zelo kratke časovne intervale, ko so zvezda, planet in smer proti Zemlji skoraj poravnani. Trajanje prehoda je za planet na krožnem tiru s polmerom a, katerega pravokotnica s smerjo proti Zemlji oklepa kot i, enako

$$t_P = \begin{cases} \frac{2R_*}{2\pi a}\, P \sqrt{1 - (\frac{a\cos i}{R_*})^2}, & \text{če je } \; a\cos i < R_*, \\ 0, & \text{sicer.} \end{cases} \tag{12.9}$$

Prvi ulomek pove, kolikšen del obhodnega časa je planet pred zvezdo, če je planet mnogo manjši od zvezde in je polmer njegovega tira mnogo večji od polmera zvezde. Koren upošteva, da je čas prehoda krajši, če Zemlja ni v orbitalni ravnini planeta, saj tedaj planet preči le tetivo na ploskvico zvezde, ki je krajša od zvezdinega premera. Druga vrstica pove, da so prehodi preko ploskvice redki. Za dvojnico Zemlje in našega Sonca mora biti $\cos i < 0{,}00465$ in naklonski kot $i > 89{,}73^\circ$. Če predpostavimo izotropno porazdelitev usmeritev orbitalnih ravnin planetov, je verjetnost za kaj takega le $\int_{89{,}73^\circ}^{90^\circ} \sin i\, di = 0{,}465$ %. Za planete, ki so bližje svoji zvezdi, je verjetnost večja, kljub temu pa opazimo prehode le za majhen delež zvezd obdanih s planeti.

[113] COROT: https://en.wikipedia.org/wiki/CoRoT, Kepler: https://en.wikipedia.org/wiki/Kepler_space_telescope, TESS: https://en.wikipedia.org/wiki/Transiting_Exoplanet_Survey_Satellite.

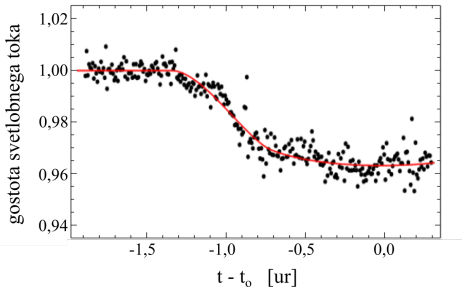
[114] Enakomerne časovne razmake bi videl opazovalec v težišču našega Osončja. Če opazujemo z Zemlje ali njene bližine, moramo upoštevati razliko v času potovanja svetlobe z zvezde, ko se naše opazovališče giblje okoli Sonca. Neenakomernost prehodov lahko povzroči tudi prisotnost več planetov. O tem govorimo v poglavju 12.1.4.

Trajanja prehoda ni težko izraziti z orbitalno periodo in maso zvezde

$$t_P \lesssim \frac{2R_*}{2\pi a}P = \left(\frac{4P}{\pi G(M_* + M_p)}\right)^{1/3} R_* = 13\,\mathrm{ur}\left(\frac{P}{P_o}\right)^{1/3}\left(\frac{M_* + M_p}{\mathrm{M}_\odot}\right)^{-1/3}\frac{R_*}{\mathrm{R}_\odot},\ P_o = 1\,\mathrm{leto}. \tag{12.10}$$

Vidimo, da gre v vsakem primeru za nekajurni dogodek. Satelit Kepler je tako za večino tarč imel razmik (angl. cadence) med posnetki približno pol ure, za manjšino pa eno minuto.

Plitki periodični minimumi ob sicer stalnem siju zvezde še ne pomenijo, da smo odkrili planet. Pri medsebojnem mrku dveh zvezd so minimumi praviloma precej globlji. Vendar ne vedno. Mrk bo plitek, če ena relativno majhna zvezda le oplazi ploskvico večje zvezde. Prav tako bo mrk videti plitek, če opazujemo povsem običajen medsebojni mrk dveh temnih zvezdic, ob katerih pa skoraj v isti smeri vidimo še eno, enojno, vendar bistveno svetlejšo zvezdo. Če je temni par 100-krat temnejši od svetle zvezde in če si medsebojno pokrivata po pol svetlobe, bomo napačno sklepali, da opazujemo prehode planeta pred svetlo zvezdo z globino $\frac{1}{2}\frac{1}{100} = 0{,}005$. Lahko zaključimo, da je treba kandidate za prehode planeta preko ploskvice dodatno preveriti. Za misijo COROT se je izkazalo, da je bila večina kandidatov na koncu nekaj drugega. Pri misiji Kepler je od začetnega namiga do končne objave praviloma minilo več let, saj preverjanje traja. Možnosti je več. Kot prvo lahko skušamo prisotnost planeta zaznati po spremembah radialne hitrosti zvezde, ki morajo imeti enako orbitalno periodo in usklajeno fazo. Kot drugo pa lahko kandidata za planetarni sistem opazujemo v različnih valovnih dolžinah. Če je to zares planet, bo globina minimuma vedno enaka, saj je planet le črna ploščica pred zvezdo. Če pa je v igri temna dvojna zvezda v skoraj isti smeri kot svetla samostojna zvezda, bomo opazili, da so globine minimumov v različnih valovnih dolžinah različne, saj se relativni prispevki zvezd v različnih barvah razlikujejo.



Slika 12.5: Prehod planeta preko ploskvice zvezde HAT-P_32. Na vodoravni osi je čas glede na sredino prehoda, na navpični pa gostota svetlobnega toka, ki je normalizirana, tako da je vrednost zunaj prehoda enaka 1. Negotovost toka za posamezni izmerek je $\simeq 0{,}003$. Rdeča črta je model za prehod, ki traja $t_P = 2{,}68 \pm 0{,}04$ ure in ima globino $\frac{j_o - j_p}{j_o} = 0{,}0332(4)$. Opazovanja s teleskopom Vega na Astronomskem observatoriju FMF sta leta 2019 naredila študenta Bor Jamnik in Tadej Štampohar.

Primer domačega opazovanja prehoda je na sliki 12.5. Iz globine prehoda po enačbi 12.8 določimo $R_p/R_* = 0{,}182 \pm 0{,}001$. Ker iz spektroskopskih opazovanj sklepamo, da ima zvezda HAT-P-32 polmer $R_* = 1{,}22 \pm 0{,}02\ \mathrm{R}_\odot$, maso $M_* = 1{,}16 \pm 0{,}04\,\mathrm{M}_\odot$ in izsev $L_* = 1{,}97 \pm 0{,}15\ \mathrm{L}_\odot$ (Hartman et al., 2011), je polmer planeta enak $R_p = 0{,}22\,\mathrm{R}_\odot = 2{,}2\,R_J$. Pogled na graf 12.1 nam vsiljuje dvom, ali je manjše telo sploh planet, saj po velikosti bolj sodi k (majhnim) zvezdam. Da je planet zaradi močnega obsevanja bližnje zvezde morebiti le napihnjen, sklepamo iz orbitalne periode $P = 2{,}15$ dneva in tretjega Keplerjevega zakona. Velika polos planetovega tira je enaka le $a = 5{,}21 \cdot 10^9\,\mathrm{m} = 7{,}5\,\mathrm{R}_\odot$. Planet, ki je tako blizu, je res vroč in zato razumljivo napihnjen, saj njegovo površinsko temperaturo po enačbi 6.4 ocenimo na $T_p \simeq 1500$ K. Za geometrijski albedo smo vzeli alb $= 0{,}5$, kar je značilna vrednost za plinaste planete (tabela 6.2). Da zares opazujemo planet, potrdi tudi meritev spremenljivosti radialne hitrosti zvezde (Hartman et al., 2011). Njena amplituda $K_* = 123 \pm 23\ \mathrm{m\ s^{-1}}$ nam po enačbi 12.4 da maso planeta $M_p \simeq 0{,}86\ \mathrm{M}_J$. Tu smo privzeli, da je smer proti Zemlji skoraj v ravnini tira planeta. To je res, saj opazimo prehode preko ploskvice. Po enačbi 12.9 mora biti $a\cos i < R_*$, torej je $i > \arccos\frac{R_*}{a} = 80{,}6^\mathrm{o}$. Če bi bila Zemlja natanko v orbitalni ravnini, bi bil čas prehoda $t_P = \frac{2R_*}{2\pi a} = 2{,}68$ ure, kar se sklada z opaženo dolžino prehodov. Torej je naklonski kot znotraj merske napake enak 90^o.

V računu smo predpostavili krožni tir. Za eliptični tir so enačbe bolj zapletene (Hartman et al., 2011, tabela 8). Sploščenost tira lahko ugotovimo s spektroskopskimi opazovanji. V primeru HAR-P-32b[115] je meritev sploščenosti negotova, kar vidimo tudi po veliki napaki meritve amplitude spreminjanja radialne hitrosti. Razlog je v časovno spremenljivih konvektivnih gibanjih v atmosferi zvezde, ki so verjetno posledica spremenljivosti magnetnih polj (Hartman et al., 2011).

[115]Imena planetov so enaka imenu zvezde, ki ji za prvi planet dodamo črko 'b', za drugega 'c', itd.

O sploščenosti tira bi lahko sklepali tudi iz fotometrije, če bi zaznali sekundarni mrk, ko se planet skrije za zvezdo. V primeru HAT-P-31b tega niso opazili, poznamo pa kar nekaj zvezd s planeti, kjer se nivo gostote svetlobnega toka zunaj prehoda počasi in malenkostno dviga, ko je proti nam obrnjen vedno večji del ploskvice planeta, ki ga osvetljuje zvezda. Ko se planet skrije za zvezdo, nivo strmo pade na tistega na robu prehoda (npr. slike 1–5 v Esteves et al., 2015). Če je sekundarni mrk natanko na sredi med dvema prehodoma, je tir krožen, ali pa je na eliptičnem tiru velika polos poravnana s smerjo proti Zemlji. Zamaknjen sekundarni mrk pomeni, da je planet na eliptičnem tiru.

Natančno obliko krivulje zunaj prehodov lahko pomerimo v različih valovnih dolžinah in tako analiziramo svetlobo planeta. V osnovi je to odbita svetloba z zvezde, kjer tako lahko ugotovimo spreminjanje albeda z valovno dolžino, s tem pa tudi osnovne lastnosti površine planeta. V infrardeči svetlobi se odboju pridruži še lastno sevanje planeta, kot smo za plinaste planete v našem Osončju omenili na strani 232.

Če bi bila ploskvica zvezde enakomerno osvetljena, bi imel prehod škatlasto obliko: sij zvezde bi padel na začetku prehoda in nato ostal enak vse do konca prehoda. Na sliki 12.5 vidimo, da ni tako. Po strmem padcu ob začetku prehoda zvezda še naprej zlagoma temni in nato počasi postaja svetlejša, do strmega dviga ob koncu prehoda. Razlog je robna zatemnitev zvezde, saj planet pokrije le majhen del ploskvice zvezde za njim. Če ima zvezda pege, podobno kot naše Sonce, bomo videli valujočo svetlobo med prehodom, ko se planet giblje pred različno svetlimi deli površine zvezde. Razlika med svetlobo zunaj prehoda in tisto, ki jo prejemamo ob določenem trenutku prehoda, nam pove sevanje prekritega koščka zvezde z velikostjo planeta. Planet torej lahko uporabimo kot sondo, ki nam prečeše zvezdo s kotno ločljivostjo, ki je drugače povsem nedosegljiva. To tehniko so uporabili za študij velikosti, temperature in porazdelitve peg na površju, če pa primerjamo več zaporednih prehodov preko ploskvice, lahko po premikanju peg ugotovimo tudi, v kolikšnem času se zvezda zavrti okoli lastne osi in kam je ta os usmerjena. Nedavno so na ta način Biagiotti et al. (2024) raziskovali lastnosti zvezde HATS-2.

Prehod preko ploskvice omogoča tudi študij atmosfer planetov. Planet med prehodom predstavlja temno ploskvico, ki pa jo obdaja tanek obroč morebitne atmosfere. Svetloba zvezde, ki potuje skozi ta obroč proti Zemlji, doživlja absorpcijo v plinih v planetovi atmosferi. Če od spektra, posnetega posnetega med prehodom, odštejemo spekter, posnet zunaj prehoda, lahko identificiramo absorpcijske črte planetove atmosfere ter sklepamo o njegovi kemični sestavi in gostoti. Ker je obroč atmosfere planeta tanek, je opazovanje zelo težavno. Navadno seštevajo veliko število spektrov v in zunaj prehoda in tako izboljšajo razmerje signala proti šumu. Pogosto opazujejo v infrardeči svetlobi, kjer pričakujemo absorpcije molekul v planetovi atmosferi. Ker molekule absorbirajo cele trakove absorpcijskih črt, lahko uporabijo tudi spektre z dokaj skromno resolucijsko močjo (enačba 2.52). Swain et al. (2008) so tako z opazovanji s Hubblovim vesoljskim teleskopom odkrili, da sta v atmosferi planeta HD 189773b prisotna metan in voda. Planet je po velikosti in masi podoben Jupitru, ker pa je zelo blizu svoji Soncu podobni zvezdi, je njegova efektivna temperatura (enačba 6.4) kar 1200 K. Kot bomo omenili kasneje, je odločilne premike prinesla infrardeča spektroskopija z vesoljskim teleskopom James Webb.

12.1.4 Spremenljivost oddaljenosti zvezde

S slike 12.3 razberemo, da se zaradi prisotnosti planetov razdalja do Sonca za oddaljenega opazovalca, ki ni ravno v smeri ekliptičnih polov, spreminja s časom. Sprememba oddaljenosti zvezde, okoli katere kroži planet, dosega največje odmike

$$\Delta d = a_* \sin i = a \frac{M_p}{M_* + M_p} \sin i = (2\pi)^{-2/3} G^{1/3} M_p (M_* + M_p)^{-2/3} P^{2/3} \sin i. \tag{12.11}$$

Številsko so ti odmiki enaki

$$\Delta d = 0{,}205\,\mathrm{R}_\odot \, \frac{M_p}{M_J} \left(\frac{M_* + M_p}{\mathrm{M}_\odot} \right)^{-2/3} \left(\frac{P}{P_o} \right)^{2/3} \sin i, \quad P_o = 1\,\text{leto}. \tag{12.12}$$

Tako majhne spremembe razdalje je geometrijsko, na primer s paralakso (poglavje 3.10.4), nemogoče zaznati. Pomaga pa, če ima zvezda sama po sebi jasno izraženo periodično variabilnost. Spremembo oddaljenosti zvezde zaznamo po spremembi časa, ki ga njena svetloba potuje do nas.

Način odkrivanja imenujemo časomerstvo (angl. timing), uporaben pa je za pulzirajoče zvezde (poglavje 7.7), pulzirajoče bele pritlikavke (poglavje 10.3.3) in zlasti pulzarje (poglavje 10.3.4). Merimo lahko odmik v času prehoda pulzov, ali pa njihovo spremenljivo frekvenco. Po rahlih zamikih časa mrkov lahko odkrijemo tudi planet, ki se giblje okoli prekrivalne dvojne zvezde (poglavje 9.1.7).

Doslej so s časomerstvom odkrili 53 planetov drugih zvezd, od tega jih je 22 okoli pulzarjev. Med njimi sta tudi planeta ob pulzarju PSR 1257+12, ki sta bili leta 1992 sploh prva planeta odkrita zunaj našega Osončja (Wolszczan & Frail, 1992). Planeta z 2,8 in 3,4 Zemljinimi masami obkrožata pulzar na razdaljah 0,47 in 0,36 a.e.. Odkritje je bilo popolno presenečenje, saj planet na tako majhni razdalji ne more preživeti eksplozije supernove, ob kateri nastane nevtronska zvezda in z njo pulzar. Torej sta planeta nastala kasneje, verjetno z zgoščanjem dela snovi, ki jo je izvrgla supernova. Kasneje so ob istem pulzarju odkrili še en planet. Okolje na teh planetih je zaradi ekstremnih vrtečih se magnetnih polj in toka nabitih delcev v okolici pulzarja skrajno neugodno. Morebitna tamkajšnja civilizacija, če bi seveda lahko preživela, bi elektriko lahko proizvajala kar z indukcijo v žici, ki bi jo napeli okoli planeta. Kot smo omenili, so taki planeti redkost. Zato se je verjetno tudi Nobelov odbor odločil, da nagrado podeli za odkritje planeta okoli Soncu podobne zvezde, pa tudi razmere so na takih planetih mnogo prijaznejše.

12.1.5 Spremenljivost časa prehoda

Prehod preko ploskvice pri zvezdi, okoli katere se giblje en sam planet, nastopi, ko so zvezda, planet in smer proti Zemlji poravnani v karseda ravni črti, težišče pa je med zvezdo in planetom. Če ima zvezda več planetov, na primeru Sonca (slika 12.3) vidimo, da je ob prehodu zvezda glede na težišče lahko zamaknjena vstran. Prehod lahko nastopi prepozno ali prezgodaj, odvisno od medsebojnega položaja, orbitalnih period in mas planetov. Metodo imenujejo spremenljivost časa prehoda (angl. transit timing variation, tudi TTV). Do maja 2024 so na ta način odkrili 29 planetov.

Kot ilustracijo obravnavamo posebej preprost primer, ki nam bo dal največji možni zamik časa prehoda. Okoli zvezde z maso M_* in polmerom R_* v isti ravnini krožita dva planeta, smer proti Zemlji pa je natanko v ravnini njunega tira. Ob prehodu drugega planeta je zveznica prvega planeta z zvezdo pravokotna na smer proti Zemlji. Torej ob prehodu drugega planeta prvi kar najbolj premakne zvezdo iz težišča sistema in s tem zamakne sredino prehoda drugega planeta za čas

$$\Delta t_{P2} \simeq \frac{a_{P1}\frac{M_{P1}}{M_*}}{\frac{2\pi a_{P2}}{P_2}} = \frac{P_1}{2\pi}\frac{P_2}{a_{P2}}\frac{a_{P1}}{P_1}\frac{M_{P1}}{M_*} = \frac{P_1}{2\pi}\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{1/3}\frac{M_{P1}}{M_*} \tag{12.13}$$

Najprej smo zamik položaja zvezde glede na težišče zaradi prisotnosti prvega planeta delili s hitrostjo potovanja drugega planeta okoli zvezde. Nato smo upoštevali, da je za planeta, ki se gibljeta okoli iste zvezde, razmerje a_P^3/P^2 enako, torej je a_P/P sorazmeren s $P^{-\frac{1}{3}}$. Če ima prvi planet maso Jupitra in z orbitalno periodo enega leta kroži okoli zvezde z maso Sonca, je največji zamik prehoda planeta z orbitalno periodo P_2 enak $1{,}33\,(P_2/P_1)^{1/3}$ ur. Če ob prehodu drugega planeta, prvi planet s smerjo proti Zemlji oklepa kot $\vartheta_1 \neq 90^o$, je treba časovni zamik prehoda drugega planeta pomnožiti s $\sin\vartheta_1$. Zamik blizu ene ure je vsekakor merljiv, zveza pa omoča tudi meritev mase prvega planeta.

Zamik položaja zvezde glede na težišče osončja je merljivo za planete podobne Jupitru z relativno dolgimi obhodnimi časi okoli zvezde. Če izračunamo zamik, ki ga povzroči planet z maso Zemlje, ki zvezdo z maso desetinke Sonca obkroži v 5 dneh, dobimo $\Delta t_{P2} \lesssim 2{,}06\,(P_2/P_1)^{1/3}$ s. Nekajsekundni zamiki časa prehoda, ki so posledica zamika med položajem zvezde in težiščem osončja, niso merljivi. Obstaja pa še ena možnost. Zamik prehoda lahko povzročijo tudi medsebojne gravitacijske motnje planetov. Dobra ilustracija tega mehanizma je planetarni sistem Trappist-1.

Osončje Trappist-1: Sneguljčica in sedem palčkov

Okoli zvezde Trappist-1 kroži kar sedem planetov, torej je to lep primer Sneguljčice in sedmih palčkov. Osončje je odkril Michaël Gillon, ki je želel s prehodi preko ploskvice odkrivati planete, po velikosti podobne Zemlji. Ker je globina prehoda večja za manjše zvezde (enačba 12.8), je s 60-cm

teleskopom TRAPPIST[116] opazoval hladne in temne zvezde v okolici Sonca, za katere je lahko (slika 7.5) sklepal, da imajo majhno velikost. Take zvezde so pritlikavke z majhno maso, ki so zanimive tudi zato, ker ima zaradi majhnega izseva zvezde lahko dokaj zmerno površinsko temperaturo (enačba 6.4) tudi planet, ki je blizu zvezde in ima kratko orbitalno periodo. Posledično so razmere na površju morda lahko podobne Zemljinim. Ker so pritlikavke z majhno maso zelo dolgožive (enačba 8.5), je bilo na njihovih planetih dovolj časa za razvoj česa zanimivega, potencialno tudi življenja. Ker je polmer pritlikavke majhen, je malo verjetno, da je tirnica oddaljenega planeta dovolj dobro poravnana s smerjo proti Zemlji, da opazimo prehode preko ploskvice (enačba 12.9). Za bližnje planete je verjetnost za prehod precej večja. Ob tem krajši obhodni čas pomeni tudi, da je lažje nabrati opazovanja treh prehodov, ki nam povedo, da gre za periodični dogodek.

Po opazovanjih številnih že prej poznanih planetarnih sistemov, je Gillon leta 2015 opazoval zvezdo 2MASS J23062928-0502285. Odkril je, da okoli nje krožijo trije planeti (Gillon et al., 2016), z dodatnimi opazovanji pa se je njihovo število povzpelo na sedem (Gillon et al., 2017). Zvezda je zato dobila dodatno, lažje izgovorljivo ime. Imenujemo jo Trappist-1.

Tabela 12.1: Lastnosti sedmih planetov, ki krožijo okoli zvezde Trappist-1. Zvezda je na oddaljenosti $12{,}47 \pm 0{,}01$ pc (Gaia Collaboration et al., 2023a) in ima izsev $0{,}00074\ \mathrm{L}_\odot$. Ob fotometrično določeni površinski temperaturi 2560 K je njen polmer enak $R_* = 0{,}138\ \mathrm{R}_\odot$ in ima maso $M_* = 0{,}08\ \mathrm{M}_\odot$. Navajamo rezultate, objavljene v Gillon et al. (2017) in Luger et al. (2017), prilagojene z upoštevanjem točnejše vrednosti oddaljenosti. Ravnovesna temperatura na površju planeta (enačba 6.4) predpostavlja geometrijski albedo alb = 0,3.

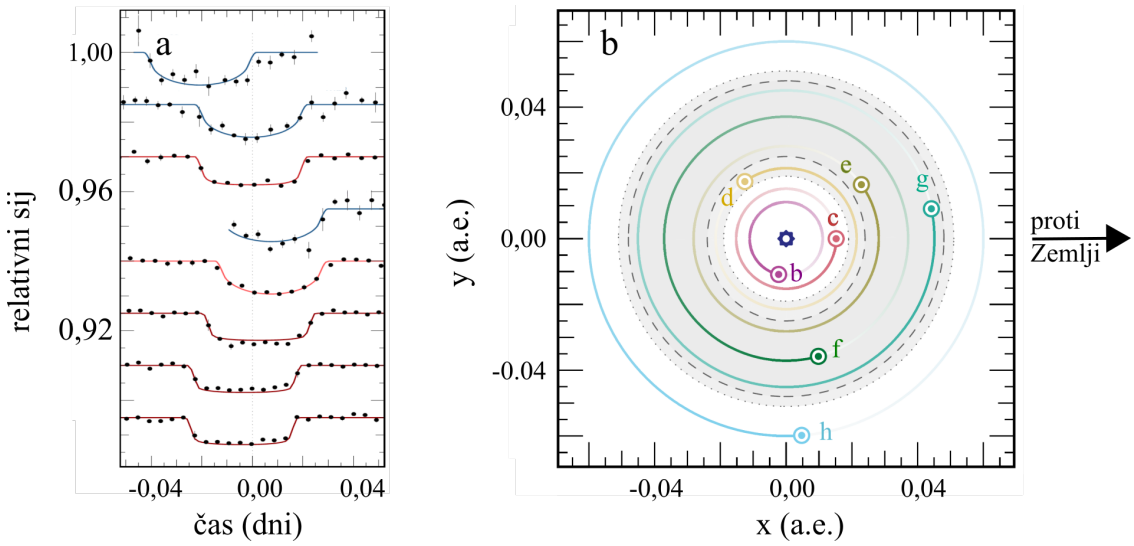
Lastnost planeta	Planet						
	b	c	d	e	f	g	h
Orbitalna perioda (dni)	1,51087	2,4218	4,0496	6,0996	9,2067	12,353	18,767
Razdalja planeta od zvezde (R_*)	17,3	23,7	33,4	43,8	57,7	70,2	92,8
Ravnovesna temperatura (K)	399	340	287	250	218	198	172
Globina prehoda (%)	0,73	0,69	0,37	0,52	0,67	0,78	0,35
Polmer planeta (R_z)	1,52	1,47	1,07	1,28	1,46	1,57	1,04
Vrednost $a \cos i / R_*$	0,13	0,16	0,17	0,12	0,38	0,42	0,45
Trajanje prehoda (minut)	36,4	42,4	49,1	57,2	62,6	68,4	75,6
Masa planeta (M_z)	0,9	1,4	0,4	0,6	0,7	1,3	

Tabela 12.1 navaja orbitalne in fizikalne podatke za sedmerico planetov. Sploščenosti tirov vseh planetov so manjše od 0,042 (Gillon et al., 2017), torej so tiri krožni. Planeti so resnično blizu svoje zvezde, zaradi njenega majhnega izseva pa so ravnovesne temperature zmerne. Treba je sicer pripomniti, da pri tako bližnjih planetih pričakujemo, da je njihov vrtilni čas okoli lastne osi enak orbitalnemu. Ker planet gleda zvezdo vedno z istim obrazom, je temperatura na osončeni strani precej višja, na senčni pa nižja od ravnovesne. Kljub temu, da planeti niso bistveno večji od Zemlje, so prehodi preko (relativno majhne) zvezde dovolj globoki, da so merljivi z majhnim teleskopom.

Vrednosti mas planetov v zadnji vrstici tabele 12.1 so presenetljive. Kako so s fotometrijo z metodo časovnih zamikov prehodov lahko izmerili tako majhne mase planetov, ki so tako blizu zvezde? Kot smo ocenili na koncu prejšnjega razdelka, taki planeti lahko zamaknejo težišče zvezde in s tem čas prehoda le za kako sekundo. Do zamikov časa prehoda ne prihaja zaradi gibanja zvezde okoli težišča osončja, ampak zaradi gravitacijskih motenj med planeti. Ko notranji planet dohiteva zunanjega, ga ta pospešuje, ko je že mimo, pa ga ustavlja. Zato v času prehodov prihaja do zamikov (slika 12.6a). Pomaga, da so planeti v osončju Trappist-1 na zelo majhnih medsebojnih razdaljah. Velikost sile med planetoma je odvisna od njunih mas in od njunega položaja, ki pa je znan iz opazovanja časov prehodov in orbitalnih period. Tako lahko iz zamikov časov prehodov, ki dosegajo do pol ure in so zato merljivi, razberejo mase planetov.

Orbitalne periode vseh sedmih planetov so zelo blizu resonance (tabela 12.2). Časovni interval 36,4 dni je blizu celoštevilskih mnogokratnikov orbitalnih period vseh sedmih planetov. Torej se razporeditev položajev planetov po tem času skoraj natančno ponovi. Zato se motnje ob zaporednih srečanjih planetov med seboj ne izničijo, ampak se deloma seštevajo in so zato zamiki prehodov

[116] TRAPPIST je kratica za TRAnsiting Planets and PlanetesImals Small Telescope, obenem pa (seveda povsem slučajno 🙂) tudi ime Gillonu domačega belgijskega piva.



Slika 12.6: Osončje Trappist-1. a: Prehodi planeta Trappist-1f preko ploskvice. Posamezni dogodki so navpično zamaknjeni. Vodoravna os je časovna razlika glede na povprečno sredino prehoda. Do zamikov prehodov prihaja zaradi gravitacijskega privlaka ostalih planetov. b: Položaj sedmerice planetov Trappist-1b do Trappist-1h dne 17. septembra 2015 ob 07:22:29 UT, ko so prvič opazili prehod planeta Trappist-1c. Smer proti Zemlji je desno v ravnini slike. Območje razdalj, kjer ravnovesna temperatura dopušča obstoj tekoče vode na površju planeta, je osenčeno. Prilagojeno po arXiv:1703.04166v2, tudi Luger et al. (2017).

večji (Luger et al., 2017). Morda nam resonančno ujemanje tirnic razloži tudi, zakaj je planetarni sistem okoli zvezde Trappist-1 tako kompakten. Medsebojne interakcije med planeti povzročajo počasno spreminjanje njihovih orbitalnih period, pri tem pa se razmerja period rada zaustavijo pri resonančnem razmerju celih števil. Obenem v resonančnih sistemih lahko prihaja tudi do počasne radialne migracije planetov. Torej so planeti v osončju Trappist-1 morda nastali dlje od zvezde, zašli v resonanco in nato migrirali navznoter (Luger et al., 2017).

Mase planetov v tabeli 12.1 so izmerjene precej nenatančno, njihove relativne napake so za planete b, d, e in g večje od 50%. Vendar je Trappist-1 zvezda, ki jo (z izjemo našega Sonca) obdaja največ planetov. Način, s katerim so ocenili mase planetov v osončju Trappist-1, je podoben razmisleku, s katerim so v našem Osončju v 19. stoletju po motnjah Uranovega gibanja odkrili planet Neptun (glej stran 22). V osončju Trappist-1 nam obstoj planetov razkrivajo prehodi preko ploskvice zvezde, gravitacijski privlak med planeti pa omogoča ugotoviti njihovo maso.

Tabela 12.2: Orbitalne resonance med planeti v osončju Trappist-1. $P_{i,j} = (\frac{1}{P_i} - \frac{1}{P_j})^{-1}$ je čas, v katerem se ponovi medsebojni položaj sosednjih planetov i in j, ki imata orbitalni periodi P_i in P_j. Mnogokratnik (p) tega časa je za vse pare planetov skoraj enak. Približno velja tudi, da se medsebojni položaj vseh planetov ponovi na $rP_i \simeq 36{,}4$ dni.

Par planetov		P_i	P_j	$P_{i,j}$	p	$p\,P_{i,j}$	r	$r\,P_i$
i	j	(dni)	(dni)	(dni)		(dni)		(dni)
b	c	1,51087	2,4218	4,0168	9	36,1512	24	36,261
c	d	2,4218	4,0496	6,0249	6	36,1494	15	36,327
d	e	4,0496	6,0996	12,0492	3	36,1477	9	36,375
e	f	6,0996	9,2067	18,0738	2	36,1477	6	36,598
f	g	9,2067	12,353	36,1473	1	36,1473	4	36,827
g	h	12,353	18,767	36,1442	1	36,1442	3	37,059

12.1.6 Svetloba s planeta ob zvezdi

Temno pikico svetlobe planeta je težko zaznati, še zlasti v bližini svetle zvezde. Tako ne preseneča, da so odkritja omejena na masivne in zato relativno velike planete. Katalog http://www.exoplanet.eu/ navaja ocene za mase planetov, ki smo jih odkrili zaradi njihovega sija. Devet desetin jih je masivnejših od 6,3 M_J, polovica od 17,8 M_J in desetina od 53 M_J. Ta način odkrivanja imenujemo slikanje planetov (angl. planetary imaging). Tu ga omejujemo na odkrivanje planetov ob drugih zvezdah, medtem ko omenjeni katalog v to kategorijo uvršča tudi blodeče planete, o katerih bomo govorili v naslednjem poglavju.

Do maja 2024 smo s slikanjem odkrili 152 planetov ob drugih zvezdah. Svetlobo planeta je najlažje ločiti od svetlobe zvezde, če sta si dovolj daleč vsaksebi. V 135 primerih katalog navaja oceno velikosti velike polosi tirnice planeta. V devetih desetinah primerov je ta večja od 6,3 a.e., v polovici primerov je večja od 129 a.e. in v desetini primerov od 1890 a.e.. Včasih pa lahko zaznamo tudi svetlobo planeta, ki je blizu svoje zvezde. Primer je planet v bližini hladne in temne pritlikavke, kjer svetlobo planeta zaznamo spektroskopsko, saj ugotovimo, da imamo poleg hladne pritlikavke še en, hladnejši in nekoliko manjši izvor svetlobe, torej planet. Opisali bomo ekstremni primer, ko planet odkrijemo po svetlobi (okolice) planeta.

SDSS J122859.93+104032.9: preostanek planeta okoli bele pritlikavke

Bele pritlikavke so končna stopnja razvoja velike večine zvezd s planetnimi sistemi. Plinastih planetov podobnih Jupitru ne pričakujemo na razdaljah manjših od 15 a.e. od bele pritlikavke (Villaver & Livio, 2007), saj bi težko preživeli obdobje planetarne meglice ob njenem nastanku. Vendar po nastanku bele pritlikavke med planeti pogosto pride do orbitalnih resonanc, podobnih kot v sistemu Trappist-1, in do selitve planetov mnogo bližje osrednji zvezdi (Veras & Gänsicke, 2015). V bližini bele pritlikavke planeti zaradi plimskih sil razpadejo in formirajo disk snovi, podobno kot smo na strani 207 razložili nastanek Saturnovih obročev. Ko se ta s težjimi elementi bogata snov v disku useda na belo pritlikavko, opazimo nenavadno pisano kemično strukturo njenega spektra, kar je pogosto opažena lastnost (Manser et al., 2019). Kemična zastopanost elementov v atmosferi bele pritlikavke tako posredno dokazuje nekdanji obstoj planetnega sistema, ki je nastal, ko je bila zvezda še na glavni veji HR diagrama.

Snov v disku kroži okoli bele pritlikavke. Del snovi se nam približuje, del se giblje prečno, del pa se oddaljuje. Emisijske spektralne črte diska imajo torej značilen dvogrbi profil (angl. double-peaked profile), ki smo ga omenjali pri diskih v kataklizmičnih spremenljivkah (stran 310). Manser et al. (2019) so v črtah enkrat ioniziranega kalcija iz diska okoli bele pritlikavke[117] SDSS J122859.93+104032.9 ob običajnem dvogrbem profilu opazili dodatni izvor svetlobe, ki je s periodo $123{,}4 \pm 0{,}3$ minut valoval po profilu črte. Ker je gibanje več kot leto dni ostajalo povsem stabilno, so ga razložili kot emisijo svetlobe iz okolice planeta, skritega v disku. Bela pritlikavka je od nas oddaljena 129 ± 1 pc (Gaia Collaboration et al., 2023a). Po njenem položaju na barvno-magnitudnem diagramu (slika 10.14) sklepamo, da ima maso $M_* = 0{,}705 \pm 0{,}05\,\mathrm{M}_\odot$. Po enačbi 8.24 je njen polmer enak $R_* \simeq 0{,}0146\,\mathrm{R}_\odot$. Ko orbitalno periodo in maso vstavimo v tretji Keplerjev zakon, ugotovimo, da je polmer kroga planeta le $a = 0{,}73 \pm 0{,}02\,\mathrm{R}_\odot$. Vir svetlobe bi lahko bil tudi kaj drugega kot planet, vendar nobena od možnosti ni skladna z opazovanji (Manser et al., 2019): dvojni zvezdni sistem bi povzročil velike premike radialnih hitrosti, vozli v disku bi bili nestabilni že ob prisotnosti zelo šibkih magnetnih polj, nasploh pa se neenakomerna gostota v disku ne bi ohranjala na istem mestu več kot eno leto, kar ustreza če kot 4000 orbitalnim periodam.

Ker je vir dodatne svetlobe torej planet, je očitno, da ta zaradi plimskih sil bele pritlikavke (še) ni razpadel. Pomagamo si lahko z razmislekom, ki smo ga naredili v poglavju 6.1.3 o stabilnosti lun, ki krožijo okoli planeta. Par lune in planeta tukaj zamenjamo s parom planeta (s polmerom R_P in maso M_P) in zvezde, ki krožita na razdalji a. Za planet predpostavimo, da je okrogel in da korotira z zvezdo. Enačbo 6.8 prepišemo v

$$\frac{R_p^3}{a^3} \leq \frac{1}{3}\frac{M_P}{M_*}. \tag{12.14}$$

[117] Ime bele pritlikavke je sestavljeno iz kratice pregleda neba in okrajšanih nebesnih koordinat. SDSS pomeni Sloan Digital Sky Survey.

Torej mora biti povprečna gostota planeta ρ_P vsaj

$$\rho_P = \frac{3M_P}{4\pi R_P^3} \geq \frac{9M_*}{4\pi a^3} = 7700\,\mathrm{kg/m^3}. \tag{12.15}$$

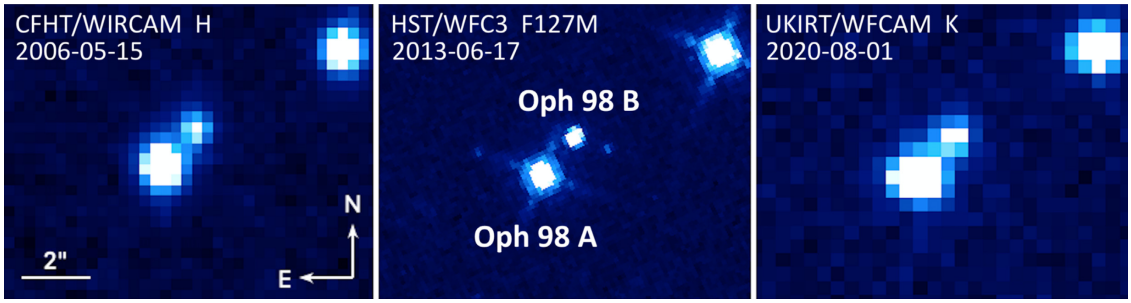
To je zelo blizu gostoti meteoritskega železa (8000 kg/m^3). Manser et al. (2019) upoštevajo notranjo trdnost železa in tako ugotovijo, da planet ne more biti večji od 600 km, saj bi sicer razpadel zaradi plimskih sil. Masa planeta je v tem primeru manjša od $7700\,\frac{4pi}{3}(6\cdot 10^5)^3\,\mathrm{kg} = 7\cdot 10^{21}\,\mathrm{kg}$. To je polovična masa Plutona v našem Osončju.

Najverjetneje je planet pravzaprav železno jedro nekdanjega planeta, ki pa so mu plimske sile že odtrgale zunanje plasti. V tej sliki je disk okoli bele pritlikavke snov njenih nekdanjih planetov. V vsakem primeru pa ima planet ob beli pritlikavki SDSS J122859.93+104032.9 med vsemi planeti drugih osončij doslej najmanjšo maso in velikost.

12.1.7 Blodeči planeti

Naše Osončje je nastalo z zgoščevanjem snovi v disku okrog mladega Sonca v zametke planetov (poglavje 6.4.1). Verjamemo, da na enak način nastanejo tudi druga osončja, saj je tudi zanje značilno, da se planeti gibljejo okoli svoje zvezde v skoraj isti ravnini. Na začetku je ta proces precej dinamičen in v medsebojnih interakcijah številne planete vrže iz osončja, v katerem so nastali. Torej pričakujemo, da bo v vesolju veliko teles planetarnih mas in velikosti, ki niso več ob zvezdah, ob katerih so nastala. Tako telo imenujemo blodeč planet (angl. free-floating planet).

V katalogu http://www.exoplanet.eu/ je bilo maja 2024 skupaj 97 planetov, ki so jih odkrili s slikanjem, vendar niso ob zvezdah. Večinoma so to planeti velikosti Jupitra, ki pa sevajo dovolj svetlobe le, če imajo relativno tople površine. Ena od možnosti je, da je telo še mlado in se zato še ni ohladilo. Veliko teh teles odkrivajo v območjih nastajanja novih zvezd. Núria Miret-Roig et al. (2022) je uporabila prosto dostopna opazovanja, ki jih je združila z opazovanji satelita Gaia, in odkrila približno sto kandidatov za blodeče planete v območju nastajanja zvezd v smeri ozvezdij Kačenosca in zgornjega Škorpijona (sliki 11.8 in 11.9). Podobno je z planetarnimi objekti posuta Orionova meglica, oziroma njena skupina zvezd Trapez, v območju katere so odkrili kar 540 kandidatov za blodeče planete (Pearson & McCaughrean, 2023).



Slika 12.7: Kačenosec (Ophiuchi) 98 je gravitacijsko vezan sistem dveh blodečih planetov (glej tekst). Kotna razdalja med objektoma je 1,46". Ker je malo verjetno, da bi bila dva blodeča planeta tako blizu skupaj po naključju, je sistem najverjetneje gravitacijsko vezan. Slike v infrardeči svetlobi so posneli s teleskopi CFHT (levo, glej tabelo 2.1), UKIRT (desno) in s Hubblovim vesoljskim teleskopom (v sredini). Povzeto po https://arxiv.org/abs/2011.08871 in Fontanive et al. (2020).

V območju nastajanja novih zvezd v ozvezdju Kačenosca je tudi objekt Kačenosec (Ophiuchi) 98, to je dvojni blodeči planet, ki ga je nedavno odkrila Cleménce Fontanive et al. (2020). Dva objekta, ki ju vidimo na kotni razdalji 1,46" (slika 12.7), sta od Zemlje oddaljena 137 ± 4 pc. Torej je njuna medsebojna razdalja, projecirana na ravnino neba, enaka $137\cdot 1{,}46$ a.e. = 200 a.e.. Fotometrija v infrardeči svetlobi nam da njuno površinsko temperaturo 2320 ± 40 K in 1800 ± 40 K, temnost njunega sija kljub majhni oddaljenosti pa pomeni, da sta njuna izseva enaka le $(1{,}4 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}\,L_\odot$ in $(3{,}2 \pm 0{,}4)\cdot 10^{-4}\,L_\odot$. Z zvezo 7.10 izračunamo, da sta to majhni telesi s polmeroma $2{,}3 \pm 0{,}2\,R_J$ in $1{,}8 \pm 0{,}2\,R_J$. Ker je starost objektov v tej zvezdni porodnišnici

$\simeq$ 3 milijone let, nam model strukture takih mladih teles, ki se po nastanku še vedno krčijo, da za njuni masi $15{,}4 \pm 0{,}8\,M_J$ in $7{,}8 \pm 0{,}8\,M_J$. Torej sta to blodeča planeta. Ker je malo verjetno, da bi naključno našli dve taki telesi na relativno majhni medsebojni razdalji, sta najverjetneje gravitacijsko vezana. Njun obhodni čas je približno 20 tisoč let. Če sta telesi po izvoru planeta, ki sta nastala ob zvezdi, obstoj takega sistema nakazuje, da iz planetarnega sistema lahko hkrati odleti tudi več kot en planet in da taka planeta pri tem lahko ostaneta gravitacijsko vezana, kar je presenetljivo. V našem Osončju smo omenili, da je precej asteroidov dvojnih (slika 6.4), medtem ko dvojnih planetov pri nas ni. Bolj verjetna pa se zdi razlaga, da je to dvojnica, ki se je zgostila iz prvotnega medzvezdnega oblaka. To pomeni, da se iz medzvezdnega oblaka samostojno lahko zgostijo tudi semena s tako majhno maso. Na sliki 8.2 so to semena manjša od tisočinke parseka.

Število blodečih planetov se izjemno hitro veča in bo verjetno že v nekaj letih preseglo število planetov ob zvezdah, ki smo jih odkrili z vsemi ostalimi metodami. Razloga sta dva: zmogljivi vesoljski teleskop James Webb opazuje v infrardeči svetlobi, kjer je svetlobo takih planetov najlažje odkriti. S teleskopom JWST bodo tako pregledali vsa bližnja območja nastajanja novih zvezd, kjer lahko upamo na odkritje novih blodečih planetov. Ob tem pa v letu 2025 v Čilu z opazovanji začenja teleskop Vere Rubin, ki bo redno pregledoval znatni del neba in tako sistematično odkrival blodeče planete. Ta pričakovani hitri razvoj je tudi razlog, da smo odkrivanje blodečih planetov ločili od slikanja planetov ob zvezdah, čeprav gre v obeh primerih za zaznavanje svetlobe samega planeta.

12.1.8 Gravitacijsko mikrolečenje zvezde v ozadju

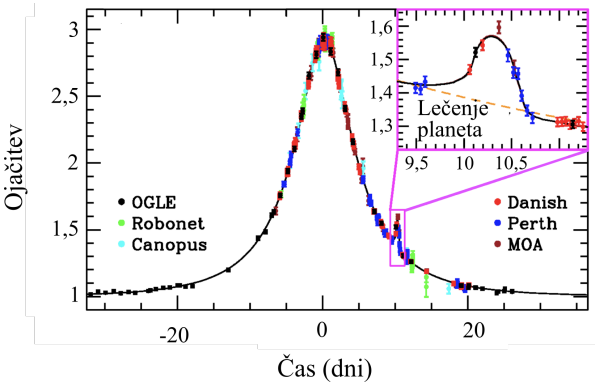
Večina načinov odkrivanja planetov zunaj našega Osončja obstoj planetnega sistema zazna po periodičnem gibanju ali temnenju zvezde, ki se s planeti giblje okoli skupnega težišča. V zadnjih dveh poglavjih smo razmišljali o odkrivanju planetov, ki vsaj v infrardeči svetlobi sevajo nekaj lastne svetlobe. Obstaja pa še ena možnost. Če je planet zelo blizu zveznice med Zemljo in določeno, sicer nepovezano zvezdo v ozadju, bo v času dovolj dobre poravnave ta zvezda videti svetlejša. Pojav imenujemo gravitacijsko mikrolečenje (angl. gravitational microlensing), obravnavali pa smo ga v poglavju 10.3.5 kot način odkrivanja črnih lukenj. Tam izpeljane zveze bomo sedaj uporabili za odkrivanje planetov.

Ojačanje zvezde v ozadju z zvezama 10.21 in 10.16 zapišemo kot

$$oj = \frac{u^2+2}{u\sqrt{u^2+4}}, \quad u = \frac{\beta}{\Theta_E}, \quad \Theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2\,D_{OL}}\left(1-\frac{D_{OL}}{D_{OS}}\right)}. \tag{12.16}$$

Tu je β z Zemlje gledan kot med objektom, ki leči svetlobo, in opazovano zvezdo v ozadju. Θ_E je kotni polmer Einsteinovega obroča, ki smo ga izrazili z maso leče (M), razdaljo med Zemljo in ojačano zvezdo (D_{OS}) in razdaljo med Zemljo in lečo (D_{OL}). Če je $\beta \gg \Theta_E$, je $u \gg 1$ in je ojačanje enako 1. Če pa je poravnava β boljša od kotnega polmera Einsteinovega obroča, opazimo znatno ojačanje. Pri tem je odločilno, da je polmer obroča sorazmeren s kvadratnim korenom razmerja med maso leče in njeno oddaljenostjo od Zemlje. Torej planeti kljub relativno majhnim masam lahko lečijo zvezde v ozadju. Ker je tudi oddaljenost leče le pod kvadratnim korenom, se kaj takega lahko zgodi tudi za relativno oddaljene planete.

Primer gravitacijskega lečenja je na sliki 12.8. S teleskopom OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment) od leta 1992 opazujejo zvezde v smeri galaktične osrednje zgostitve in v smeri Magellanovih oblakov (Udalski et al., 1993). Zvezda OGLE-2005-BLG-390, ki je le $2{,}3^o$ od smeri proti središču naše Galaksije in na oddaljenosti $D_{OS} = 8{,}5$ kpc, je imela več let konstanten sij, nato pa je koncem julija 2005 za kak mesec postala svetlejša, njen sij je dosegel trojno vrednost. Nato se je do konca avgusta zopet vrnila na prvotni sij. Med temnenjem ji je sij 10. avgusta 2005 za kratek čas za tretjino narasel. Glavno ojačanje razložimo kot gravitacijsko lečenje zvezde z maso $M \simeq 0{,}22\,\mathrm{M}_\odot$, ki je na razdalji $D_{OL} = 6{,}6$ kpc (Beaulieu et al., 2006). Kotni polmer Einsteinovega obroča je v tem primeru enak $\Theta_E = 0{,}25$ mas. Za ojačitev, ki je dosegla $oj = 3$, je moral biti $u = 0{,}35$ in zato $\beta = 0{,}25 \cdot 0{,}35\,\mathrm{mas} = 0{,}088\,\mathrm{mas}$. Torej sta smeri proti zvezdi v ozadju in proti zvezdi, ki je lečila njeno svetlobo, oklepali le kot 88 milijonink ločne sekunde. Da vidimo gravitacijsko mikrolečenje, moramo imeti res srečo. Na razdalji 6,6 kpc je zveznica Zemlje z zvezdo OGLE-2005-BLG-390 zgrešila zvezdo lečo le za $6{,}6 \cdot 10^3 \cdot 88 \cdot 10^{-6}$ a.e. $= 0{,}58$ a.e.. Med temnenjem, ko je ojačitev padla na 1,36, kar ustreza $u \simeq 1$ in zato poravnavi smeri, ki zgreši zvezdo lečo za $6{,}6 \cdot 10^3 \cdot 0{,}25 \cdot 10^{-3}$ a.e. $= 1{,}65$ a.e., je prišlo do ojačitve zaradi prisotnosti planeta. Tretjinski porast



Slika 12.8: Spreminjanje sija zvezde orjakinje OGLE-2005-BLG-390 glede na 31. julij 2005 ob 0:00 UT. Glavna ojačitev je posledica gravitacijskega lečenja zvezde pritlikavke, ki je bila tedaj skoraj natanko med lečeno zvezdo in nami. Manjša in krajša ojačitev s povečavo na desni je gravitacijsko lečenje planeta ob pritlikavi zvezdi. Barvne točke so opazovanja označenih teleskopov, oranžna prekinjena črta je model lečenja zvezde, polna črna pa zvezde in planeta. Prirejeno po https://arxiv.org/pdf/astro-ph/0601563 in Beaulieu et al. (2006).

sija pomeni, da je bil planet ob najboljši poravnavi le za kotni polmer svojega Einsteinovega obroča od poravnave s smerjo proti zvezdi v ozadju. Trajanje ojačitve τ je sorazmerno s kotnim polmerom Einsteinovega obroča (enačba 10.23). Iz časovnega spreminjanja ojačitve zaradi lečenja zvezde in planeta ugotovimo, da je čas τ za zvezdo 115-krat daljši (Beaulieu et al., 2006), torej ima planet le $\frac{1}{115^2} = \frac{1}{13200}$ mase zvezde. Masa planeta je torej $\simeq \frac{0{,}22\,\mathrm{M}_\odot}{13200} \simeq 5{,}5\ \mathrm{M}_z$.

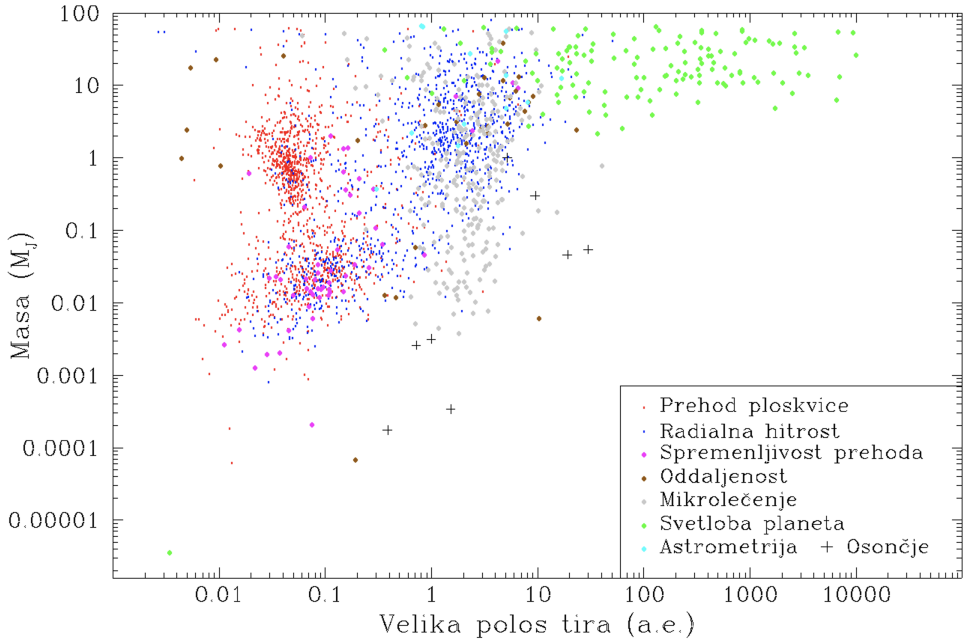
Tako smo ugotovili, da ima neznana pritlikava zvezda z maso 0,22 $\mathrm{M}_\odot$ na oddaljenosti $\simeq$ 6,6 kpc, ki je v juliju in avgustu 2005 potovala skoraj natančno pred zvezdo OGLE-2005-BLG-390, ob sebi planet s $\sim$ 5,5-kratno maso Zemlje, ki je bil ob času opazovanja na projecirani razdalji 1,65 a.e. od zvezde.

Odkrivanje planetov z gravitacijskim (mikro)lečenjem je redkost, saj je ojačitev znatna le, če je poravnava z eno od zvezd v ozadju skoraj idealna. Vendar zaradi korenske odvisnosti od mase planeta in njegove oddaljenosti od Zemlje take dogodke lahko zaznamo zelo daleč in odkrijemo planete majhnih mas. Do maja 2024 smo s to metodo odkrili 278 planetov, od tega polovico po letu 2020. 15,9% planetov ima maso manjšo od 19 M_Z, polovica manjšo od 0,88 M_J in 84,1% manjšo od 9,8 M_J. Tako odkriti planeti so relativno blizu svoji zvezdi: 15,9% planetov je na projecirani razdalji, ki je manjša od Zemljine razdalje od Sonca, polovica je bližje od 2,2 a.e. in 84,1% od 4 a.e.. Metoda nam omogoča odkrivanje zelo oddaljenih planetov. Dve tretjini jih je na oddaljenostih med 3 kpc in 6,5 kpc od Zemlje. Načelno je na tak način mogoče odkrivati tudi blodeče planete, če bi kdaj imeli srečo z izjemno dobro poravnavo, pa bi lahko odkrili celo planetovo luno.

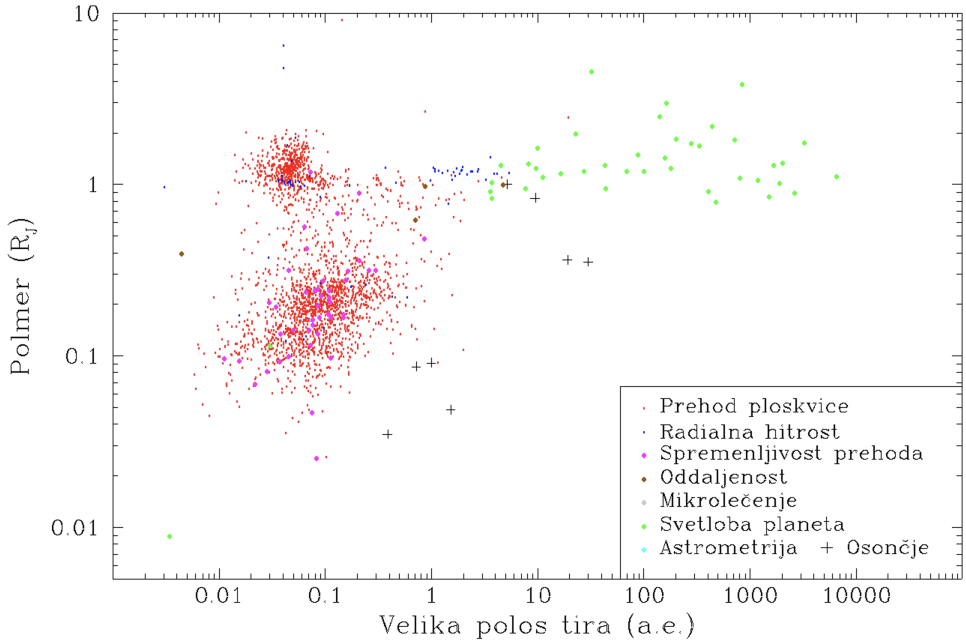
12.2 Lastnosti drugih osončij

Omejene tehnološke zmogljvosti nam kljub raznovrstnim pristopom omogočajo le odkrivanje manjšine osončij. Trenutno smo ob drugih zvezdah zaznali le planete, ne pa tudi morebitnih lun in drugih manjših in manj masivnih teles. Tudi pri odkrivanju planetov smo pogosto omejeni na najmasivnejše in največje, ki so v osončjih v naši galaktični okolici. Misija Kepler je iskala prehode planetov preko ploskvice zvezde le na majhnem delu neba, medtem ko so odkritja planetov z gravitacijskim mikrolečenjem zbrana v gostih zvezdnih okoljih, kot je smer proti galaktičnemu središču ali proti Magellanovim oblakom. Posamezni načini iskanja odkrivajo predvsem planete, ki so posebej blizu, ali one, ki so zelo daleč od svojih zvezd. Torej naš spisek odkritih planetov ne predstavlja povprečnih lastnosti planetov drugih osončij. K sreči pa je z več kot 5500 planeti že kar dolg. Torej lahko ob upoštevanju pristranskosti posameznih načinov odkrivanja sklepamo o lastnostih splošne populacije.

Najprej bomo nanizali lastnosti odkritih planetov in primerjali rezultate posameznih načinov iskanja. V naslednjem poglavju pa bomo z upoštevanjem pristranskosti posameznih pristopov skušali razkriti bolj objektivne lastnosti drugih osončij.



Slika 12.9: Mase in velike polosi tirov poznanih planetov drugih sonc. Simboli označujejo način njihovega odkritja. Veliko polos tira izračunamo iz mase zvezde in orbitalne periode, pri astrometričnih dvojnicah jo merimo direktno, pri mikrolečenju in opazovanju svetlobe planeta pa je to projecirana razdalja na ravnino neba. Kot maso smo narisali dejansko izmerjeno maso, ali pa vrednost $M_P \sin i$, torej njeno spodnjo mejo. Telo v spodnjem levem kotu je SDSS J122859.93+104032.9 z narisano zgornjo mejo mase planeta. S plusi smo označili vrednosti za planete v našem Osončju. Vir: `exoplanet.eu`.



Slika 12.10: Polmeri in velike polosi tirov poznanih planetov drugih sonc. Polmer v enotah Jupitra je narisan le, če način opazovanja omogoča njegovo določitev. Simboli in viri podatkov so enaki kot na sliki 12.9. Simbol v levem spodnjem kotu označuje zgornjo mejo velikosti planeta okoli bele pritlikavke SDSS J122859.93+104032.9.

12.2.1 Mase in polmeri poznanih planetov

Na sliki 12.9 vidimo, da se po masi planeti delijo v dve skupini. V prvi so masivni planeti z maso podobno Jupitru, v drugi pa superzemlje z nekajkratno maso našega planeta. Ker je bolj masivne planete lažje odkriti, morajo biti planeti z maso nad $10\,M_J$, ki so svoji zvezde bližje, kot je Zemlja Soncu, redkost. Poznamo le malo planetov, ki po masi ne presegajo Zemljine. Kot bomo pokazali kasneje, to ne odseva dejanskega stanja v naravi, ampak je posledica težavnosti njihovega odkrivanja. Na velikih razdaljah od svoje zvezde opažamo le masivne planete, ki jih odkrivamo kot ločen vir svetlobe ob zvezdi. Tudi to je posledica opazovalnih težav. Ob zvezdi je lažje opaziti večje in s tem masivnejše planete. Drugi načini odkrivanja za planete daleč od zvezde odpovedo, saj je orbitalna perioda predolga, da bi lahko potrdili periodičnost gibanja, prehod preko ploskvice je zelo malo verjeten, amplituda spremembe radialne hitrosti pa je zelo majhna. Največ mas planetov ugotovimo z metodo radialne hitrosti in s prehodi preko ploskvice zvezde. Slednji način nam da le velikost planeta, vendar ob predpostavljeni gostoti ocenimo tudi njegovo maso. Če lahko ob prehodu preko ploskvice zaznamo tudi periodične spremembe radialne hitrosti zvezde, lahko maso planeta določimo tudi direktno. Da so planeti pogosto na podobnih razdaljah od svoje zvezde, kot sta Zemlja ali Jupiter od Sonca, potrjujejo planeti odkriti z mikrolečenjem, ki so zbrani v tem območju. Na ta način je zaradi korenske odvisnosti ojačanja od mase leče (enačba 12.16) sicer nekoliko lažje odkriti masivnejše planete, vendar razporeditev sivih točk na sliki 12.9 kaže, da nam včasih to uspe tudi pri planetih Zemljine mase.

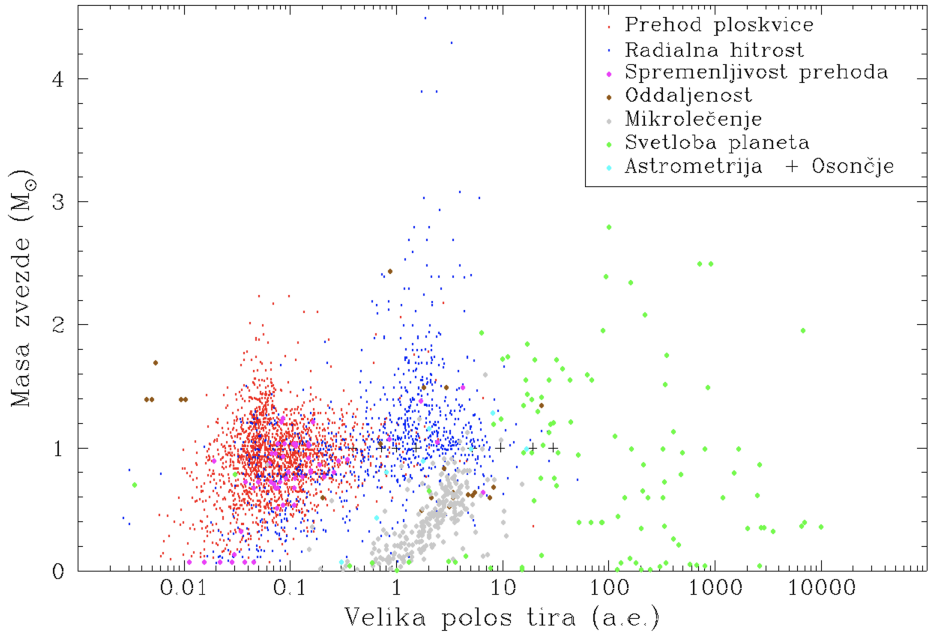
Meritev polmera planeta (slika 12.10) je omejena na prehode preko ploskvice zvezde. Ob predpostavljeni odbojnosti planeta lahko o njegovi velikosti sklepamo tudi, če izmerimo njegovo svetlobo in za oddaljenost od zvezde uporabimo njeno projekcijo na ravnino neba. Za planete, odkrite po spremembah radialne hitrosti zvezde, o velikosti sklepamo le za planete podobne Jupitru (slika 12.1). Prehodi preko ploskvice jasno kažejo na ločeni skupini superzemelj in Jupitru podobnih planetov. Ker je slednje lažje odkriti, morajo biti planeti podobni Zemlji kar pogosti. Obe sliki jasno kažeta, da bi dvojnik našega Osončja težko odkrili, saj tako po masah kot po velikostih nam domači planeti ležijo na spodnjem robu odkritih osončij.

12.2.2 Mase in temperature zvezd s poznanimi planeti

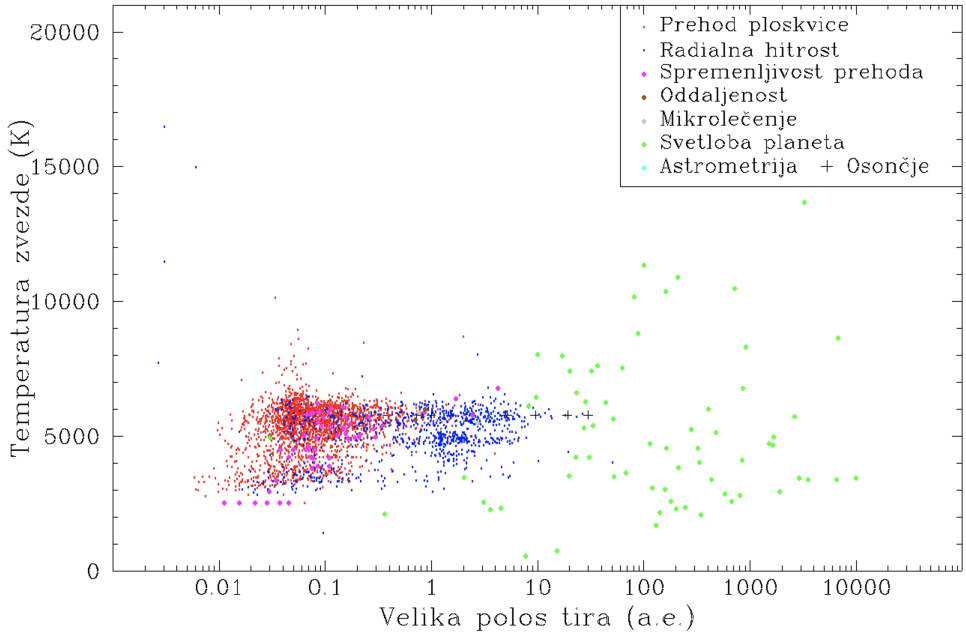
Sliki 12.11 in 12.12 kažeta, da je večina zvezd, za katere vemo, da so obdane s planeti, tako po masi kot po površinski temperaturi podobnih Soncu. To je posledica dveh dejavnikov. Najprej je tu naša želja, da bi odkrivali dvojnike našega Osončja, zato pogosto opazujemo Soncu podobne zvezde. Njihova prednost je tudi v tem, da so relativno svetle, torej zaznavanje prehodov preko ploskvice ali sprememb radialne hitrosti ni pretežavno. Ker so to relativno majhne zvezde, so planeti lahko tudi blizu, kar pomeni večjo amplitudo sprememb radialne hitrosti in večjo verjetnost, da opazimo prehod preko ploskvice. Krajša orbitalna perioda pomaga tudi pri preverjanju, da opazujemo periodične spremembe.

Poznamo le peščico planetov okoli zvezd, ki so bistveno masivnejše od Sonca. Take zvezde imajo v spektrih manj spektralnih črt, ki so tudi širše, torej je težje odkriti spremembe radialne hitrosti. Ker prehoda preko ploskvice zvezde z dvojno maso Sonca ni težko opaziti, odsotnost takih osončij kaže, da jih v resnici ni veliko, čeprav je masivnih zvezd tudi v vesolju relativno malo (stran 271). Planeti okoli pulzarjev, ki jih zaznavamo po spremembah oddaljenosti zvezde, so eksotika, ki pove, da lahko telesa planetarnih mas najdemo tudi zelo blizu masivnih zvezd, oziroma njihovih ostankov.

Poravnane točke na dnu slike 12.11, ki pripadajo osončju Trappist-1 (stran 392), povedo, da lahko najdemo planete tudi zelo blizu zvezdam majhnih mas. Njihov majhen izsev pomeni, da na takih planetih ni prevroče, obenem pa njihova dolgoživost omogoča, da se na planetu lahko zgodi marsikaj, morda celo razvije življenje. Trappist-1 je zato eno bolj zanimivih osončij, ki jih poznamo. Veliko število planetov, ki so jih okoli zvezd majhnih mas odkrili z mikrolečenjem, nam pove, da so take zvezde pogosto obdane s planeti. Ker bi bilo z mikrolečenjem lažje odkriti planete, ki so blizu svojim zvezdam, pa vemo tudi, da je bolj malo planetov, ki so tako tesno ob svoji zvezdi, kot je to v primeru osončja Trappist-1. Na sliki 12.11 je tudi nekaj zvezd skrajno majhnih mas v širokih parih s planeti, ki so jih odkrili s svetlobo planeta. To so pari rjave pritlikavke in planeta, oziroma dveh rjavih pritlikavk, odvisno od tega, kje natanko potegnemo masno mejo med planeti in zvezdami (slika 12.1).



Slika 12.11: Mase zvezd in velike polosi tirov njihovih poznanih planetov. Simboli in viri podatkov so enaki kot na sliki 12.9.



Slika 12.12: Efektivne temperature zvezd in velike polosi tirov njihovih poznanih planetov. Simboli in viri podatkov so enaki kot na sliki 12.9. Štirje planeti na zelo tesnih tirih ($a < 0{,}01$ a.e.) okoli vročih zvezd ($T_{\rm eff} > 7000$ K) so masivni planeti ali rjave pritlikavke ($M > 30$ M_J) ob belih pritlikavkah. Pri dveh planetih, katerih zvezda ima temperaturo nižjo od 1000 K, dejansko opazujemo par dveh izjemno hladnih rjavih pritlikavk.

Površinske temperature zvezd s planeti (slika 12.12) potrjujejo, da so to večinoma zvezde podobne Soncu. Vidimo pa tudi nekaj presenečenj. Planeti, ki so tesno ob vročih zvezdah, v resnici krožijo okoli belih pritlikavk. Za planete v osončju Trappist-1 tudi tu vidimo, da je njihova zvezda precej izjemna, saj je njena efektivna temperatura le 2560 K (tabela 12.1). Bolj razmaknjeni planetni sistemi z zelo hladnimi zvezdami, ki so jih odkrili po svetlobi planeta pomenijo, da so te zvezde rjave pritlikavke. Sklep je torej enak, kot smo ga navedli pri sliki 12.11.

Planete najdemo tudi v dvojnih in trojnih zvezdah. Raghavan et al. (2006) ugatavljajo, da ima vsaj 23% zvezd s planeti, ki so jih odkrili po spremenljivosti radialne hitrosti zvezde, ob sebi zvezdno spremljevalko. Ta je na razdalji vsaj 10 a.e., torej planet na tesni tirnici obkroža eno od zvezd, ta zvezda pa se s spremljevalko giblje okoli skupnega težišča sistema. Take planetarne tirnice so stabilne (Rabl & Dvorak, 1988). Stabilne pa je lahko tudi dovolj široka tirnica planeta, ki se giblje okoli tesnega zvezdnega para (Dvorak, 1986; Holman & Wiegert, 1999). Primer takega sistema je Kepler-16, s planetom, ki v 229 dneh obkroži zvezdni par z masama 0,2 in 0,69 $M_\odot$ na sploščeni tirnici z orbitalno periodo 41 dni (Doyle et al., 2011). Satelit Kepler je v tem primeru opazil prehode planeta preko ploskvic obeh zvezd in tudi medsebojna prekrivanja zvezd. Ta prekrivanja pomenijo, da orbitalni ravnini zvezd in planeta ne smeta oklepati medsebojnega kota, večjega od 0,5°. Torej lahko domnevamo, da je planet nastal iz diska, ki je obkrožal dvojnico. Sistem Kepler-16 lepo kaže, da je narava uresničila ideje o planetu dveh sonc že mnogo preden so se tega domislili pisci znanstvene fantastike.

12.2.3 Ravnovesne temperature poznanih planetov

Ravnovesne temperature planetov izračunamo po enačbi 6.4, ki predpostavlja energijsko ravnovesje planeta med gretjem z absorpcijo zvezdne svetlobe in hlajenjem s sevanjem infrardeče svetlobe v vesolje. To navadno ni sporno, zavedati pa se moramo, da tu zanemarjamo dve možnosti. Kot prvo ima lahko planet atmosfero in je zaradi vpliva tople grede tako ocenjena temperatura prenizka. Kot drugo pa predpostavimo, da je temperatura po vsem površju planeta enaka. To gotovo ni res, primer so različne temperature polarnih in ekvatorialneih predelov. Vprašanje, kaj izračunana temperatura pomeni, pa si zastavljamo tudi, če je vrtilna os planeta močno nagnjena glede na pravokotnico na njegov tir okoli zvezde, ali če se planet počasi vrti okoli svoje osi. Primer je naša Luna, ki ima po enačbi enako izračunano temperaturo kot naša Zemlja, vendar se v resnici med dvotedenskim dnevom njeno površje zelo segreje, med dvotedensko nočjo pa zelo ohladi. Skrajni primer je planet, katerega vrtenje je plimsko zaklenjeno, tako da stalno gleda svojo zvezdo z isto stranjo. To bi znalo biti res za številne planete, ki so zelo blizu svojih zvezd. Za prenos toplote med osvetljeno in temno stranjo lahko v tem primeru poskrbi le morebitno ozračje ali površinski oceani. Izračunana temperatura pa tudi tu ni povsem narobe, saj približno ustreza temperaturi območja somraka na meji med obema stranema.

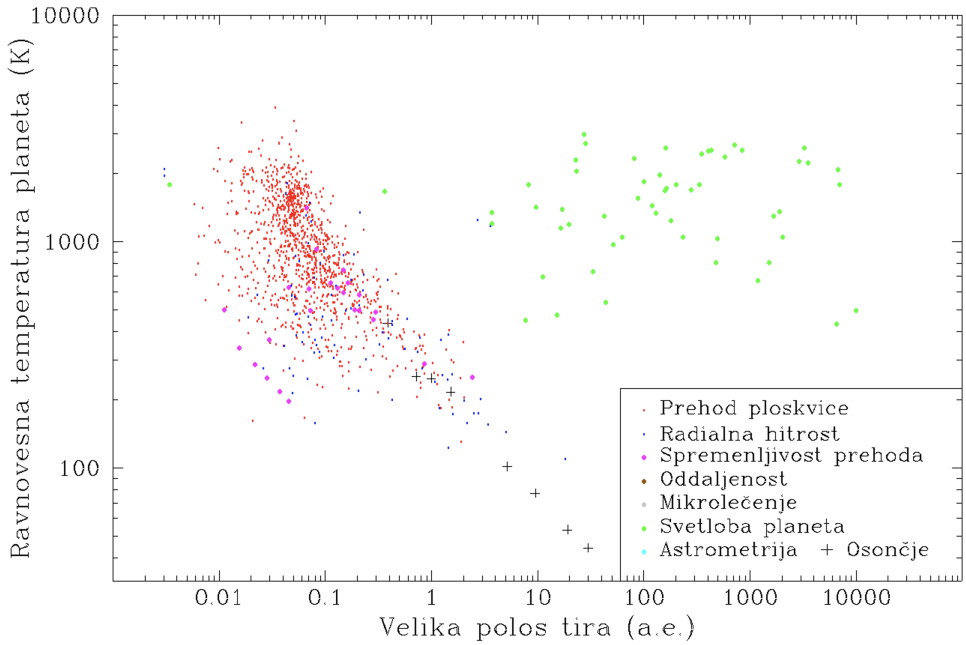
Večina temperatur planetov na sliki 12.13 približno sledi potenčni zvezi z razdaljo od zvezde, ki velja tudi za planete našega Osončja. Zopet so planeti v osončju Trappist-1 hladnejši, kot bi pričakovali ob njihovih majhnih razdaljah od zvezde, razlog pa je v njenem zelo majhnem izsevu. Planeti, ki smo jih odkrili po svetlobi, ki jo sevajo, morajo biti vroči, saj jih sicer zaradi njihove relativno majhne površine ne bi opazili.

12.2.4 Velikosti in sploščenosti tirov poznanih planetov

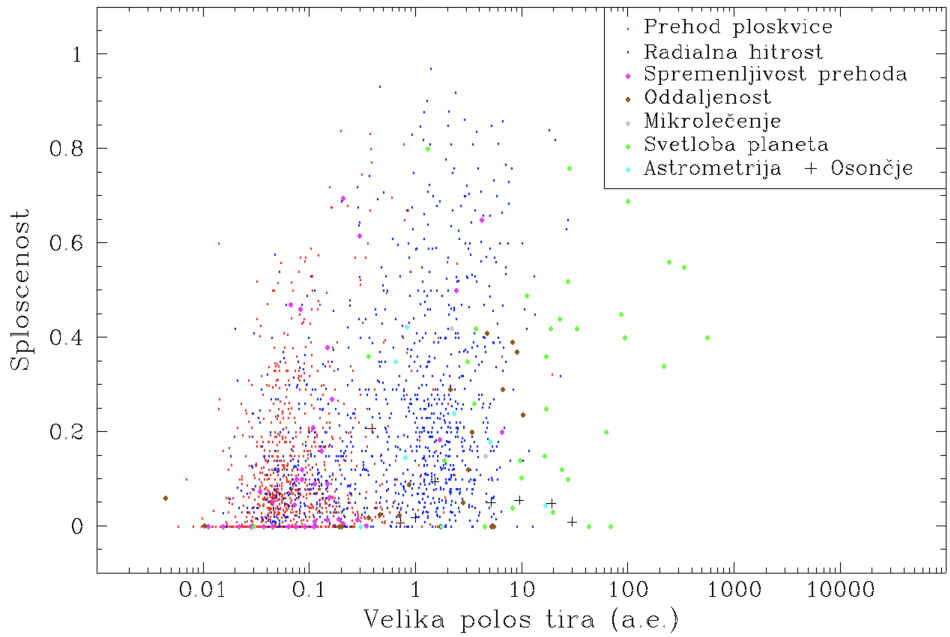
Kar nekaj planetov, zlasti tistih na zelo tesnih tirih, je na krožnih tirnicah. Sploščenost tirov četrtine planetov na sliki 12.14 je manjša od 0,02, mediana pa je pri 0,1. Torej planeti v našem Osončju, ki imajo mediano sploščenosti enako 0,048, niso nič izjemnega.

V splošnem sploščenost tira ne vpliva na to, kako lahko je odkriti določen planet. Kljub temu pa je samo vrednost sploščenosti včasih težko določiti, saj ima eliptičen tir v primerjavi s krožnim dva dodatna prosta parametra, to je sploščenost in zasuk elipse. Torej morajo podatki biti dovolj jasni, da je parametra mogoče določiti.

Zlasti z merjenjem sprememb radialne hitrosti zvezde smo odkrili planete, ki so tudi na zelo sploščenih tirnicah. Če ima tako osončje več planetov, lahko ti vplivajo eden na drugega. Kozajev cikel, ki smo ga predstavili v poglavju 9.4, pove, da se sploščenosti tirov in s tem tudi velikosti velikih polosi s časom lahko spreminjajo. To je mehanizem, s katerim skušamo razložiti obstoj planetov na izjemno tesnih tirnicah okoli svojih zvezd.



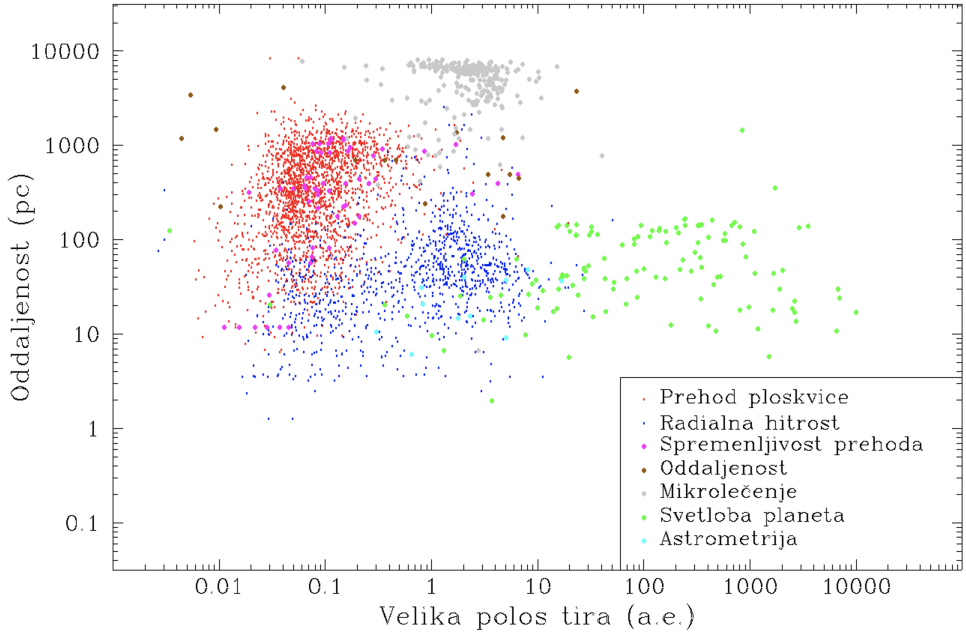
Slika 12.13: Za 1274 planetov odkritih po prehodih preko ploskvice ali po njihovi svetlobi lahko z enačbo 6.4 ocenimo ravnovesno temperaturo površja planeta. Simboli in viri podatkov so enaki kot na sliki 12.9.



Slika 12.14: Sploščenosti in velike polosi tirov poznanih planetov drugih sonc. Simboli in viri podatkov so enaki kot na sliki 12.9.

12.2.5 Oddaljenosti poznanih planetov

Zvezde, okoli katerih poznamo planete, so relativno blizu (slika 12.15). Mediana njihovih oddaljenosti od Zemlje je 220 pc, 10% jih je bližje od 23 pc in 10% dlje od 1,3 kpc. Ti podatki seveda nimajo ničesar z dejansko razporeditvijo planetov v prostoru. Tudi zvezde na zelo velikih oddaljenostih obdajajo planeti, kar nazorno kažejo rezultati mikrolečenja. Relativno majhna oddaljenost pa seveda pomaga pri odkrivanju, saj je taka zvezda videti svetlejša. Za planete v oddaljenih osončjih je težko zaznati njihovo svetlobo, saj so videti temni, pa tudi kot, ki ga oklepata smeri proti planetu in zvezdi, je nerodno majhen.



Slika 12.15: Oddaljenosti poznanih planetov od nas in velike polosi njihovih tirov. Simboli in viri podatkov so enaki kot na sliki 12.15.

Seveda nas zanima, katere osončje je našemu najbližje. Gosti ga kar Soncu najbližja zvezda, Proxima Kentavra. Trenutno smo gotovi o obstoju dveh planetov, ki na razdaljah 0,0288 a.e. in 0,049 a.e. krožita okoli zvezde. Njuni masi sta enaki $0{,}29\,M_z$ in $1{,}2\,M_z$ (Suárez Mascareño et al., 2020). Kljub temu, da je Proxima Kentavra rdeča pritlikavka z maso le $0{,}12\,\mathrm{M}_\odot$ in izsevom $0{,}0016\,L_\odot$, sta planeta tako blizu zvezdi, da sta njuni ravnovesni temperaturi enaki 290 K in 224 K, če predpostavimo, da je njuna odbojnost enaka Zemljini. Ker sta planeta zelo blizu svoji zvezdi, sta skoraj gotovo plimsko zaklenjena, tako da imata proti zvezdi stalno obrnjeno isto stran. V tem primeru sta to okvirno temperaturi prehodnega območja med osvetljeno in neosvetljeno stranjo. Kljub temu, da govorimo o najbližji zvezdi za Soncem, pa naš obisk tega osončja še zelo dolgo ne bo mogoč, če sploh kdaj. O tem smo govorili v poglavju 5.8.

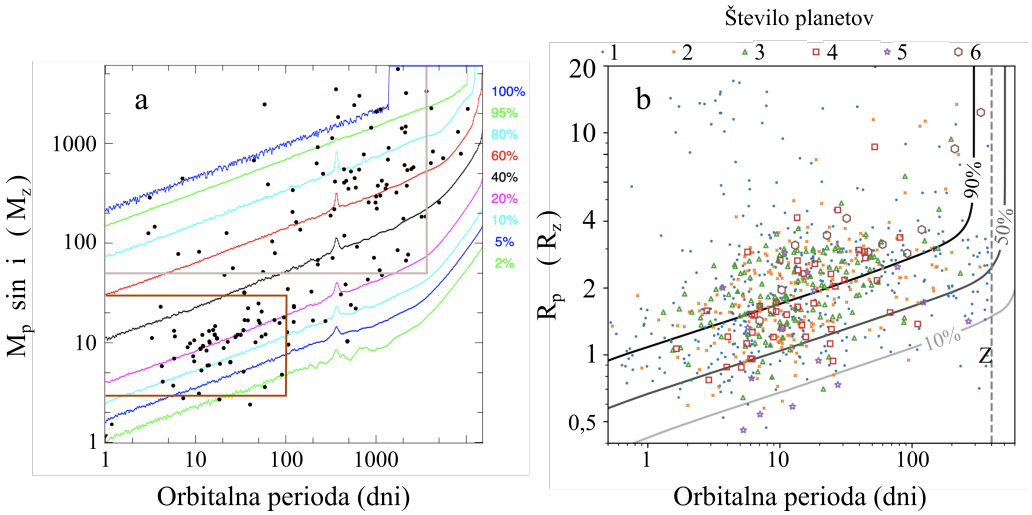
Obstoj planetov ob prvi zvezdi za Soncem pove, da so planeti v vesolju prej pravilo kot izjema. V naslednjem poglavju bomo skušali njihovo pogostost številsko ovrednotiti.

12.3 Pogostost planetov drugih sonc

Doseg naših metod odkrivanja drugih osončij je močno omejen. Meritev radialnih hitrosti in zaznavanje prehodov preko ploskvice odkrivata predvsem velike in masivne planete, ki so blizu svoje zvezde. Tudi drugi načini lažje odkrivajo velika in masivna telesa. Naš cilj je ugotoviti, kakšne so lastnosti planetov v resnici, torej moramo upoštevati pristranskost posameznih načinov odkrivanja. Ob tem se ima smisel osredotočiti na načine, s katerimi smo doslej odkrili že veliko število planetov, saj nam to daje trdno statistično osnovo za naše zaključke. Tu bomo zato govorili

le o dveh načinih odkrivanja, to je o radialnih hitrostih in o prehodih preko ploskvice zvezde, saj smo z njima doslej odkrili 89% vseh poznanih planetov (slika 12.2).

12.3.1 Opazovanja spremenljive radialne hitrosti



Slika 12.16: Dejanska pogostost planetov različnih mas (a) in velikosti (b), na katero sklepamo iz števila zaznanih planetov in verjetnosti za njihovo odkritje z našimi trenutnimi zmožnostmi. (a) Točke so planeti odkriti do leta 2011 z metodo radialnih hitrosti. Barvne krivulje so verjetnosti za odkritje planeta dane mase in orbitalne periode, ko upoštevamo zmogljivosti spektrografa HARPS. Barvna pravokotnika objemata planete v dveh skupinah: siv Jupitru podobne planete z maso večjo od $50\,M_z$ in obhodnim časom krajšim od 10 let, rjav pa superZemlje z masami med 3 in $30\,M_z$, ki naredijo en obhod v manj kot 100 dneh. (b) Osončja, ki jih je po prekrivanju ploskvice zvezde odkrila misija Kepler. Simboli označujejo število odkritih planetov v osončju. Polne črte so verjetnosti, da bi misija Kepler zaznala prehod planeta dane velikosti in orbitalne periode. Z označuje položaj Zemlje, črtkana črta pa obhodni čas 400 dni. Grafa sta prilagojena po Mayor et al. (2011) (a) in Zhu et al. (2018) (b).

Gibanje zvezde okrog skupnega težišča s planetom pomeni, da se njena radialna hitrost spreminja s časom, če le ni ravnina planetovega tira pravokotna na smer proti Zemlji, kar je malo verjetno. Ta način odkrivanja torej lahko odkrije veliko število osončij. Ker so pravokotnice na planetne tire izotropno porazdeljene, lahko statistično upoštevamo tudi vpliv naklona tira. Vendar način ni povsem objektiven, na zmožnost odkrivanja vpliva predvsem naša zmožnost določanja majhnih nihanj radialne hitrosti z orbitalno periodo, manj pa masa zvezde in sploščenost tira.

Enačba 12.4 pove, da je najpomembnejša točna meritev dopplerskih premikov spektralnih črt, saj so mase zaznanih planetov sorazmerne z amplitudo radialne hitrosti. Pomembna je tudi orbitalna perioda, saj ima ta lahko zelo različne vrednosti, masa odkritega planeta pa je sorazmerna s kubičnim korenom orbitalne periode. Masa zvezde in sploščenost tira imata navadno relativno majhen obseg možnih vrednosti, torej sta količini manj pomembni. Nekoliko lažje je zaznati spreminjanje radialne hitrosti zvezde z majhno maso, vendar ima taka zvezda tudi majhen izsev. Torej smo v tem primeru omejeni na majhne oddaljenosti od Zemlje, saj je za temne objekte natančnost meritve radialnih hitrosti slabša.

Slika 12.16a povedano preračuna v verjetnost, da bi opazili planet z maso M_p z orbitalno periodo P. Povzemamo analizo Mayor et al. (2011). Za natančnost meritve radialnih hitrosti so uporabili lastnosti spektrografa HARPS na 3,6-metrskem teleskopu observatorija La Silla Evropskega južnega observatorija v Čilu, s katerim so v prvem desetletju tega tisočletja odkrili daleč največ planetov drugih zvezd. Verjetnost odkritja je sorazmerna z maso planeta. Masa planetov, ki jih lahko odkrijemo, je sorazmerna s kubičnim korenom orbitalne periode. Barvne črte na sliki 12.16a torej sledijo enačbi 12.4, z dvema dodatkoma. Kot prvo je planete na orbitalnih periodah

Tabela 12.3: Pogostost planetov drugih sonc. Tretji stolpec je verjetnost, da ima Soncu podobna zvezda vsaj en planet z lastnostmi iz prvih dveh stolpcev. Planeti, tudi taki podobni Zemlji, so torej v vesolju prej pravilo kot izjema.

Tip planeta	Orbitalna perioda	Pogostost	Način določanja	Vir
$M_p > 50\,M_z$	$P < 10$ let	14 ± 2 %	Radialna hitrost	Mayor et al. (2011)
$3\,M_z < M_p < 30\,M_z$	$P < 100$ dni	48 ± 9 %	Radialna hitrost	Mayor et al. (2011)
$R_p \gtrsim R_z$	$P < 400$ dni	30 ± 3 %	Prehod ploskve	Zhu et al. (2018)

$\gtrsim 10$ let res težko zaznati, saj so v času opazovanj naredili največ en obhod okoli svoje zvezde. Zato se verjetnostne krivulje še dodatno obrnejo navzgor. Kot drugo je težko zaznati tudi planete z orbitalnim periodami zelo blizu enemu letu. Če je opazovana zvezda ne sodi med nadobzornice (slika 3.6), jo lahko z Zemlje opazujemo le del leta. Ker se obhodni čas Zemlje okoli Sonca in planeta okoli njegove zvezde skoraj ujemata, meritev radialne hitrosti ne more pokriti vseh faz (slika 12.4) in je zato težje določiti amplitudo radialnih hitrosti. To je razlog za špice v verjetnostnih krivuljah pri orbitalni periodi enega leta. Podobne špice bi pri analizi raznovrstnih astronomskih opazovanj videli tudi pri periodi enega dneva (izmenjavanje dneva in noči) ali enega meseca (za opazovanja, ki jih ni mogoče izvesti ob svetlobi Lune).

Črne točke opazovanih planetov na sliki 12.16a delimo z verjetnostmi odkritja in tako lastnosti odkritih planetov pretvorimo v lastnosti dejanske populacije planetov. Ko upoštevamo tudi število zvezd, okrog katerih smo iskali planete, lahko rezultat pretvorimo v verjetnost, da ima Soncu podobna zvezda vsaj en planet v določenem območju mas in orbitalnih period. Pri teh dveh količinah se moramo omejiti na dele parametrskega prostora, kjer je število odkritih planetov znatno. Tabela 12.3 navaja rezultate za dve območji. Vsaj en Jupitru podoben planet z maso $M_p > 50\,M_z = 0{,}16\,M_J$ in orbitalno periodo krajšo od 10 let najdemo okoli vsake sedme Soncu podobne zvezde. Plinski orjaki na tesnih tirih so torej relativno redki, kar dokazuje tudi redko poseljeno območje v levem zgornjem delu slike 12.16a, saj bi take planete skoraj vedno odkrili. Ob tem najdemo tako masivne planete predvsem okoli zvezd s kovinskostjo podobno našemu Soncu, medtem ko jih okoli zvezd, ki imajo 3-krat manj kovin kot naše Sonce, skoraj ni (Mayor et al., 2011). Pri planetih manjših mas se zdi, da kovinskost zvezde ne vpliva na njihovo pogostost.

Pogostost planetov po masi bolj primerljivih Zemljini, je bistveno večja. Iz rjavega pravokotnika na sliki 12.16a ob upoštevanju relativno majhnih verjetnosti za odkritje in števila preiskanih zvezd ugotovimo, da ima približno polovica Soncu podobnih zvezd vsaj en planet, ki ni masivnejši od $30\,M_z$ in ima orbitalno periodo krajšo od 100 dni. Za primerjavo je masa Neptuna enaka $17\,M_z$. Ti izjemno pogosti planeti so mu torej podobni, lahko pa imajo tudi manjšo maso, podobno Zemljini. O pogostosti planetov z maso podobno Zemljini Mayor et al. (2011) še niso mogli govoriti, saj planetov tako majhnih mas preko spreminjanja radialnih hitrosti še niso uspeli odkriti. V zadnjem desetletju se položaj izboljšuje. Na sliki 12.9 je 33 planetov z maso $M_p \sin i < 2\,M_z = 0{,}0063\,M_J$, ki so jih odkrili s spremenljivo radialno hitrostjo zvezde ali s spremenljivostjo prehoda preko ploskvice. Ker je take planete zelo težko odkriti, jih mora biti veliko.

12.3.2 Opazovanja prehodov preko ploskvice in njihove spremenljivosti

S slike 12.10 razberemo, da včasih uspemo zaznati prehod preko ploskvice tudi za planete Zemljine velikosti. Na sliki 12.16b so narisana odkritja misije Kepler. Dodane so tudi črte verjetnosti za odkritje periodičnih prehodov preko ploskvice. Vidimo, da je Kepler učinkovito odkrival le planete z orbitalno periodo krajšo od $\simeq 400$ dni. Razlog je dolžina opazovanj, ki so se začela decembra 2009 in končala maja 2013. Torej so trajala $\simeq 3{,}5$ let, kar so 3 orbitalne periode po 400 dni. Ker o periodičnosti prehoda preko ploskve lahko govorimo šele po treh takih dogodkih, je bila dolžina misije za daljše periode prekratka. Satelit je sicer z opazovanji zaključil šele leta 2018, vendar je moral zaradi težav z inercialnimi kolesi (stran 186) opazovati druge predele neba, torej za dotlej opazovane zvezde ni mogel zaznati dodatnih prehodov preko ploskvice.

Slika 12.16b pove, da je verjetnost odkritja nekoliko odvisna tudi od velikosti planeta in od njegove orbitalne periode. Dvojna velikost planeta pomeni, da se delež zastrtega svetlobnega toka med prehodom poveča za faktor 4. To v kritičnem območju polmerov planetov podobnih

Zemljinemu odloča o tem, ali bomo planet zaznali, ali ne. Nekoliko lažje je detektirati planete s krajšo orbitalno periodo, saj se je v času misije nabralo več prehodov preko ploskvice. Z uporabo poissonske statistike (enačba 2.42) lahko približno ocenimo, da je s 100-krat več prehodi mogoče zaznati 10-krat manjše globine prehoda, torej $\simeq$ 3-krat manjši polmer planeta. Takemu razmisleku sledijo tudi krivulje enakih verjetnosti na sliki 12.16b.

Zhu et al. (2018) so upoštevali število opazovanih zvezd, verjetnost odkritja in število odkritih planetov. Pri tem so seveda upoštevali tudi, da prehod preko ploskvice lahko opazujemo le ob dovolj dobri poravnavi orbitalne ravnine planeta in smeri proti Zemlji (enačba 12.9), pri čemer so predpostavili, da so pravokotnice na orbitalne ravnine planetov izotropno porazdeljene. Zaključili so, da ob 30% Soncu podobnih zvezd najdemo planet z velikostjo podobno Zemljini, ki ima orbitalno periodo krajšo od 400 dni. Ta rezultat potrjuje, da so planeti podobni Zemlji pogosti. Slika 12.10 nam pove, da tako velike planete večinoma odkrivamo na razdaljah od svojih zvezd, ki so precej manjše od oddaljenosti nam domačih planetov od Sonca. Torej je odkrivanje dvojnikov našega Osončja še onkraj naših zmožnosti.

12.3.3 Pogostost osončij z več planeti

Večina simbolov na slika 12.16b označuje planete, ki so člani večplanetnih sistemov. O številu planetov lahko sklepamo po spremenljivosti časa prehoda preko ploskvice. Takih je tudi večina planetov, ki so jih odkrili po spremenljivosti radialne hitrosti zvezde. Prisotnost več planetov izdaja krivulja radialnih hitrosti, ki vsebuje več periodičnosti, to je obhodnih časov posameznih planetov. Podoben rezultat bi nam dalo tudi astrometrično merjenje sprememb položaja zvezde na nebu (slika 12.3), ki pa je zaradi težko dosegljivih zahtev po točnosti meritev položaja trenutno še bolj nišna tehnika. O več planetih v sistemu lahko sklepamo tudi pri zvezdah s periodično spremenljivostjo (poglavje 12.1.4). Če imamo veliko sreče, lahko prisotnost več planetov odkrijemo tudi po mikrolečenju zvezde v ozadju. Od 278 planetov, ki so jih do maja 2024 odkrili z mikrolečenjem, jih je 11 v dvo-planetnih sistemih. Prva so na ta način odkrili planeta okoli zvezde OGLE-2006-BLG-109L, kjer zvezdo s polovico mase Sonca obkrožata planeta z 230 in 86 M_z na razdalji 2,3 in 4,9 a.e., ki sta torej podobna našemu Jupitru in Saturnu (Bennett et al., 2010). Posebnost tega sistema je tudi, da je ojačitev zaradi lečenja Saturnu podobnega planeta trajala kar 11 dni, kar je pomenilo, da so zaradi Zemljinega gibanja okoli Sonca lahko bolje omejili parametre tega sistema.

Pogostost osončij z več planeti podobnih mas kot Zemlja je najlažje preučiti z analizo prehodov preko ploskvice zvezde. Misija Kepler je odkrila $\simeq$ 0,9 planeta na opazovano Soncu podobno zvezdo (Zhu et al., 2018), torej ima vsaka zvezda s planeti v svojem osončju povprečno 0,9/0,3 = 3 planete, ki so po velikosti v grobem podobni Zemlji. Dolžina prehoda planeta preko ploskvice je odvisna od naklona njegove orbitalne ravnine glede na smer proti Zemlji (enačba 12.9). V večplanetnih sistemih torej lahko primerjamo naklone posameznih planetov in ugotovimo, kakšne so razlike med njimi. Zhu et al. (2018) pokažejo, da so orbitalne ravnine v osončjih z veliko planeti bolje poravnane od tistih z le dvema ali tremi planeti. Disperzija naklonskih kotov i pade od $\simeq 12^o$ za sisteme z dvema planetoma na $\leq 1^o$ za osončja s petimi ali več planeti. Planeti v večplanetnih sistemih so tudi na manj sploščenih tirih (Xie et al., 2016). Torej lahko rečemo, da so osončja z več planeti dinamično hladnejša.

Povedano velja le za planete, ki jih je lahko odkrivala misija Kepler, torej tiste z $R_p \gtrsim R_z$ in z orbitalno periodo krajšo od 400 dni. V povprečju so v vsakem osončju po trije taki planeti, toliko pa je takih planetov tudi v našem Osončju. Tudi sploščenosti in medsebojni nakloni tirov v našem Osončju se skladajo s Keplerjevimi opazovanji planetov drugih sonc. Doma smo torej v povsem običajnem osončju z Zemlji podobnimi planeti, kljub temu da so naši planeti nekoliko dlje od domače zvezde in identičnega planetnega sistema okrog druge zvezde zaenkrat še nismo sposobni odkriti. Ko upoštevamo, da ima 30% Soncu podobnih zvezd ob sebi vsaj en planet, ki je po velikosti podoben Zemlji, nas to vodi do temeljnega vprašanja naslednjega poglavja: ali je še drugje kakšna Zemlja, na kateri, tako kot na našem planetu, obstaja življenje.

13 Astrobiologija[118]

Pojem astrobiologija (angl. astrobiology) se danes uporablja za preučevanje izvora, razvoja, razširjanja in usode življenja v vesolju. Po definiciji vključuje tudi življenje na Zemlji. Uporablja ga Nasa, medtem ko ga drugod pogosto zamenjujejo z drugimi izrazi. Mednarodna astronomska zveza (IAU) in astronomska srenja na splošno uporablja izraz bioastronomija (angl. bioastronomy), ki vključuje iskanje planetov drugih zvezd, iskanje biološko zanimivih molekul v medzvezdnem prostoru in zaznavanje možnih znakov obstoja biološke aktivnosti. Evropska vesoljska agencija za iskanje zunajzemeljskega življenja uporablja besedo eksobiologija (angl. exobiology), ki torej ne vključuje edinega poznanega primera življenja, to je življenja na Zemlji.

Najprej se bomo vprašali, kaj je življenje, nato bomo na zgledu življenja na Zemlji govorili o pomemebnih kemičnih elementih, topilih in kemičnih vezeh v biologiji. Vsaj za zemeljsko življenje so pomembni tokovi energije in entropije med živimi bitji in okolico, življenje pa potrebuje tudi minimalne pogoje za svoj obstoj. Na koncu bomo povedano uporabili za opis strategij iskanja življenja v vesolju. Žal ne moremo pokazati, da so te strategije uspešne, ni pa izključeno, da bo tak sklep mogoč že v bližnji bodočnosti.

13.1 Kaj je življenje?

Ni lahko opredelliti, kaj natanko je življenje. Lahko naštevamo njegove lastnosti, ki so v splošnem značilne za življenje na Zemlji. Kot bomo razmislili v nadaljevanju, žal nobena od teh lastnosti ni značilna izključno za živa bitja. Velja tudi obratno, ko nekatera očitno živa bitja nekaterih lastnosti nimajo. Situacija je podobna, kot če bi se pred stoletji vprašali o tem, kaj je voda. V osnovni šoli se še vedno učimo, da je to tekočina brez vonja, barve in okusa. Taka opredelitev je očitno izmuzljiva, saj vključuje tudi kaj drugega, obenem pa ima voda še druge lastnosti. Na višjem nivoju težave odpravimo s preprosto izjavo, da vodo sestavljajo molekule H_2O. S to formulo povemo vse, iz nje sledijo vse njene lastnosti, obenem pa loči vodo od vsega drugega. Seveda moramo ob tem razumeti svet atomov ter fiziko trdne snovi, tekočin in plinov. Tega razumevanja pri življenju nimamo. Z drugimi besedami, formule za življenje, ki jo za vodo predstavlja H_2O, še ne poznamo.

Opisane težave kličejo po skromnosti. Očitno se bomo pri razpravi o življenju v vesolju pogosto naslanjali na lastnosti življenja na Zemlji. In se morali celo v tem primeru zavedati, da širine možnosti tega pojma niti približno ne razumemo.

13.1.1 Definicija življenja

Navadno med lastnostmi življenja naštejemo presnovo, razmnoževanje, prisotnost genetskih informacij in prilagoditev na okolje. Presnova je pretvorba energije s procesi, kot je fotosinteza, prebava, tvorjenje organskih molekul in dihanje. Energijsko pretvorbo dosega s prenosom elektronov, energija pa se nato hrani v molekulah za kasnejšo rabo. Podobni procesi potekajo tudi v neživi naravi, torej procesi presnove niso omejeni le na živa bitja. Ker živa bitja niso večna, je za obstoj življenja odločilna sposobnost ustvarjanja novih generacij, torej razmnoževanje. Vendar tudi to ni edinstvena lastnost živih bitij. Mule ali mezgi so očitno živi, vendar nimajo sposobnosti razmnoževanja. Po drugi strani se en zajec ne more razmnoževati, torej po kriteriju razmnoževanja

[118] Del tega poglavja se zgleduje po predavanjih, ki jih je imel prof. Giovanni Vladilo, ko je bil leta 2020 gostujoči profesor na UL FMF.

ni živ, zajec in zajklja pa potem sta živa, čeprav vsak od njiju ni živ. Tu smo zašli v težavo netočne rabe jezika. Biti živ in življenje ni isto, torej je zajec lahko živ, čeprav ni življenje. Na Zemlji so navodila, ki uravnavajo razmnoževanje, zapisana v genetskih informacijah. Na prvi pogled se te zdijo kot očitna lastnost vsega živega. Je pa res, da se moramo vprašati, kam sodijo virusi: ti nimajo presnove, nosijo pa genetske informacije. So torej živi ali ne?

Prilagoditev živih bitij na okolje lahko razumemo na dveh nivojih. To je lahko denimo prilagoditev presnove na fizikalne ali kemične spremembe v okolju. Pomembna pa je tudi genetska prilagoditev. Naravna selekcija v obdobju več generacij poskrbi za prilagoditev genetskih informacij na dolgoročne spremembe v okolju. Kot je ugotovil Darwin, naravna selekcija ohranja tiste maloštevilne med naključnimi genetskimi spremembami, ki so koristne za preživetje, ter tako preko postopnih sprememb genetskega zapisa povzroča razvoj vrst.

Zanimivo definicijo življenja je leta 1994 na predlog Carla Sagana sprejela Nasa (Joyce et al., 1994): Življenje je samo-vzdržen kemijski sistem, ki je sposoben darwinske evolucije. Ker se izjava sklicuje na sistem, so lahko bitja živa, tudi če sama po sebi ne predstavljajo življenja kot takega. Samovzdržnost pomeni, da življenje lahko obstaja brez posegov višjih sil, kot je posredovanje študenta v biološkem laboratoriju ali širše boga. Sklic na darwinsko evolucijo tu pomeni molekularni genetski sistem (ki na Zemlji vključuje DNA molekule), ki ima zmožnost nepopolnega reproduciranja in kjer se te napake pri razmnoževanju lahko razmnožujejo dalje, ob tem pa imajo posamezne variacije različne možnosti preživetja.

Taka definicija učinkovito ločuje med živim svetom in neživimi procesi, ki so tudi sposobni „razvoja" (Benner, 2010). Kristale natrijevega klorata ($NaClO_3$) v prahu lahko uporabimo kot semena za nastanek več takih kristalov. Načelno to lahko imenujemo razmnoževanje, pri tem pa se prenašajo tudi lastnosti, kot je sučnost (kiralnost) molekule. V kristalih so prisotne tudi napake, ki povzročijo različne možnosti nadaljnjega obstoja, torej preživetja kristalov. Vendar se te napake ne prenašajo na nove kristale, torej sistem ni sposoben darwinskega razvoja. Torej sistem kristalov natrijevega klorata ni živ.

Predlagana definicija ima svoje omejitve. Govori o kemijskem sistemu, torej ne vključuje npr. računalniških virusov, ki bi lahko bili sposobni darwinske evolucije na svetovnem spletu (upajmo, da še dolgo ne). Zavedati se moramo, da tudi razvoja ljudi ne uravnava več darwinska evolucija. To gotovo velja za naše posege v človeški in v genome drugih živih bitij. Tudi tehnologije, ki vedno bolj uravnava naš razvoj, ne razvijamo z naključnim poskušanjem, ampak z načrtnim razmislekom o posledicah naših dejanj. Tudi knjiga, ki jo berete, je primer sklepanja, ki z uporabo zakonov fizike načrtno skuša razlagati vesolje.

13.1.2 Definicija življenja za astrobiološko rabo

V našem Osončju še nismo izgubili upanja, da tudi kje zunaj našega planeta lahko najdemo kakšno preprosto obliko življenja. Vendar je celo pri takih raziskavah, ki jih izvedemo na mestu samem, izjemno težko preveriti, ali je nek kemijski sistem sposoben darwinske evolucije. Še toliko bolj to velja za iskanje življenja onkraj Osončja, kjer so sedaj in tudi v dogledni prihodnosti edine možnosti (poglavje 5.8) raziskave na daljavo z opazovanjem z Zemlje ali njene bližnje okolice.

Možna strategija je, da skušamo poiskati kemične sisteme s presnovo in sposobnostjo razmnoževanja. Kot smo omenili zgoraj, taki sistemi nujno ne ustrezajo definiciji življenja. Z naslonitvijo na dve od lastnosti življenja na Zemlji smo se tudi omejili in se nam lahko zgodi, da bomo spregledali oblike življenja, ki so morda v vesolju precej drugačne kot na našem planetu. Nam pa tako zastavljeno razmišljanje omogoča iskanje življenja, ki ni le kopija zemeljskega. Konkretno lahko razmišljamo o kemičnih elementih, kemičnih vezeh in energijskih tokovih v živih bitjih. Za zgled vzamemo življenje na Zemlji, potem pa se vprašamo, ali so tukajšnje izbire logične, oziroma, ali so edine možne.

13.2 Osnovne lastnosti življenja na Zemlji

13.2.1 Pomembni kemični elementi v živih bitjih na Zemlji

Približno polovica mase človeškega telesa je voda, ki predstavlja znaten delež tudi v drugih organizmih. Torej sta vodik in kisik najpogostejša elementa v živih bitjih (tabela 13.1). Sledi jima

Tabela 13.1: Kemična sestava človeškega telesa. Deleži med osebki so lahko različni. Skupni masni delež vode je med $48 \pm 6\%$ za ženske in $58 \pm 8\%$ za moške (Watson et al., 1980). Zadnja dva stolpca navajata številske deleže v meteoritih (hondritih) in v fotosferi Sonca (Asplund et al., 2009).

element	simbol	številski delež elementa v		
		človeku	meteoritih	Soncu
vodik	H	0,62	0,295448	0,920679
kisik	O	0,24	0,447179	0,000451
ogljik	C	0,12	0,043700	0,000248
dušik	N	0,011	0,003240	0,000062
kalcij	Ca	0,0022	0,003471	0,000002
fosfor	P	0,0022	0,000479	$< 10^{-6}$
žveplo	S	0,00038	0,025147	0,000012
natrij	Na	0,00037	0,003315	0,000002
kalij	K	0,00033	0,000214	$< 10^{-6}$
klor	Cl	0,00024	0,000302	$< 10^{-6}$
magnezij	Mg	0,00007	0,060323	0,000037
silicij	Si	0,00006	0,057608	0,000030

ogljik, ki predstavlja osnovo organske kemije, in dušik, ki je del številnih organskih molekul, tudi aminokislin, beljakovin, nukleinskih kislin, enzimov in hormonov. Kalcij je pomemben predvsem za kosti, natrij in kalij sta osnova ionske črpalke na celičnih membranah, preostali elementi, našteti v tabeli 13.1, z izjemo silicija pa so del vitaminov, energijskih molekul ATP ali molekul DNA. Ali je silicij pomemben element za življenje na Zemlji ni gotovo, kljub njegovi veliki pogostosti v okolju. Prvi štirje, po pogostosti v človeku najpogostejši elementi, so najpogostejši tudi v Soncu in v vesolju nasploh. Izjema je le helij, pa tudi neon in drugi žlahtni plini, ki jih je v vesolju veliko (slika 4.7), za življenje pa zaradi nezmožnosti tvorjenja vezi niso pomembni. V živih bitjih tudi ni kovinskih gradnikov, saj so kovine prevodne in zato ne dopuščajo nastanka gradienta električnega polja, ki je odločilen za življenjske procese.

13.2.2 Voda in njene lastnosti

Voda je najpogostejša molekula v živih bitjih. Vodikova atoma okoli kisika nista nanizana v ravni črti, ampak zveznici kisika z obema vodikovima atomoma oklepata kot 104,45°. Vodikova atoma sta na kisik vezana s kovalentno vezjo, deljenje elektronov pa pomeni, da orbitale vseh treh atomov delujejo kot zapolnjene. Nesimetrična porazdelitev atomskih jeder in elektronov pomeni, da je težišče pozitivnega naboja pomaknjeno proti vodikoma, težišče negativnega pa proti kisiku. Zato je H_2O polarna molekula.

Primer nepolarne molekule je metan (CH_4), kjer so vodiki simetrično nanizani okoli ogljika. Polarne molekule so hidrofilne, torej se topijo v vodi, medtem ko so nepolarne molekule hidrofobne, torej se v vodi ne topijo. Kot bomo pokazali v razdelku 13.2.6, polarnost vode omogoča tudi gradnjo preprostih celičnih membran. Voda je dobro topilo, zato omogoča potovanje molekul, kar je osnova presnove. Voda spontano tvori ione H^+ in OH^-, ki lahko prenašajo električni naboj. Obenem pa sta za presnovo pomembna tudi nastanek in disociacija vodni molekul v procesih dehidracije in hidrolize.

Primerjava z drugimi molekulami (tabela 13.2) pokaže, da vodo upravičeno imenujemo molekula življenja. Sestavljajo jo atomi najpogostejšega in tretjega najpogostejšega elementa v vesolju, torej gre za zelo pogosto molekulo. Ima tudi relativno veliko izparilno toploto, kar koristi pri uravnavanju temperature živih bitij. Pri tlaku enega bara je tekoča v širokem razponu temperatur, te temperature pa so relativno visoke, kar botruje večji živahnosti kemičnih reakcij. Kot že omenjeno, je voda polarna molekula. Načelno bi njeno vlogo lahko prevzela tudi druga polarna topila, vendar jih sestavljajo elementi, ki jih je v vesolju bistveno manj kot vodika in kisika.

Tabela 13.2: Lastnosti devetih izbranih molekul. Masa molekule je v atomskih enotah, dipolni moment je v enotah osnovnega naboja pomnoženega z razdaljo 10^{-10} m, izparilna toplota pa v kJ/mol. Relativna kemična pogostost je zmnožek zastopanosti udeleženih atomov v Soncu primerjan s pogostostjo atomov v molekuli vode. Temperature ledišča in vrelišča veljajo za tlak 1 bar.

Lastnost	H_2O	NH_3	HCN	HF	H_2S	CH_3OH	N_2H_4	CH_4	C_2H_6
masa (m_H)	18,0	17,0	27,0	20,0	34,1	32,0	32,1	16,0	30,1
ρ (kg/m^3)	997	696	684	818	1393	793	1000	426	572
dipolni moment	0,39	0,30	0,62	0,38	0,20	0,33	0,40	0,00	0,00
$T_{\text{ledišče}}$ (°C)	0	−78	−13	−83	−86	−94	2	−182	−172
$T_{\text{vrelišče}}$ (°C)	100	−33	26	20	−60	65	114	−162	−89
$T_{\text{vrelišče}} - T_{\text{ledišče}}$	100	44	39	103	26	159	111	20	83
izparilna toplota	40,7	23,3	25,2	30,3	18,7	40,5	40,9	8,2	14,7
kem. pogostost	1	0,13	$4 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	0,03	0,0002	$7 \cdot 10^{-6}$	0,47	0,0001

13.2.3 Ogljik kot osnovni element bioloških molekul

Kemija življenja je zgrajena okrog zelo zapletenih molekul, ki jim pravimo tudi biološke makromolekule. Najfleksibilnejši osnovni gradnik za gradnjo takih molekul je ogljik, ki ima štiri kovalentne vezi, s katerimi lahko tvori trodimenzionalne molekularne strukture. Dušik in kisik imata tri, oziroma dve kovalentni vezi, ki večinoma tvorijo ravninske in nitaste strukture. Ogljik je osnova zapletenih molekul tudi v kombinaciji s kisikom in dušikom, z vodikom pa gradi benzenske obroče. Za presnovo je pomembno, da lahko nastopa v oblikah od popolnoma oksidirane (CO_2) do popolnoma reducirane (CH_4).

Silicij leži v istem stolpcu periodnega sistema elementov kot ogljik. V okolju ga je več kot ogljika (tabela 13.1), vendar je njegova kemija bistveno manj bogata. Zaenkrat so v medzvezdnem prostoru, ki je dovolj hladen, da dopušča obstoj kompleksnih molekul, našli vsaj 35 molekul s 6 ali več atomi, ki vsebujejo ogljik, in nobene take molekule, ki bi vsebovala silicij (Ehrenfreund & Charnley, 2000).

13.2.4 Kemične vezi v biologiji

V živih bitjih na Zemlji so pomembne kovalentne vezi, ki na primer vežejo atome v molekulo vode. Med vodnimi molekulami in tudi med biološkimi molekulami je pomembna tudi vodikova vez. V osnovi je to elektrostatska privlačna sila med pozitivno nabitim vodikovim atomom, ki je s kovalentno vezjo vezan v svojo molekulo (na primer vodo), in negativno nabitim ionom v drugi molekuli (pri vodi je to kisik). Vodikova vez je najmočnejša od medmolekularnih vezi. Je tudi vez med bazama nukleinskih kislin v deoksiribonukleinski kislini. Med molekulami zaradi sil med fluktuirajočimi električnimi dipoli prihaja tudi do Van der Waalsovih vezi, ki prispevajo npr. k trodimenzionalni strukturi beljakovin.

Ionske vezi, ki jih najdemo na primer v molekulah natrijevega klorida (NaCl), in kovinske vezi, kjer se prosti elektroni delijo v strukturi pozitivno nabitih ionov, za strukturo bioloških molekul niso pomembne. So pa ionske vezi pomembne v soleh, ki so vir natrija, kalija, magnezija in kalcija.

13.2.5 Tokovi energije in entropije v živih bitjih

Živa bitja imajo dobro strukturirano in organizirano sestavo, torej je stopnja nereda, oziroma entropije, v njih nizka. Nizko entropijo vzdržujejo, ker niso v termodinamskem ravnovesju z okolico. Neravnovesje vzdržujejo z neprestanim zajemanjem energije iz okolice. Tako so živa bitja omejena območja prostora, ki so v neravnovesju z okolico. Iz okolice črpajo energijo, vanjo pa prenašajo entropijo, ter tako vzdržujejo svojo visoko organizirano strukturo (Schulze-Makuch et al., 2002).

13.2.6 Pomen celice

Razmejitev med notranjostjo živega bitja in okolico, ki jo zahteva vzdrževanje termodinamskega neravnovesja, pomeni, da ima živo bitje dobro definirano mejo. V najpreprostejšem primeru je to membrana, ki loči notranjost celice in s tem živega bitja od okolice.

Notranjost celice napolnjuje tekoča voda, v kateri plavajo še drugi gradniki. Najpogosteje je voda v tekoči obliki tudi v okolici. Membrana, ki ju loči, je v najpreprostejšem primeru dvoslojna. Posamezni sloj sestavljajo molekule, ki imajo en hidrofobni in en hidrofilni konec. Take so molekule fosfolipidov, ki so po zgradbi podobne maščobam. V obeh slojih sta hidrofilna konca obrnjena proti vodi v notranjosti oziroma v okolici, medtem ko se hidrofobni konci stikajo na meji med slojema.

Fosfolipidi se v dvoslojno mejno plast razporedijo sami od sebe, saj je voda polarno topilo. Tak mehanizem v nepolarnem topilu, kot je na primer tekoč metan, ne bi deloval. Za selektivni prenos snovi v celico in iz nje poskrbijo membranske beljakovine, ki so vsajene v celično steno.

Tekoča voda v notranjosti omogoča mobilnost molekul znotraj celice, kar je odločilno za ohranjanje termodinamskega neravnovesja z okolico. Obenem tekoča voda zagotavlja tlak, ki od znotraj podpira celično steno. Tlak v notranjosti celice je zato nekoliko večji kot v njeni okolici. Za vodo v tekoči agregatni fazi morajo biti izpolnjeni primerni temperaturni in tlačni pogoji.

Preden razmislimo o primernih pogojih za življenje, se ozrimo nazaj. Razmišljanje o življenju smo po vzoru življenja na Zemlji postopoma zoževali. Najprej smo se omejili na življenje, ki temelji na kemijskih procesih. Nato smo ugotovili, da potrebujemo tekoče topilo in zmožnost tvorjenja zapletenih makromolekul. Kot topilo zemeljsko življenje uporablja vodo, osnovni kemijski element življenja pa je ogljik. Taka izbira bi lahko bila pogosta tudi drugod v vesolju, saj smo v obeh primerih našteli vrsto njunih odličnih in včasih edinstvenih lastnosti. Vseeno pa ne smemo trditi, da je to edina možnost. In celo življenje, ki sloni na vodi in ogljiku, je najbrž lahko bistveno drugačno od zemeljskega.

13.3 Pogoji za življenje

13.3.1 Viri energije, sevalne poškodbe in ekstremofili

Življenje za vzdrževanje stanja visoke urejenosti oziroma nizke entropije potrebuje znatne vire energije. Običajno je to svetloba bližnje zvezde, ki zagotavlja primerno ravnovesno temperaturo okolja. Vendar zvezde poleg vidne in infrardeče sevajo tudi krajše valovne dolžine svetlobe, obenem pa so tudi vir zvezdnega vetra nabitih delcev.

Ultravijolična svetloba ne ionizira bioloških molekul, lahko pa poškoduje strukturo DNA molekul. Navadno poškoduje le eno od vijačnic DNA, torej je poškodba vsaj včasih popravljiva.

Rentgenska svetloba in nabiti delci lahko ionizirajo atome in molekule, navadno so to molekule vode, kar pomeni nastanek prostih radikalov. Strukturo DNA molekul nato poškodujejo te izjemno reaktivne molekule, ne pa direktna absorpcija rentgenskih fotonov ali nabitih delcev. Poškodovani sta pogosto obe vijačnici DNA molekule. Rezultat so lahko genetske mutacije ali propad organizma. V večini bakterij za propad zadostuje že poškodba beljakovin zaradi prisotnosti prostih radikalov. Nekateri mikroorganizmi, kot je Deinococcus Radiodurans, pa so zelo odporni tudi na take poškodbe. Ta organizem ima v celici do 10 kopij genoma, kar mu omogoča preživetje tudi ob znatnih poškodbah DNA-ja (Slade & Radman, 2011; Sharma et al., 2017).

Življenje na Zemlji pred ultravijolično svetlobo učinkovito varuje ozon v atmosferi. Ta nastaja z disociacijo molekul O_2 v zgornjih plasteh atmosfere, nato pa kisikovi atomi reagirajo z nedisociiranimi molekulami O_2. Zgornje plasti atmosfere nas ščitijo tudi pred nabitimi delci zvezdnega vetra. Protoni trčijo v molekule zraka in nastane plaz neškodljivih delcev nižjih energij.

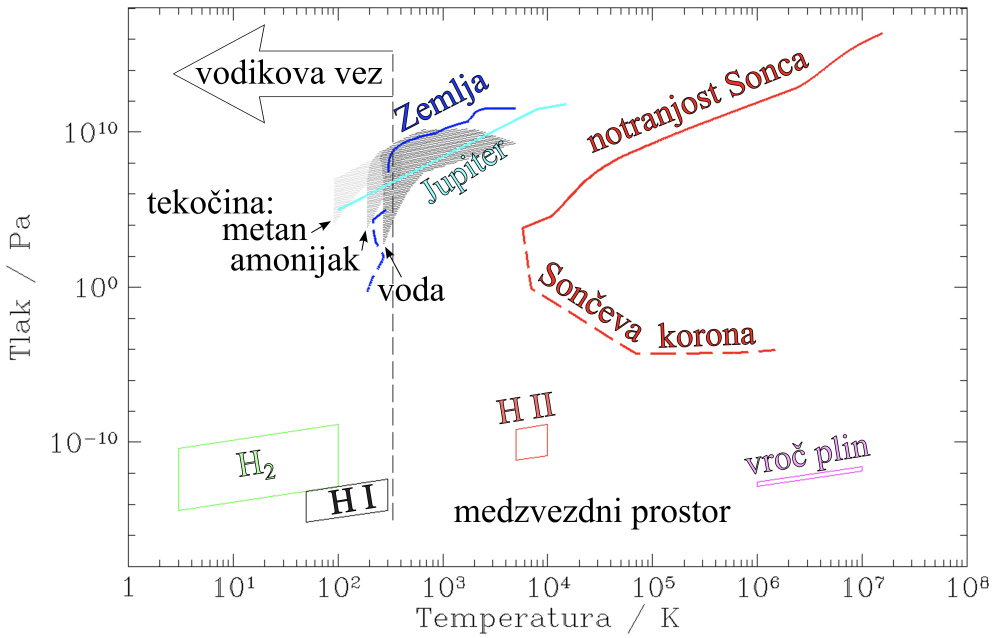
Deinococcus Radiodurans je primer ekstremofila, to je organizma, ki je prilagojen na ekstremne razmere, v tem primeru na 1000-krat bolj intenzivno ionizirajoče sevanje od takega, ki bi bilo usodno za človeka (Slade & Radman, 2011). Drugi ekstremofili so prilagojeni na druga skrajnostna okolja: velike morske globine, soline (Gunde-Cimerman et al., 2000), polarne ledenike (Butinar et al., 2007; Gunde-Cimerman et al., 2003), vroče in hladne puščave, zelo kisle vode, vroče podmorske vrelce in celo vaš pomivalni stroj (Zalar et al., 2011).

Ekstremofili so pomembni, ker nam dajejo odgovore o začetkih življenja na Zemlji, s tem pa

nam odstirajo tudi možnosti za življenje v vesolju[119]. Leta 2018 je znanstvena kolaboracija Deep Carbon Observatory objavila oceno, da skalne sklade na kopnem vsaj do globine 4,8 km in morsko dno do globine 2,5 km naseljujejo bakterije in arheje, v katerih je skupaj 23 milijard ton ogljika. To predstavlja 70% vseh bakterij in arhej na Zemlji.[120] Kamniti skladi pod našimi nogami so torej živi, življenje lahko preživi ali se celo razvije v izjemno neprijaznih okoljih. To je seveda pomembno za razmislek o pogojih, v katerih lahko pričakujemo življenje drugje v Osončju in širše v vesolju.

13.3.2 Potrebne vrednosti tlaka in temperature

Ekstremofili na Zemlji so dokaz, da se je življenje sposobno prilagoditi dokaj ekstremnim pogojem. Vendar so tudi tu meje: konkretno se lahko vprašamo, v kakšnih razmerah še lahko obstajajo za življenje na Zemlji pomembne kemične vezi in pri kakšnih pogojih je voda v celicah lahko v tekočem stanju. Tako bomo dobili namig, kje v vesolju je življenje smiselno iskati.



Slika 13.1: Območje naseljivosti v odvisnosti od temperature in tlaka. Rdeča črta sledi tema količinama v notranjosti Sonca (slika 4.4) in v njegovi koroni (slika 4.19), tirkizna so razmere v notranjosti Jupitra (enačba 6.24) in modra Zemlje (slika 6.10, črtkana črta so atmosferske razmere do višine 85 km, US standard atmosphere 1976). Paralelogrami na dnu so območja v medzvezdnem prostoru (tabela 11.1). Siva območja ledvičaste oblike označujejo temperature in tlake, pri katerih so metan, amonijak, oziroma voda v tekočem stanju. Navpična prekinjena črta je najvišja temperatura, pri kateri vodikova vez še omogoča nastanek zapletenih bioloških molekul.

Slika 13.1 prikazuje tlake in temperature značilne za različne vrste vesoljskih teles. Rdeča diagonalna črta so razmere v Soncu, s središčno temperaturo in tlakom na desni in površinskimi razmerami na levi. Te se nadaljujejo v črtkano črto vroče in razredčene Sončeve atmosfere, oziroma korone. Tirkizna in modra črta so razmere v Jupitru in Zemlji, zopet so središčne razmere na desni in površinske na levi. Pri Zemlji se polna črta nadaljuje v črtkano črto razmer v Zemljini atmosferi do višine 85 km, kjer tlak pade na manj kot 1 Pa. V spodnjem delu slike so razmere v medzvezdnem prostoru: v oblakih molekularnega vodika (H_2), atomarnega vodika (H I), ioniziranega vodika (H II) in v vročem medzvezdnem in medgalaktičnem plinu. Podobne razmere kot v Soncu najdemo tudi v drugih zvezdah in v njihovi okolici. Tudi pogoji na površju oziroma v notranjosti drugih planetov, pa tudi lun in asteroidov, so podobni narisanim za Jupiter ali Zemljo.

[119] Priporočam ogled videa predavanja prof. dr. Nine Gunde-Cimerman z naslovom *Ekstremofilni mikroorganizmi na Zemlji - okno v življenje v vesolju*, ki ga je na UL FMF imela 8. 4. 2021 v okviru cikla Večeri na observatoriju: https://astro.fmf.uni-lj.si/?page_id=674.

[120] Glej https://www.eurekalert.org/news-releases/510185.

Razpon temperatur in tlakov, ki jih prikazuje slika 13.1, je izjemno širok. Kot prvi kriterij morebitne naseljivosti za življenje, ki temelji na kemiji, se lahko vprašamo, kdaj je ustrezno topilo v tekočem stanju. Območje tlakov in temperatur, kjer je to res, za vsako molekulo razberemo iz njenega faznega diagrama. Rezultati za metan, amonijak in vodo so na sliki narisani kot siva osenčena območja ledvičaste oblike. Metan in amonijak sta tekoča pri nekoliko nižjih temperaturah, vendar višjih tlakih kot voda. Pri visokih temperaturah in tlakih se območja tekočin prekrivajo, vendar so omejena, saj pri ekstremnih tlakih in temperaturah molekule začno razpadati na svoje atomske sestavne dele.

Kot vidimo, imamo tekoča topila lahko le v notranjosti ali v atmosferah planetov, lun, asteroidov ali kometov. Zvezde so za kaj takega prevroče, medzvezdni prostor pa je preredek. Najnižji tlak, pri katerem je določeno topilo tekoče, imenujemo tudi trojna točka. Za vodo je njen tlak 611,7 Pa in temperatura 273,16 K, oziroma 0,01 °C. Pri teh razmerah so agregatne faze tekočine (vode), plina (vodne pare) in trdne snovi (ledu) v ravnovesju. Pri nižjih tlakih ali temperaturah voda ne more biti tekoča, ampak je lahko le v obliki plina ali trdne snovi.

Drugi pogoj za obstoj na kemiji osnovanega življenja je prisotnost kovalentnih in vodikovih vezi (poglavje 13.2.4). Tipična kinetična energija molekule v plinu s temperaturo T je enaka $\frac{3}{2}k_BT$, kjer je k_B Boltzmannova konstanta. Če je ta energija večja od vezavne energije kemične vezi, ta razpade. V biologiji na Zemlji so pomembne kovalentne in vodikove vezi. Običajna vezavna energija prvih je $\simeq 7\cdot10^{-19}$ J, oziroma 4,4 eV na molekulo, medtem ko je za vodikove vezi ta energija $\simeq$ 0,043 eV. Po enačenju z omenjeno kinetično energijo ugotovimo, da kovalentne vezi obstajajo do temperature $T \lesssim 30.000$ K, vodikove pa do temperature $T \lesssim 330\,\mathrm{K} \simeq 60\,^{\circ}\mathrm{C}$. Ker brez slednjih ne morejo obstajati zapletene biološke molekule, predstavlja omenjena temperatura smiselno zgornjo mejo za temperaturo naseljivih območij. Na sliki 13.1 smo jo označili z navpično črtkano črto. Seveda je točna vrednost mejne temperature odvisna od tipa vodikovih vezi. Uporabili smo najmanjšo vezavno energijo takih vezi, vezavna energija nekaterih pa je tudi 10-krat večja. To pomeni, da so za preprosta bitja lahko naseljiva tudi območja z nekajkrat višjimi temperaturami. Na Zemlji nekatere bakterije in arheje uspevajo tudi na temperaturah $\gtrsim 100\,^{\circ}\mathrm{C}$.

Zahteva po obstoju vodikovih vezi in tekočega topila omejuje naseljivost na površinske plasti in atmosfere planetov, lun, asteroidov in kometov. Zanimivo dopušča tudi življenje nekoliko pod površjem, kar je skladno z ugotovitvami projekta Deep Carbon Observatory, ki smo jih omenili v prejšnjem poglavju.

13.3.3 Stabilnost klime

Klima na Zemlji se spreminja, saj si lahko zamislimo dve zaporedji dogodkov, ki močno spremenita površinsko temperaturo. Če se zaradi naključne motnje Zemlja rahlo segreje, to poveča izhlapevanje, ker pa je vodna para pomemben toplogredni plin, to dodatno poveča vpliv tople grede, temperatura se še bolj dvigne in nato se krog ponavlja proti vedno višjim temperaturam. Nasprotno rahlo naključno ohlajanje pomeni več snega in ledu, ki imata veliko odbojnost, zato površina vpije manj energije s Sonca in se še bolj ohladi, kar pripelje do krogov vedno močnejšega ohlajanja.

Klimo na Zemlji do neke mere stabilizira atmosferska prisotnost ogljikovega dioksida. Ta plin se veže v površinske sklade, pri čemer se to pri višjih temperaturah dogaja hitreje. Sklade tektonska aktivnost sčasoma potopi pod skorjo, dokler se z vulkanskimi izbruhi ogljikov dioksid zopet ne vrne v ozračje. Vulkanizem ni povezan s površinsko temperaturo, obenem pa vračanje ogljikovega dioksida v ozračje poteka s časovnim zamikom desetin milijonov let. Torej je to ena od možnosti, kako zopet stopiti Zemljo, ki bi se preveč ohladila in postala snežna krogla. Kot kaže se je to v zgodovini Zemlje zgodilo že večkrat, zadnjič pred 650 milijoni let. Zanimivo je tudi opažanje, da je vsaki taki ekstremni ohladitvi sledil preskok v razvoju življenja na Zemlji. Po zadnji globalni zaledenitvi je sledila eksplozija raznolikosti življenja v kambriju, medtem ko so bila prej živa bitja enocelična ali preprosta večcelična.

Zemlja je edini planet v našem Osončju s tektoniko plošč, ki zagotavlja časovni zamik v recikliranju ogljikovega dioksida. Vendar drugje morda obstajajo drugi mehanizmi stabilizacije življenjskih razmer, pa tudi na našem planetu se razmere že nekaj sto metrov pod površjem zaradi spremembe klime ne spreminjajo. Za dolgoročno stabilnost temperaturnih razmer je pomembno stalno gretje zaradi bližine zvezde. S tem v vesolju ni problemov, saj naše Sonce zagotavlja podobne razmere ves čas, ko spaja vodik v helij v svoji sredici, torej 10 milijard let (enačba 4.80). Pri zvezdah z manjšo

maso, ki so v vesolju v večini, je to obdobje še bistveno daljše. Torej ima morebitno življenje na njihovih planetih za razvoj več kot dovolj časa.

Večje in zlasti nagle spremembe klime so v preteklosti pripeljale do večjih izumrtij živih bitij. Spremembe so pogubne zlasti za zapletena bitja, ne pa za življenje kot tako. Tako smo ob sedanjih od človeka izzvanih klimatskih spremembah ogroženi mi sami, medtem ko je Zemlji vseeno in bo življenje kot tako na njej v vsakem primeru preživelo.

13.4 Iskanje življenja

Pri iskanju zunajzemeljskega življenja moramo najprej odgovoriti na dve vprašanji: ali iščemo preprosto ali inteligentno obliko življenja ter ali nas zanima življenje v našem Osončju ali zunaj njega. Začeli bomo z našim Osončjem, kjer seveda lahko upamo le na kako preprosto obliko.

13.4.1 In situ

Luna s svojim mesec dolgim ciklom dneva in noči in posledično z velikimi nihanji temperature ne predstavlja velikega upanja za življenje. Vseeno so astronavti prvih treh misij Apollo, ki so pristale na Luni, morali po povratku na Zemljo po 21 dni preživeti v karanteni. Z Venere se doslej ni vrnila še nobena sonda, obenem pa je to negostoljuben svet, kjer so temperature na površju zaradi učinkov tople grede previsoke za obstoj vodikovih vezi (slika 13.1). Podobno kot na Luni tudi na Merkurju zaradi dolgega trajanja dneva in noči temperature zelo nihajo in je zato to najverjetneje mrtev svet. Naslednji v vrsti je torej Mars.

Mars

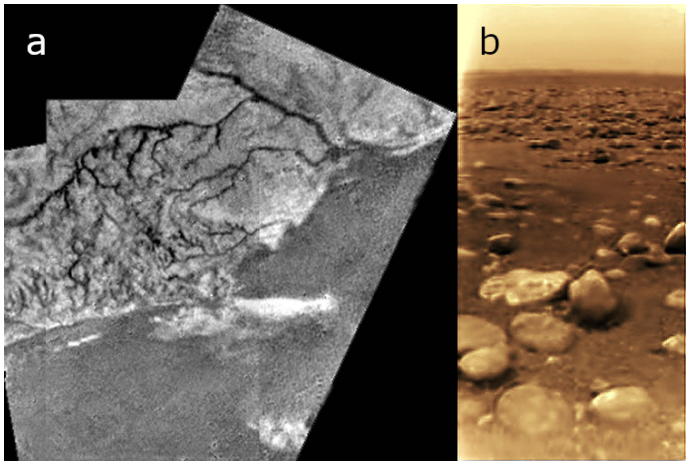
Mars je danes suh in neprijazen svet. Na površju je morebitno življenje zaradi razredčene atmosfere, v kateri ni ozona, izpostavljeno ultravijoličnemu sevanju Sonca. Odsotnost globalnega magnetnega polja pomeni, da tudi na to atmosfero močno vpliva Sončev veter. Zato je verjetneje, da bi bilo morebitno preprosto življenje pod površjem. Doslej je bilo nekaj poročil o nepojasnjenem sproščanju metana (Webster et al., 2015), ki pa ima lahko tudi magmatski izvor (Rinaldi et al., 2024). Tudi laboratorijske analize sond Viking so dale nejasne rezultate, ki jih ne smemo imeti za dokaz obstoja življenja (Klein, 1999). Končno omenimo še meteorit ALH84001, ki so ga pred 40 leti našli na Antarktiki. Meteorit izvira z Marsa in vključuje strukture, ki so jih pripisali mikrofosilom (McKay et al., 1996). Takratni ameriški predsednik Bill Clinton je imel o odkritju (nekdanjega) zunajzemeljskega življenja tudi uradni nagovor[121]. Kritični pregled je pokazal, da so na morfologiji struktur osnovane trditve negotove in da take strukture lahko nastanejo tudi z nebiološkimi procesi (Golden et al., 2001). Torej je bilo sporočilo ameriškega predsednika preuranjeno. Zaenkrat o morebitnem obstoju preprostega življenja na Marsu ne vemo še ničesar določnega. Je pa zelo jasno, da so bile razmere na Marsu kmalu po njegovem nastanku zelo drugačne.

Na Marsovem površju je veliko suhih rečnih dolin, poplavnih ravnic, v suhi rečni delti kraterja Jezero trenutno raziskuje Nasina sonda Perseverance (Vztrajnost). Te rečne doline je nekoč napolnjevala voda, odkrili so tudi brečo in glino, ki pričata o taki preteklosti. Najstarejše Marsovo površje so plastoviti silikati (filosilikati), ki so nastali še brez znatne prisotnosti ogljikovega dioksida. Temu zgodnjemu obdobju je sledila obsežna vulkanska aktivnost (Bibring et al., 2006). Končno je pred vsaj 4 milijardami let Mars izgubil večino atmosfere. Razlog bi lahko bilo kasno močno bombardiranje (angl. late heavy bombardment, poglavje 6.4.1), ki je imelo na relativno majhnem planetu, kot je Mars, še posebno hude posledice. Druga možnost je, da se je do tedaj tekoča notranjost planeta že strdila in je tako Mars izgubil lastno magnetno polje, ki ga je ustvarjalo mešanje električno nabite tekočine, kot se še vedno dogaja v Zemljini notranjosti. Brez magnetnega polja je tok nabitih delcev Sončevega vetra lahko dosegel atmosfero in jo v veliki meri odpihnil (Bibring et al., 2006). V vsakem primeru je zgodnje mokro obdobje na Marsu trajalo le nekaj sto milijonov let, odtlej pa je planet suh. Zdi se, da torej na Marsu lahko upamo le na odkritje morebitnih mikrofosilov iz tega zgodnjega obdobja, medtem ko sedanje milijarde let trajajoče sušne razmere dopuščajo kvečjemu preproste življenjske oblike s počasno presnovo.

[121] https://www.youtube.com/watch?v=pHhZQWAtWyQ.

Saturnova luna Titan

Vsi planeti v našem Osončju, ki so dlje od Marsa, so plinasti. To predstavlja za življenje težavo, saj bi morali morebitni mikroorganizmi lebdeti v zunanjih plasteh planeta (slika 13.1). Zanimivejše so lune teh planetov, ki so skalovite. Ker so daleč od Sonca, je na njih prehladno, da bi na površju obstajala tekoča voda. Prva luna, ki je dajala upanje, da se na njej dogaja nekaj zanimivega, je bila Saturnova luna Titan.



Slika 13.2: Tekoči svet Saturnove lune Titan z atmosfero, iz katere dežuje tekoči metan in etan, ki se v rekah zliva v jezera in morja. (a) Sonda Huygens Evropske vesoljske agencije je leta 2005 med pristajanjem na Titanu s kamero usmerjeno navzdol posnela rečni sistem, ki se steka v jezero na spodnjem delu slike. (b) Sonda je mehko pristala na poplavni ravnici. Kamni so prodniki z različno geološko sestavo. Vir slik: ESA, NASA, Jet Propulsion Laboratory.

Sonda Voyager 1 je leta 1980 na veliko presenečenje opazila, da luno obdaja neprozorna atmosfera. Po Voyagerjih se je naslednji obisk zgodil šele leta 2005, ko je do Saturna dospela Nasina sonda Cassini. S seboj je peljala sondo Huygens Evropske vesoljske agencije, ki se je 22 dni pred pristankom ločila in nato sama nadaljevala pot proti Titanu. Ob vstopu v atmosfero je odprla padala in odvrgla toplotni ščit ter mehko pristala na površju. Na razdalji 1,2 milijarde km je bil to pristanek na najbolj oddaljenem nebesnem telesu doslej (slika 13.2). Ker so upali na zvok morebitnih strel, je sonda s seboj peljala tudi mikrofon, piš vetra ob spuščanju pa je najbolj oddaljeni zvok, ki smo ga doslej slišali [122].

Kot smo razložili v poglavju 6.3, je temperatura na površju Titana 94 K (tabela 6.5). Pri površinskem tlaku 1,5 bara je metan, ki ga je ob večinskem dušiku v atmosferi za 5%, tekoč (slika 13.1). Opazujemo lahko živahen krog izhlapevanja, metanovega dežja in rek, ki se stekajo v jezera in morja. Izjemno nizka površinska temperatura pomeni, da je Titan skoraj gotovo mrtev svet. Če pa kakšna preprosta oblika življenja vseeno obstaja, pričakujemo zelo počasno presnovo. Nobenih silnih Titanov torej.

Ledene lune: Enkelad, Evropa, Ganimed in Kalisto

Zaradi velike razdalje od Sonca so površja Saturnovih in Jupitrovih lun, ki nimajo atmosfere, ledena. Vendar gretje zaradi plimskih sil planeta in ostalih satelitov lahko utekočini vodo v plasteh pod ledenim pokrovom. Kot smo razložili v poglavju 6.2.3, ocean tekoče vode v celoti obliva Saturnovo luno Enkelad, saj površinski ledeni pokrov ni v stiku s skalami na oceanskem dnu. V gejzirjih, ki pršijo izpod ledenega pokrova, so poleg vode zaznali tudi vrsto organskih snovi. Pogoji v oceanu pod ledenim pokrovom bi lahko bili podobni kot v podmorskih vrelcih na Zemlji, torej ni nemogoče, da tam obstajajo preproste oblike življenja.

Podobno kot za Saturnovo luno Enkelad velja tudi za Jupitrovo luno Evropa. Njen ledeni pokrov je razpokan, kar je po prvih Voyagerjevih posnetkih pokazala sonda Galileo (Carr et al., 1998). Tudi tu po prisotnosti vode v okolici lune sklepajo na obstoj občasnih vodnih gejzirjev (Paganini et al., 2019). Torej lahko domnevamo, da je pod ledom ocean tekoče vode. Še dve Jupitrovi luni, Ganimed in Kalisto imata pod ledenim pokrovom morda rezervoar tekoče vode, čeprav to še ni gotovo.

Morebitno življenje na vseh štirih lunah je verjetno omejeno na plast tekoče vode. Obstoj gejzirjev na vsaj dveh od teh lun pomeni, da ni nujno, da se raziskav lotimo z vrtanjem skozi debel ledeni pokrov, ampak morda zadostuje natančna analiza sestave gejzirskega pršca. V grobem smo

[122] https://www.planetary.org/outreach/sounds-of-titan.

z masnim spektrometrom določili le kemično sestavo gejzirjev na Saturnovi luni Enkelad (poglavje 6.2.3), seveda pa sonda Cassini ni imela s seboj biološkega laboratorija. Enkelad je za prihodnje raziskave najobetavnejši, saj so tamkajšnji gejzirji stalni in pršijo iz jasno izraženih razpok. Vendar je pot do te Saturnove lune daljša in dražja od obiska Jupitrovih lun. V naslednjem desetletju lahko pričakujemo rezultate sonde Juice (Jupiter Icy Moons Explorer) Evropske vesoljske agencije, ki je bila izstreljena leta 2023, leta 2031 bo prispela do Jupitra in se leta 2034 vtirila v tirnico okoli njegove lune Ganimed. Če bodo ti rezultati obetavni, morda v naslednjem desetletju lahko upamo na misijo z biološkim laboratorijem na krovu, s katerim bomo raziskali morebitno prisotnost mikroorganizmov.

Iskanje življenja v Osončju na kraju samem se šele začenja. Vemo, da ne moremo pričakovati Titanov ali novih Evropejcev. Vseeno pa so to vznemirljive raziskave. Še pred nekaj leti smo kot pogoj za življenje zahtevali prisotnost tekoče vode na površju, torej tudi za to primerno temperaturo in dovolj gosto atmosfero. Odkritje tekoče vode pod ledenimi pokrovi Jupitrovih in Saturnovih lun je območje naseljivosti bistveno razširilo, s tem pa se zdi, da so preproste oblike življenja v vesolju lahko pogostejše, kot smo mislili doslej.

13.4.2 Zaznavanje prisotnosti atmosfere

Vpogleda v notranjost planetov drugih sonc nimamo, tudi raziskave na mestu samem niso in v dogledni prihodnosti ne bodo mogoče (poglavje 5.8). Torej je prvi korak, da z Zemlje ali njene bližnje okolice zaznamo atmosfero planeta, drugi pa seveda, da v njej najdemo kaj zanimivega. To je tudi plan za to in naslednje poglavje.

Prisotnost planetove atmosfere in njene lastnosti lahko ugotovimo predvsem na tri načine: (1) s spektroskopijo prehodov, (2) z visokoresolucijsko dopplersko spektroskopijo in (3) s spektroskopijo svetlobe, ki jo seva planet. V prvem primeru lahko opazujemo planetovo atmosfero, ko se svetloba zvezde filtrira skoznjo med prehodom planeta preko ploskvice in so ob zvezdnih še dodatne absorpcijske črte iz atmosfere planeta. Razlika med spektrom, opazovanim med prehodom, in tistim zunaj prehoda, normalizirana s spektrom zunaj prehoda (idealno je to v sekundarnem mrku) nam da transmisijski spekter, ki ustreza absorpcijam planetove atmosfere na področju terminatorja med planetovo osvetljeno in neosvetljeno stranjo. Razlika med spektrom tik pred sekundarnim mrkom in tistim, dobljenim ko je planet skrit za zvezdo, nam da emisijski spekter planetove osvetljene strani. Skupno svetlobo planeta in zvezde lahko opazujemo tudi zunaj obeh prekrivanj, torej nam odštevanje spektra v sekundarnem mrku da emisijski spekter planeta pri različnih stopnjah osvetljenosti. Tihi privzetek pri takih opazovanjih je, da se spekter zvezde s časom ne spreminja, torej zvezda ne sme imeti izbruhov ali peg. Spekter v primarnem mrku ima znatne absorpcijske črte planetove atmosfere le, če je ta v splošnem prozorna za svetlobo in torej ni zapolnjena z oblaki. V ultravijolični in vidni svetlobi opazimo predvsem atomske absorpcije, na primer natrija in kalija, v infrardeči svetlobi pa absorpcije molekul, na primer vode, ogljikovega monoksida, dioksida in metana. Emisijski spekter planeta je v vidni svetlobi zlasti odboj svetlobe zvezde, v infrardečem pa se mu pridruži tudi termična emisija planeta in torej tako lahko določimo njegovo temperaturo ter do neke kemično sestavo (slika 13.3).

Visokoresolucijska dopplerska spektroskopija sledi dopplerskim premikom planetovih spektralnih črt, ki so posledica njegovega orbitalnega gibanja. Tako jih lahko ločimo od prispevka zvezde in v primeru opazovanj z Zemljinega površja tudi absorpcij v naši atmosferi. Meritev amplitude radialne hitrosti planeta in zvezde pomeni, da lahko na enak način kot pri spektroskopskih dvojnih zvezdah z dvojnimi črtami (poglavje 9.1.5) določimo masi obeh teles, oziroma naklon sistema, če maso zvezde ocenimo iz njenega položaja na HR diagramu.

Če svetlobo zvezde zastremo z zaslonom (tak instrument imenujemo koronograf, angl. coronagraph), lahko v načelu izmerimo spekter svetlobe samega planeta. To je zahtevna naloga, ki je trenutno izvedljiva le v infrardeči svetlobi in za mlade in zato še vroče orjaške planete.

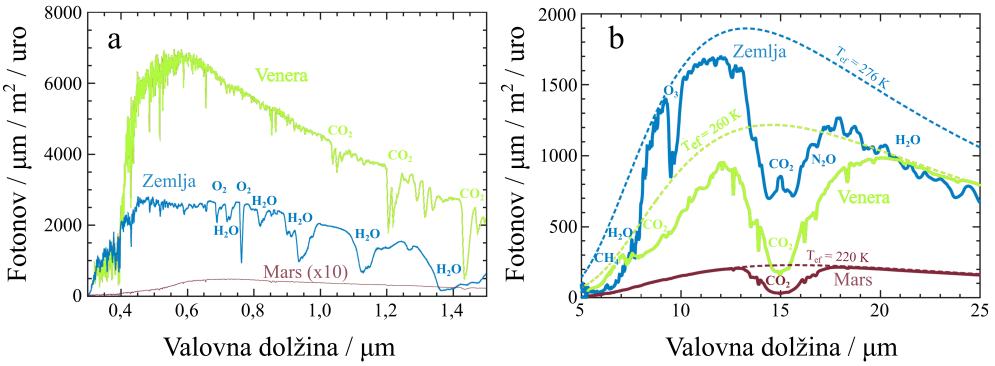
Trenutno smo zaznali prisotnost atmosfere približno sto planetov drugih sonc (Madhusudhan, 2019). Večinoma so to plinasti orjaški planeti. Doslej smo zaznali 21 kemičnih elementov in preprostih molekul (Madhusudhan, 2019, njegova tabela 1). Atmosferska molekula z največ atomi doslej je metan (CH_4), odkrili so tudi vodo, amonijak ter ogljikov dioksid in monoksid. Začetek delovanja teleskopa James Webb pomeni pomemben preskok, saj sedaj lahko opazujemo absorpcijske in emisijske spektre v infrardeči svetlobi. Kot razložijo Constantinou et al. (2023) pa je najbolje infrardeča opazovanja z Webbom dopolniti z opazovanji Hubblovega vesoljskega teleskopa v vidni

svetlobi, saj je skupni rezultat mnogo boljši.

13.4.3 Podpisi življenja

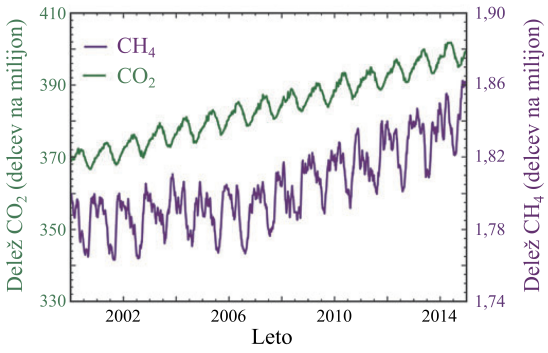
Nastanek vseh doslej zaznanih molekul v atmosferah planetov drugih zvezd lahko pojasnimo z nebiološkimi procesi. Torej se moramo vprašati, odkritje katere molekule bi bil zanesljiv znak za obstoj življenja. Najbolj jasno bi to pokazala znatna prisotnost molekul O_2 in posledično tudi O_3 (Owen, 1980). Atomarni kisik je sicer tretji najpogostejši element v vesolju, molekula O_2 pa je izjemno reaktivna in se ob prisotnosti metana takoj spremeni v ogljikov dioksid in vodo, reagira pa tudi z ogljikom. V Zemljinem ozračju O_2 predstavlja 21% vseh molekul. Če ga fotosinteza ne bi stalno nadomeščala, bi ga že v manj kot 10 tisoč letih zmanjkalo (Kaltenegger, 2017). Torej je v Zemljini atmosferi odločilno ravnovesje. Mikrobi in rastline ogljikov dioksid in vodo spreminjajo v organske molekule, pri tem pa s fotosintezo sproščajo O_2. Na drugi strani pa dihanje in organski razkroj porabljajo kisik in ustvarjajo ogljikov dioksid in vodo.

Molekule O_2 so v Zemljini atmosferi zaradi prisotnosti življenja. Vendar tudi odsotnost molekul kisika lahko pomeni, da je na planetu življenje. Primer je Zemljina atmosfera, v kateri do pred 2,4 milijardami let skoraj ni bilo kisika, preprosto življenje pa je vsaj 1,4 milijarde let starejše. Molekule O_2 lahko nastajajo na nebiološki način, vendar le v izjemnih pogojih, ki jih ni težko zaznati. Primer je atmosfera, ki jo močno obsevajo ultravijolični žarki zvezde, in v kateri zato prihaja do razpada vode in ogljikovega dioksida na atmoske sestavne dele. Če bi poleg O_2 v atmosferi zaznali tudi CH_4, bi bil to najbrž zanesljivi znak življenja. Molekule kisika in ozona imajo v spektru Zemlji podobnega planeta v vidni svetlobi močne absorpcijske črte (slika 13.3). Žal pa je Zemlja majhen planet, ki je obdan z zelo tanko plastjo atmosfere, torej so naše opazovalne zmogljivosti za odkritje česa takega na planetih drugih zvezd še preskromne.



Slika 13.3: Spektri Zemlje, Venere in Marsa v vidni svetlobi (a) in infrardeči svetlobi (b). Označene so absorpcije posameznih molekul. Spekter v vidni svetlobi je odbita svetloba Sonca, vrednosti za Mars smo pomnožili z 10. V infrardeči svetlobi smo narisali termično emisijo planeta, črtkane črte so spekter črnega telesa pri označeni efektivni temperaturi. Spektri imajo resolucijsko moč (enačba 2.52) $R \simeq 100$. Prirejeno po Selsis et al. (2008).

Namesto iskanja spektralnih črt zanimivih molekul v spektru planeta, se lahko opremo na spreminjanje odbojnosti z valovno dolžino. Odbojnost rastlin, lišajev, mahov in alg na Zemlji pri $\lambda \gtrsim 700$ nm močno naraste, od odbojnosti $\simeq 0{,}05$ pri krajših na $\simeq 0{,}4$ pri daljših valovnih dolžinah (Schwieterman et al., 2018, njihova slika 10). Pojav imenujejo rastlinski rdeči rob (angl. vegetation red edge, tudi VRE). Razlog je, da posamezni pigmenti povezani s fotosintezo absorbirajo rdeče valovne dolžine, medtem ko bližnje infrardeče le sipajo (Schwieterman et al., 2018). V odbitem spektru Zemlje v vidni in bližnji infrardeči svetlobi (slika 13.3) zato vidimo povečanje odbite svetlobe pri valovnih dolžinah nad 700 nm. Prispevek vegetacije k odbojnosti se med letom spreminja, saj je rastno obdobje vsaj v zmernih geografskih širinah povezano z letnimi časi. To vpliva vpliva tudi na sezonske spremembe prisotnosti metana in ogljikovega dioksida v Zemljini atmosferi (slika 13.4). Njihova zaznava v atmosferi planeta drugega sonca bi bil tako še en namig o obstoju življenja.



Slika 13.4: Spreminjanje deležev metana in ogljikovega dioksida kot časovno spremenljivi podpis življenja. Deleži v suhem ozračju so bili izmerjeni 3400 m visoko na pobočju gore Mauna Loa na Havajih, sredi Pacifika. Periodično nihanje odseva spremembe biološke aktivnosti z letnimi časi na severni polobli, medtem ko je splošno naraščanje posledica človeških dejavnosti, zlasti rabe fosilnih goriv. Podatki Earth System Research Laboratory, National Oceanic and Atmospheric Administration, prirejeno po Schwieterman et al. (2018).

Vendar smo se tu preveč zgledovali po pogojih na Zemlji. Povsem mogoč je tudi obstoj življenja na planetu brez molekularnega kisika. Preden trdimo, da je kemična sestava planetove atmosfere posledica življenja, je pomembno narediti njen fizikalni model, kjer sta izhodišče ravnovesna temperatura in tlak (Vladilo et al., 2013). V splošnem višji tlak poveča vpliv tople grede in tako razširi potencialno naseljivo območje na planete na večjih razdaljah od zvezde. Še dlje pa je možen biotop tekoča voda pod ledenim pokrovom (stran 417).

13.4.4 Iskanje tehnološko razvitega življenja

Tehnološki razvoj je v zadnjem stoletju prinesel zmožnost daljinske komunikacije, s tem pa enosmernega ali celo dvosmernega stika med civilizacijami. Razvoj tudi poveča potrebe po energiji, kar v načelu omogoča odkritje zunajzemeljske civilizacije celo, če na drugi strani ni pripravljenosti za komunikacijo.

Medzvezdna potovanja so vsaj nam povsem nedosegljiva (poglavje 5.8). Torej preostane komunikacija s svetlobo. Ker so zvezde v infrardečih in krajših valovnih dolžinah izjemno svetle in zato naši signali z njimi ne morejo tekmovati, se je smiselno omejiti na daljše, to je radijske valovne dolžine. Tipične zmogljivosti obstoječih radijskih teleskopov omogočajo zaznavanje sporočil, poslanih z enakimi teleskopi, do oddaljenosti med 0,1 in 1 kpc (Margot et al., 2018), za močnejše oddajnike pa še mnogo dlje. Torej lahko v načelu poslušamo znaten del naše Galaksije.

Pri iskanju radijskih sporočil drugih civilizacij imamo nekaj problemov. Taka poslušanja so vedno prostorsko usmerjena. Lahko si predstavljamo, da preučujemo vsako zvezdo ali skupino zvezd posebej, torej bodo signali od drugod šli mimo neopaženi. Zanimivo idejo, kako izbrati primerne tarče, so predstavili Nilipour et al. (2023). Zahvaljujoč satelitu Gaia sedaj poznamo položaj v prostoru za velik del zvezd naše Galaksije. Obenem so izbruhi supernov v Galaksiji redek dogodek, ki bi ga opazile tudi druge civilizacije. Torej ni težko izbrati tistih zvezd v Galaksiji, za katere je vsota časa potovanja svetlobe od dane supernove do te zvezde in časa potovanja svetlobe od zvezde do nas tolikšna, da bi do nas tak signal prišel ravno sedaj. Problem je enak kot svetlobni odmevi supernove (slika 10.12). Z drugimi besedami: če bi civilizacija, takoj ko opazi supernovo, začela oddajati radijska sporočila v različne smeri, bi taka sporočila verjetneje kdo poslušal. Torej je jasno, kaj nam je storiti, ko bomo opazili naslednjo svetlo in bližnjo supernovo: najprej pošiljanje sporočil, nato pa poslušanje izbranih zvezd.

Doslej smo v vesolje poslali nekaj radijskih sporočil, najbolj znano je bilo sporočilo[123] proti 7,9 kpc oddaljeni kroglasti kopici M 13. Taka sporočila so seveda simbolična, saj morebitni odgovor sledi šele čez več deset tisoč let. Izjema so bližnje zvezde, ki pa jih je malo. Zaenkrat še nismo zaznali nikakršnega signala, ki izvor ne bi imel na Zemlji in ki ga ne bi mogli razložiti z običajnimi naravnimi pojavi. Seveda so nekateri povzročili vznemirjenje, vendar se niso nikoli ponovili (Gray & Ellingsen, 2002), torej jim manjka potrditev.

[123] https://en.wikipedia.org/wiki/Arecibo_message.

Drakova enačba

Na prvi pogled se zdi, da dosedanji neuspehi poslušanja radijskih signalov govorijo o tem, da je tehnološko razvitih civilizacij malo. Vendar ima tak sklep najmanj dve težavi. Kot prvo, ni očitno, da bi druge civilizacije za komunikacijo izbrale radijske valove. Sami jih znamo v vesolje pošiljati šele dobrega pol stoletja, torej je povsem mogoče, da se bomo čez nekaj stoletij domislili česa boljšega. Kot drugo pa ni jasno, koliko časa ostane tipična civilizacija tehnološko aktivna. Na lastnem primeru bi lahko trdili, da vsaj kakih sto let. Vse kar je več od tega, je negotovo. Trenutno imamo opravka s kar nekaj svetovnimi voditelji, katerih edina želja je oblast za vsako ceno. To je bilo tako tudi v preteklosti, vendar s pomembno razliko. Sedaj imamo vse možnosti za uničenje človeške vrste, medtem ko nekdanji enako nori voditelji te moči niso imeli. Če je to običajna pot razvoja, torej v vesolju pač ni veliko tehnološko razvitih civilizacij, saj tehnološki razvoj prinese veliko verjetnost za samouničenje.

Razmišljanje lahko strnemo v verjetnostno oceno, ki jo imenujemo Drakova enačba (angl. Drake equation). Ta skuša oceniti število tehnološko aktivnih civilizacij v Galaksiji N z množenjem števila zvezd Z_*, ki so na leto nastale v Galaksiji, z verjetnostmi, da ima zvezda planete (f_p), da ti planeti lahko podpirajo življenje (f_n), da se je življenje dejansko razvilo ($f_ž$), da se je razvilo inteligentno življenje (f_i) in da je to življenje tehnološko aktivno ter oddaja v vesolje zaznavne radijske signale (f_t):

$$N = Z_* \cdot f_p \cdot f_n \cdot f_ž \cdot f_i \cdot f_t \cdot L \tag{13.1}$$

Na koncu smo rezultat pomnožili s številom let L, ko je tipična civilizacija tehnološko aktivna in zato sposobna za daljinsko komunikacijo. O omenjenih verjetnostih smo govorili v poglavju 12 in izgledi niso slabi. Težava pa je zadnji faktor v Drakovi enačbi, saj vrednosti L niti približno ne poznamo.

Naša civilizacija kaže, da je čas tehnološke aktivnosti lahko sto let. To bi bil tudi odgovor večine ljudi, ki se zavedajo norosti trenutne svetovne politike. V tem primeru seveda ni skoraj nikjer nikogar, saj se tehnološko napredna civilizacija kmalu samouniči. Nekateri bolj optimistični bi morda odgovorili 2000 let. To je namreč približno obdobje v preteklosti, ki ga imamo v našem razvoju dobro dokumentiranega in omenjenim, recimo jih zgodovinarji, se ne zdi primerno špekulirati bistveno dlje v prihodnost, kot imamo podrobnega pogleda v preteklost. Končno bi morda kak zelo brezskrben astrofizik omenil, da je ta čas najbrž pet milijard let, kar je približno čas, ko nastanejo težave zaradi razvoja domače zvezde in s tem povezane spremembe klimatskih pogojev.

Kot je 51 let let po tem, ko je zapisal po njem imenovano enačbo, koncizno pripomnil Frank Drake (2013), to pelje do opugumljajočega zaključka. Ker o času tehnološke aktivnosti težko sodimo z znanstveno metodo, vzemimo, da povprašamo ljudi. Verjetno jih bo 90 odgovorilo, da je čas tehnološke aktivnosti 100 let, 9 večjih optimistov bi trdilo, da je ta čas 2000 let, le eden pa, da je to 5 milijard let. Povprečen čas tehnološke aktivnosti je torej — presenečenje — $(90{\cdot}100{+}9{\cdot}2000{+}5{\cdot}10^9)/100\,\text{let} = 5{\cdot}10^7\,\text{let}$. Približno toliko, kot je oddaljeno izumrtje dinozavrov.

Kaj takega se v znanosti večkrat zgodi. V našem primeru na število tehnološko aktivnih civilizacij skoraj nič ne vplivajo sicer številni samouničevalni primeri, ampak rezultat ustvarjajo dolgožive civilizacije, tudi če niso pogoste. Ker ne kršijo fizikalnih zakonov, jih ne moremo kar odpisati. Končno je tudi sonaravno in neagresivno bivanje na Zemlji, ki je predpogoj za dolgoživost naše civilizacije, možno.

Torej Drakova enačba pove, da se splača iskati. Obenem pa lahko domnevamo, da je civilizacija, ki bi jo odkrili, tehnološko aktivna že mnogo dlje kot mi. Torej je tudi mnogo naprednejša. Morda je celo strla nekatere fizikalne orehe, ki so za nas še pretrdi. Denimo, kako hoditi skozi stene, ali kako udejaniti vesoljska potovanja. Vsaj prvo ne krši fizikalnih zakonov, le tehnologije nam manjka: tuneliranje skozi ovire znamo narediti na nivoju posameznih elektronov, to je končno osnova vse elektronike. Ne vemo pa, kako to hkrati narediti za, denimo, avogadrovo število atomov in to ne na razdalji mikrometrov ampak metrov. Približno zaradi takega razmisleka sem se kot mlad fant nehat bati obiskov „vesoljcev" v moji spalnici: če obstajajo, morajo vse znati, obenem pa so, če so preživeli toliko časa, prijazni s seboj in zato najbrž tudi z nami.

Dysonova krogla

Drakova enačba o tehnološko razvitem življenju v vesolju razmišlja strogo po zemeljskem zgledu, kar je zelo omejujoče. Obenem pa predpostavlja, da bi ta napredna civilizacija imela interes

komunicirati z nami. Torej odsotnost odkritja nikakor ne pomeni, da tam zunaj ni nikogar.

Možni način, kako bi odkrili razvito civilizacijo, ki ne bi komunicirala z nami, je predlagal Freeman Dyson (1960), občasno kontroverzni gospod, ki se je ukvarjal z matematičnimi in fizikalnimi problemi. Ena od težav naprednih civilizacij je dovolj velika preskrba z energijo. Ko enkrat ne zadostuje zvezdna svetloba, s katero je obsijan planet, bi bil naslednji korak, da bi taka civilizacija svojo zvezdo obdala s kroglo in tako zajemala celotno energijo zvezde. Tako strukturo danes imenujemo Dysonova krogla (angl. Dyson sphere). Če bi bil njen polmer dvojni polmer Zemljinega tira in bi vanjo vgradili za Jupitrovo maso snovi, bi bila njena debelina nekaj metrov. To so seveda ekspanzionistične sanje, ki pa so ob stalni rasti načelno uresničljive v nekaj tisočletjih.

Krogla bi zajemala velik del energije zvezde in tako rešila potrebe civilizacije po energiji. Vendar bi imela podobno ravnovesno temperaturo kot planet na enaki razdalji (enačba 6.4). Torej bi krogla močno sevala v infrardeči svetlobi. Dyson je predlagal, da bi iskali močne infrardeče izvore, katerih zvezde bi bile vsaj delno zastrte.

Suazo et al. (2024) so pregledali skupaj 100 milijonov zvezd, ki jih je opazovala misija Gaia. Podatke so združili z infrardečimi opazovanji pregledov neba 2MASS in WISE. Iskali so močne infrardeče izvore ob zvezdah, ki jih niso mogli pojasniti kot mlade in zato hladne zvezde, ki se po nastanku še krčijo, ali kot spremenljive zvezde različnih tipov. Na koncu so prišli do sedmih kandidatov, za katere ne trdijo, da so to delno izgotovljene Dysonove krogle, vseeno pa zanje nimajo dobre razlage. Težava z izbiranjem zelo redkih primerov v velikem naboru podatkov je, da se lahko zgodijo redka, vendar možna naključna ujemanja. Kot kaže je tako tudi tokrat. Ren et al. (2024) so pokazali, da so trije od sedmih kandidatov v resnici naključna prekrivanja nepovezanih izvorov. Smer proti zvezdi, ki seva vidno svetlobo, se slučajno ujema s smerjo proti oddaljeni galaksiji, katere vidno svetlobo zastira prah in zato seva le v infrardeči svetlobi. Takih galaksij je veliko (Assef et al., 2015), zato je statistično verjetno, da so tudi ostali štirje kandidati taka naključna ujemanja. Ker imajo take galaksije kljub zastrti vidni svetlobi v resnici zelo velik izsev in so zato vroče, imamo zanje — za astronomsko srenjo značilno nagajivi — angleški izraz: hot dust-obscured galaxy, oziroma hot DOG.

13.4.5 Pogostost življenja v vesolju

V tem poglavju smo utemeljili, da je na kemiji temelječe življenje smiselno iskati na planetih, lunah ali manjših telesih (slika 13.1). V poglavju 12.3 smo ugotovili, da ima približno polovica Soncu podobnih zvezd vsaj en planet, ki ni masivnejši od 30 mas Zemlje in ima orbitalno periodo krajšo od 100 dni. Če velikost planeta omejimo na podobno Zemljini, ima približno tretjina Soncu podobnih zvezd vsaj en tak planet, ki zvezdo obkroži v manj kot 400 dneh. Torej so začetne verjetnosti (f_p, f_n) v Drakovi enačbi (13.1) visoke. Življenje na Zemlji se je razvilo v manj kot milijardi let po nastanku, ko so bili pogoji zaradi pogostih trkov neugodni, morda se je to zgodilo celo večkrat (Davies & Lineweaver, 2005). Tako pridemo do sklepa, da tudi vrednost $f_{\check{z}}$ ni zelo majhna in utegne biti preprosto življenje v vesolju relativno pogosto. Če bomo imeli res srečo, bomo morda lahko kaj takega našli celo pod ledenih pokrovom kakšne lune v našem Osončju (poglavje 13.4.1).

Novost zadnjih dveh desetletij je, da se zdi, da so pogoji za preprosto življenje izpolnjeni marsikje. Seveda je povsem sprejemljivo, da kdorkoli iz osebnih ali svetovnonazorskih razlogov trdi, da smo edina oblika življenja v vesolju. Vendar je samo v naši Galaksiji kakih 10^{11} zvezd in je število galaksij v vesolju podobno velika številka. Torej bi si upal trditi, da stališče o naši edinstvenosti kaže na določeno mero zagledanosti vase. Mimogrede, Vatikanski observatorij (Specola Vaticana) je že dolga desetletja izjemno aktiven v kozmoloških in astrofizikalnih raziskavah, torej ekskluzivistično stališče ni cerkvena dogma. Kot pravi v zadnjem stavku knjige *Ali bi krstili nezemljana?* (Consolmagno & Mueller, 2020) sedanji direktor Vatikanskega observatorija Guy Consolmagno: In morda bomo nekega dne ugotovili, da tudi v tem vesolju nismo sami. Vendar, dokler nimamo protidokaza, je taka razprava lahko le izmenjava mnenj.

O pogostosti tehnološko razvitega, ali če hočete inteligentnega, življenja, je težko navesti kaj oprijemljivega. Vse je odvisno od interesa za komunikacijo ter od obstoja vsaj nekaterih dolgoživih tehnološko naprednih civilizacij. Če te obstajajo, morda lahko upamo na odkritje. Obenem pa odstotnost odkritja ne pomeni, da tam zunaj ni ničesar. Problem takih razmislekov je, da je težko napovedati karkoli in to natanko toliko časa, dokler ne pride do uspeha. To je seveda težava tudi za javno financiranje takih raziskovalnih programov, ki so se v preteklosti morali pretežno zanašati na

premožne donatorje. Primer je program SETI[124] (Search for extraterrestrial intelligence, oziroma Iskanje zunajzemeljske inteligence). Težave z njegovim financiranjem pomenijo, da človeštvo ne sodi med tiste civilizacije, ki bi si zares želele komunikacije.

[124] https://www.seti.org/.

14 Zvezde in osončja v oddaljenem vesolju

V zadnjem poglavju je smiselno pogled razširiti od zvezd in osončij proti galaksijam, vesolju kot celoti in njegovi preteklosti. To so ločene teme, ki kličejo po še eni knjigi podobne debeline. Vendar je z nedavnim napredkom opazovalnih tehnik mogoče govoriti tudi o prvih zvezdah v mladem vesolju, obenem pa zvezde in osončja umestiti v zgodovino razvoja vesolja. Torej kratek oris tega večjega pogleda koristi pri zaokroževanju doslej povedanega. Seveda pa niti približno ne bomo govorili o takih podrobnostih kot doslej, manj bo tudi tehnične razprave, grafov in manj sklicevanja na literaturo.

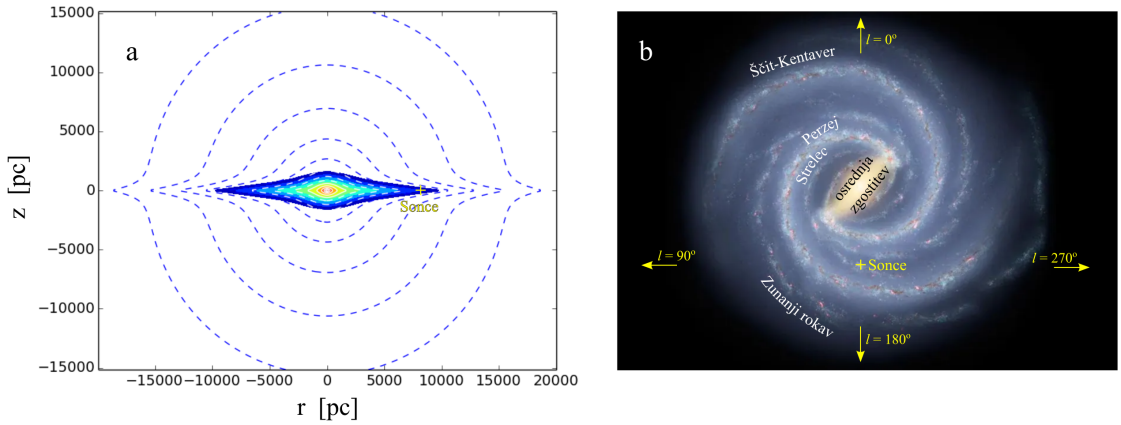
14.1 Naša Galaksija

Zvezda je gravitacijsko vezan sistem (enačba 4.16), okrog katere lahko krožijo gravitacijsko vezani planeti (poglavje 12), ki se lahko giblje okoli skupnega težišča s še eno ali več zvezdami (poglavje 9), lahko pa je tudi članica gravitacijsko vezane zvezdne kopice (poglavje 10.1). Druge zvezde in ostala snov so daleč, torej na kratki rok ne vplivajo na gibanje posamezne zvezde. Po nekaj desetinah milijonov let pa njihov privlak ukrivi pot zvezde, ki je gravitacijsko vezana na to večjo strukturo, ki jo imenujemo naša Galaksija.

Preden spregovorimo o njeni sestavi in gibanjih, se pomenimo o jeziku. Izraz galaksija z malo začetnico je občo ime za take gravitacijsko vezane strukture v vesolju. Kadar Galaksija pišemo z veliko začetnico, vedno mislimo na našo Galaksijo, ki ji rečemo tudi Rimska cesta (angl. Milky way). Enak izraz uporabljamo tudi za megličast pas na nebu (slika 11.1). Iz spoštovanja do dr. Lava Čermelja, ki je izraz Rimska cesta uporabil v temeljnem delu Ljudska astronomija (Čermelj, 1930), sam ne govorim o Mlečni cesti. Očitno bi pridevnik *naša* ob Galaksiji lahko tudi izostal, vendar je zaradi jasnosti včasih bolje beseda preveč kot premalo.

Naša Galaksija ima 4 komponente: osrednjo zgostitev, tanki in debeli disk in halo (slika 14.1a). Če povzamemo glavne poudarke modela McMillan (2017), je halo krogelno simetričen okoli središča Galaksije, snov v obeh diskih je močno zbrana okrog galaktične ravnine, medtem ko ima osrednja zgostitev obliko dvoosnega elipsoida (slika 14.1b). Sonce je del diska in je na razdalji 8,2 kpc od središča Galaksije. Največja gostota snovi je v sredini osrednje zgostitve, kjer dosega $22{,}9\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{pc}^3$, v Sončevi okolici pade na $0{,}072\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{pc}^3$. Gostota tankega diska v radialni smeri (r) eksponentno pada, razpolovi se na vsakih 1750 pc, v smeri pravokotno na disk (z) pa je razpolovna debelina 210 pc. Debeli disk se v pravokotni smeri redči počasneje, to je z razpolovno debelino 620 pc, medtem ko je ta razdalja v radialni smeri 2350 pc. Kljub počasnejšemu redčenju pa je debeli disk v središču ($r = 0$, $z = 0$) 17-krat redkejši od tankega diska, torej debeli disk ne prevladuje. Tanki disk ni povsem osno simetričen, ampak v njem vidimo spiralne zgostitve snovi, ki jim rečemo spiralni rokavi (slika 14.1b). Spiralni rokavi in podolgovata osrednja zgostitev pomenijo, da je naša Galaksija spiralna galaksija s prečko (angl. barred spiral galaxy).

V osrednji zgostitvi in v obeh diskih prevladuje običajna snov, večinoma zbrana v zvezdah. Tu je tudi skoraj ves prah in plin v naši Galaksiji. Ker smo tudi mi v tankem disku, nam prah zastira pogled vzdolž diska, plin pa vidimo zbran v galaktični ravnini (slika 11.1). V haloju, to je širokem sferno simetričnem območju okoli Galaksije, zvezd, prahu in plina skoraj ni. Prevladuje temna snov. Slika 14.1a ponazarja spreminjanje gostote snovi. Barvna območja kažejo spreminjanje gostote le za običajno snov, medtem ko črtkane črte sledijo celotni gostoti, torej vsoti običajne



Slika 14.1: Naša Galaksija v pogledu od strani (a) in na lice (b). Na sliki (a) so označene krivulje enake gostote snovi, med sosednjima krivuljama se gostota podvoji. Črtkane krivulje upoštevajo vsoto gostote običajne in temne snovi, medtem ko pobarvano območje upošteva le običajno snov. Uporabili smo osno simetrični model iz McMillan (2017). Na sliki (b) je pogled na galaktično osrednjo zgostitev v obliki prečke in na galaktični disk. Dodali smo imena spiralnih rokavov in smeri za štiri vrednosti galaktične dolžine (l). Na obeh slikah je označen položaj Sonca. Podlaga slike b je umetnikova skica (NASA/JPL-Caltech 2017, licenca CC BY 4.0).

in temne snovi. V notranjih delih Galaksije prevladuje običajna snov, zato se črtkane krivulje skoraj ujemajo z mejami barvnih območij. Gostota običajne snovi v središču Galaksije je 88%, o okolici Sonca pa 83% vse snovi. V haloju gostota sicer pada, vendar je prostornina haloja velika in je zato v zunanjih delih Galaksije prispevek haloja ključen. Zvezde se po svojih tirnicah okoli središča Galaksije gibljejo hitreje, kot bi se, če bi jih privlačila le običajna snov. Hitrost Sonca na skoraj povsem krožnem tiru okoli središča Galaksije je enaka 230 km/s. Če bi upoštevali le privlak običajne snovi, bi bila njegova hitrost enaka 163 km/s. Ker je krožilna hitrost enaka $v_\Phi(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}$ in je razmerje obeh navedenih hitrosti enako $\sqrt{2}$, lahko zaključimo, da je znotraj Sončevega radija v resnici dvakrat toliko snovi, kot če bi šteli le snov v zvezdah, plinu in prahu. Torej sta masi običajne in temne snovi znotraj Sončevega radija enaki.

Če se pomikamo še dlje od središča Galaksije, običajne snovi skoraj zmanjka, temna snov pa se sicer redči, vendar je njena gostota obratno sorazmerna s kvadratom razdalje (slika 14.1a). To pomeni, da se masa znotraj radija veča kot $dM(r) = \rho(r)4\pi r^2 dr \propto dr$, zato je $M(r) \propto r$. Torej je krožilna hitrost skoraj neodvisna od razdalje. To lastnost krožilne hitrosti smo uporabili že v enačbi 11.11.

V zunanjih predelih Galaksije bi pričakovali, da je vsa njena snov bližje središču in zato krožilna hitrost pada sorazmerno z $v_\Phi(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}} \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$. Ker se to ne zgodi, mora masa znotraj radija vseskozi rasti, kljub temu da tam ni skoraj nič več zvezd, prahu ali plina. Torej potrebujemo dodatno, nevidno snov, ki ji nekoliko ponesrečeno rečemo temna snov (angl. dark matter), kljub temu, da ni črne barve, ampak je nevidna. S svetlobo sploh ne interagira, je ne absorbira ali sipa in je zato s svetlobo ne moremo zaznati. Lahko pa o njej sklepamo po njenih gravitacijskih vplivih.

Skupno maso znotraj Sončevega radija ($r_\odot$) iz krožilne hitrosti in razdalje Sonca od središča ni težko izračunati: $M(r < r_\odot) = r_\odot v_\Phi^2(r_\odot)/G = 10^{11}\,\mathrm{M}_\odot$. Kot že rečeno, je polovica tega temna snov. Ker je zunaj Sončevega radija kroženja malo običajne snovi, je njena skupna masa enaka $5{,}4{\cdot}10^{10}\,\mathrm{M}_\odot$ (McMillan, 2017). Večina te mase je v zvezdah. Iz skupne mase zvezd lahko ugotovimo njihovo število, če poznamo povprečno maso zvezde. Za bližnjo okolico Sonca smo ugotovili, da je ta enaka 0,263 $\mathrm{M}_\odot$ (poglavje 8.2). Torej lahko grobo sklepamo, da je v naši Galaksiji $2 \cdot 10^{11}$ zvezd. V zunanjih delih Galaksije skoraj ni več običajne snovi, nabira pa se vedno več temne snovi. Skupno maso Galaksije tako ocenjujejo na $1{,}3 \cdot 10^{12}\,\mathrm{M}_\odot$.

Iz poznane hitrosti in oddaljenosti Sonca od središča Galaksije lahko izbračunamo čas, ki ga potrebuje za en obhod. Rezultat $2\pi r_\odot / v_\Phi(r_\odot) = 2{,}2{\cdot}10^8$ let pove, da je Sonce od svojega nastanka pred $4{,}65 \cdot 10^9$ leti naredilo že 21 obhodov. Ker je na Sončevi razdalji hitrost kroženja zvezd skoraj

neodvisna od razdalje od središča, naredijo tiste, ki so bližje, obhod hitreje, one, ki so dlje, pa potrebujejo več časa. Tako vidimo, da spiralni rokavi ne morejo biti stalne strukture v smislu, da bi bila določena zvezda stalna članica rokava. Če bi bilo tako, bi se rokavi tesno navili okrog središča, kar ni res (slika 14.1b). V resnici je rokav kot potujoči zastoj na avtocesti: zvezde med kroženjem okrog središča v območju rokava zmanjšajo hitrost in se jih zato nabere več skupaj, nato pa zopet pohitijo naprej; do zastoja v naslednjem rokavu, seveda.

14.2 Galaksije

Rimska cesta je spiralna galaksija (angl. spiral galaxy). Podobna je tudi Galaksija v Andromedi, poimenovana tudi M 31. Skupna lastnost spiralnih galaksij je prisotnost diska, to je močno sploščene porazdelitve zvezd, plina in prahu. Taka struktura se v času lahko ohranja le, če se njena snov okoli središča giblje po skoraj krožnih tirih in v isti ravnini ter v isti smeri. Nasprotno se zvezde v osrednji zgostitvi in v haloju gibljejo v različnih ravninah in smereh.

Oznaka tipa vseh spiralnih galaksij se začne s črko *S*. Tej sledi *B*, če se spiralni rokavi ne začenjajo iz središča, ampak iz konca podolgovate strukture z imenom prečka (angl. bar). Oznako končamo z malo črko *a*, *b*, ali *c*, kjer imajo tiste z *a* najtesneje navite spiralne rokave in najbolj izrazito osrednjo zgostitev. Naša galaksija je tako tipa SBbc.

Eliptična galaksija (angl. elliptical galaxy) je videti kot elipsa, v resnici pa je to troosni elipsoid iz zvezd in le malo prahu ali plina. Podobno kot v osrednji zgostitvi naše Galaksije, se zvezde gibljejo v različni ravninah in smereh. Take galaksije tudi nimajo diska. Tudi v takih galaksijah je večina snovi v obliki temne snovi. Označimo jih s črko *E*, ki ji dodamo številko med 0 in 7, pri čemer je to zaokrožena vrednost izraza $10\frac{a-b}{a}$, kjer sta a in b polosi elipse. Eliptične galaksije so lahko podobne velikosti in mase kot spiralne galaksije. Lahko pa so tudi mnogo masivnejše, kar je verjetno posledica preteklega združevanja več galaksij. Take označujemo kot tip *cD*. Zelo veliko eliptičnih galaksij je tudi mnogo manjših in manj masivnih od denimo naše Galaksije. Tako galaksijo imenujemo pritlikava eliptična galaksija (angl. dwarf elliptical galaxy).

Galaksijo, ki je na meji med spiralno in eliptično, imenujemo lečasta galaksija (angl. lenticular galaxy), njena oznaka je *S0*. Ima sicer disk, vendar v njem skoraj ni več plina. Zato, podobno kot v eliptičnih galaksijah, nove zvezde skoraj ne nastajajo več. Če galaksija ni niti spiralne niti eliptične oblike, je to nepravilna galaksija (angl. irregular galaxy). Praviloma so posledica nedavnih trkov med galaksijami, o katerih bomo govorili v nadaljevanju.

Galaksija je gravitacijsko vezan sistem, zvezdna kopica (poglavje 10.1) pa tudi. Ločimo ju pa sestavinah: v vseh galaksijah po masi prevladuje temna snov, medtem ko zvezdne kopice nimajo temne snovi. V galaksiji so prisotne zvezde različnih starosti in kemične sestave, medtem ko je zvezdna kopica nastala iz istega medzvezdnega oblaka, torej so njene zvezde približno enake starosti in imajo skoraj enako kemično sestavo. Naštete razlike so vsebinsko pomembne, vendar se zdi problematično, kako na preprost način ločiti med kroglasto kopico in skromno pritlikavo eliptično galaksijo. Izkaže se, da imajo pritlikave galaksije vedno polmer večji od 100 pc, medtem ko zvezdne kopice ne presegajo 35 pc (Gilmore et al., 2008). Pri tem smo za polmer vzeli razdaljo, znotraj katere je polovica izseva danega objekta.

14.3 Črne luknje v aktivnih jedrih galaksij

V središčih galaksij pogosto opazimo svetel izvor, ki je lahko po izsevu celo primerljiv s celotno galaksijo. Pojav imenujemo aktivno galaktično jedro (angl. active galactic nucleus, tudi AGN). Pogosto opazimo, da iz središča izhaja tudi en ali dva nasprotno usmerjena svetla curka, ki sta lahko tudi precej daljša od velikosti celotne galaksije. Snov v curkih se očitno giblje navzven, opazili so tudi nadsvetlobno gibanje, o katerem smo govorili v poglavju o supernovah (stran 343). Hitrosti v curkih se torej približujejo svetlobni hitrosti. V svetlem središču galaksije se mora dogajati res nekaj zanimivega. Še ena presenetljiva lastnost je, da je svetel osrednji izvor časovno spremenljiv. V radijski svetlobi se lahko njegova jakost spreminja v obdobju mesecev, v vidni tednov, v rentgenski svetlobi pa celo dni. To je skrajno nenavadno. Sij galaksij se s časom ne spreminja, saj svetloba skoznje potuje kakih sto tisoč let. Tudi če bi se vse zvezde ugasnile hkrati, bi to videli kot postopno ugašanje, ki bi trajalo sto tisoč let. Morda bi sicer lahko naredile predstavo le za nas in bi se one

bolj oddaljene ugasnile prej, bližnje pa kasneje, tako da bi mi videli hiter izklop. Vendar vesolje ni uglašeno le za nas, obenem pa nikjer ne vidimo valov ugašanja, ki bi potovali v prečni smeri.

Spreminjanje sija aktivnega galaktičnega jedra v obdobju dni torej pomeni, da velikost območja, ki seva svetlobo, ne sme presegati razdalje, ki jo svetloba prepotuje v nekaj dneh. To je podobno velikosti našega Osončja, obenem pa iz tega majhnega območja lahko prihaja toliko svetlobe, kot iz celotne galaksije. Če bi svetlobo sevale zvezde, bi jih moralo biti toliko, da bi se zaradi majhnih medsebojnih razdalj zlile skupaj. Edina smiselna razlaga je, da je v aktivnem galaktičnem jedru črna luknja. Svetlobo, ki jo vidimo, seva snov, ki pada proti črni luknji. Po virialnem teoremu (enačba 4.71) se polovica sproščene gravitacijske energije porabi za gretje snovi, polovica pa za izsev.

Dogajanje v bližini osrednje črne luknje včasih lahko neposredno opazujemo. Galaksijo M 87, ki je od nas oddaljena 17 Mpc, so opazovali s teleskopom EHT (Event Horizon Telescope), to je radijskim interferometrom (poglavje 2.6.4) s skupino radijskih teleskopov, ki so razporejeni po vseh Zemlji. Pri oddaljenosti med teleskopi $\simeq 2R_z = 12.700$ km in pri opazovani valovni dolžini 1,3 mm je uklonska kotna ločljivost takega teleskopa (enačba 2.25) fantastičnih $2{,}5 \cdot 10^{-5}$ ločne sekunde. Opazili so, da je v središču galaksije svetel obroč s premerom $4{,}2 \cdot 10^{-5}$ ločne sekunde (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019).

Svetlobo sevajo ioni, ki ob bližanju črni luknji dosežejo temperaturo bilijona, elektroni pa do nekaj deset milijard stopinj, tako da se gibljejo skoraj s svetlobno hitrostjo. Govorimo o redki prozorni plazmi, ki je prevodna, zato s sabo nosi tudi magnetne silnice, ki se z bližanjem črni luknji vse bolj navijajo in gostijo. Elektroni, ki krožijo v močnem magnetnem polju, sevajo. Ker so njihove hitrosti zelo velike, je to sinhrotronsko sevanje. Ko se bližamo črni luknji, gostota sevanja sicer narašča, vendar ga tudi vedno več konča v črni luknji in je zato za nas nevidno. Najsvetlejše območje je zato približno 2,8 gravitacijska polmera ($2{,}8 \cdot 2 \cdot GM/c^2$) od črne luknje, kjer je zaradi črne luknje prostor tako močno ukrivljen, da svetloba kroži okoli črne luknje. Svetloba, ki (morda tudi po več krogih) zavije navznoter, pade v luknjo. Tista, ki uspe uiti in nadaljuje v tangencialni smeri, pa se nam nariše kot svetel obroč. To je podobno, kot če bi imeli na Luni množico vozil, ki bi vozila v vse mogoče smeri in bi imela prižgane žaromete, s katerimi bi si osvetljevala pot pred seboj. Tudi v tem primeru bi z Zemlje videli le obroč žarometov na robu Luninega diska, saj so le tam vozila, ki so usmerjena proti nam.

Kotni polmer $2{,}1 \cdot 10^{-5}$" na oddaljenosti 17 Mpc ustreza razdalji $2 \cdot 10^{-5} \cdot 1{,}7 \cdot 10^7$ a.e. = 340 a.e. = $5{,}1 \cdot 10^{13}$ m od središča. Razdalja je enaka 2,8 gravitacijskim polmerom črne luknje z maso $6{,}5 \cdot 10^9\,\mathrm{M}_\odot$. To je ena najmasivnejših črnih lukenj v središčih galaksij. Masa črne luknje v središču naše Galaksije ima le $4 \cdot 10^6\,\mathrm{M}_\odot$, kar so izmerili z opazovanjem pospešenega gibanja zvezd v njeni okolici (Ghez et al., 2008; Genzel et al., 2010) in zopet tudi s teleskopom EHT (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2022). Za odkritje črne luknje v središču naše Galaksije sta Andrea Ghez in Reinhard Genzel leta 2020 dobila Nobelovo nagrado za fiziko.

O črnih luknjah, ki so konec razvojne poti masivnih zvezd, smo govorili ob slikah 9.9 in 9.10. Črne luknje v središčih galaksij so mnogo masivnejše. So zelo stare, saj so prisotne že v galaksijah v času, ko je bilo vesolje staro manj kot milijardo let.

14.4 Jate galaksij

14.5 Odkritje temne snovi

14.6 Vesolje kot celota

14.6.1 Širjenje vesolja

14.6.2 Razvoj vesolja

14.6.3 Prve zvezde in galaksije v mladem vesolju

14.6.4 Sestava vesolja

14.7 Epilog

Seznam uporabljenih simbolov

a	Velika polos tira, glej enačbe 5.22, 5.23 in 5.27.
A_λ	Absorpcija svetlobe v magnitudah v medzvezdnem prahu pri valovni dolžini λ.
a_z	Astronomska enota (1 a.e., tudi 1 au), 149.597.870.700 m.
c	Svetlobna hitrost v vakuumu, 299.792.458 m/s.
. E	Polna energija, prosti pad: 4.40, virialni teorem: 4.71, dveh teles: 5.15 in 5.27.
$\mathbb{E}$	Ekscentrična anomalija, glej enačbo 5.29.
$E(B-V)$	Pordečitev, v magnitudah, glej enačbo 2.29.
e_o	Osnovni naboj, $1{,}602176634 \cdot 10^{-19}$ As.
ϵ	Sploščenost tira, glej enačbo 5.19.
ϵ_{ekl}	Naklon ekliptike, $23^\circ 26' 21.406'' - 0{,}4683677''/\text{leto}\,(\text{t} - \text{t}_{\text{J2000.0}})$.
ϵ_o	Influenčna konstanta, $8{,}8541878128(13) \cdot 10^{-12}$ As/Vm.
g	Težnostni pospešek.
G	Gravitacijska konstanta, $6{,}67430(15) \cdot 10^{-11}\,\text{m}^3\,\text{kg}^{-1}\,\text{s}^{-2}$.
$\vec{\Gamma}$	Vrtilna količina na enoto mase, glej enačbo 5.14.
h	Planckova konstanta, $6{,}62607015 \cdot 10^{-34}\,\text{J s}$.
j_z	Solarna konstanta, 1361 oz. 1362 W/m^2 (ob nizki oz. visoki aktivnosti Sonca).
k_B	Boltzmannova konstanta, $1{,}380649 \cdot 10^{-23}\,\text{J/K}$.
λ	Valovna dolžina (navadno svetlobe).
$L_\odot$	Izsev Sonca, $3{,}828 \cdot 10^{26}$ W.
m	Masa, vsota mas pri obravnavi gibanja 2 teles (enačba 5.8).
$\mathfrak{m}$	Navidezna magnituda, glej enačbo 2.26.
m_e	Masa elektrona, $9{,}1093837015(28) \cdot 10^{-31}$ kg.
m_n	Masa nevtrona, $1.67492749804(95) \cdot 10^{-27}$ kg.
m_p	Masa protona, $1.67262192369(51) \cdot 10^{-27}$ kg.
$\mathfrak{M}$	Absolutna magnituda, glej enačbo 2.28.
$\mathbb{M}$	Srednja anomalija, glej enačbo 5.32.
M_J	Masa Jupitra, $1{,}89813(9) \cdot 10^{27}\,\text{kg}$.
M_L	Masa Lune, $7{,}34579(2) \cdot 10^{22}\,\text{kg}$.
$M_\odot$	Masa Sonca, $(1{,}98847 \pm 0{,}00007) \cdot 10^{30}\,\text{kg}$.
M_z	Masa Zemlje, $(5{,}9722\ \pm 0{,}0006) \cdot 10^{24}\,\text{kg}$.
pc	Parsek, $3{,}0856775814913673 \cdot 10^{16}$ m $\simeq$ 206.265 a.e.
P	Obhodni čas na eliptičnem tiru, glej enačbo 5.28.
P_z	Obhodni čas Zemlje okoli Sonca, sidersko leto, 365,256363004 dni (J2000).
R_J	Srednji polmer Jupitra, 69.911 km.
$R_\odot$	Polmer Sonca, 695.660 ± 140 km.
R_L	Polmer Lune, 1737,4 km.
R_z	Polmer Zemlje, 6371009 m (ekvator: $R_{z\,ekv} = 6378137$ m, pol: $R_{z\,pol} = 6356752$ m).
σ	Standardno odstopanje izmerka od povprečja.
σ_{SB}	Stefan-Boltzmannova konstanta, $5{,}670374419 \cdot 10^{-8}\,\text{W m}^{-2}\,\text{K}^{-4}$.
σ_T	Sipalni presek, npr. za Thomsonovo sipanje svetlobe na prostih elektronih.
sv. l.	Svetlobno leto, $9{,}460730472580800 \cdot 10^{15}$ m.
$t_{1/2}$	Razpolovni čas.
$t_\odot$	Starost Sonca, $4{,}6 \cdot 10^9$ let.
$T_\odot$	Efektivna temperatura Sonca, 5776 K.

Stvarno kazalo

Adiabatski temperaturni gradient, 146
Aktivno galaktično jedro
    blazar, 152
Asteroidi, 208
    hitrost vrtenja, 209
    pojav Jarkovski, 211
    pojav YORP, 210
    Trojanci, 212
Asteroseizmologija, 153
Astronomska enota, 122

Barve
    poudarjene, 63
    prave, 63
    umetne, 63
Bela pritlikavka, 279
    izbruh nove, 282
    največja masa, 282
    nastanek, 278
    polmer, 282

Čas
    baricentrični, 116
    dinamični, 128
    nuklearni, 140
    termični, 139
    univerzalni, 100
    zvezdni, 100
Črna luknja
    astrometrično odkrivanje, 295
    brez dlak, 285
    Gaia BH3, 296, 318
    nastanek, 284, 287
    polmer, 285
    v paru z običajno zvezdo, 295, 298

Detektor
    CCD, 61
    CMOS, 62, 67
    debeli, 65
    format, 62, 63
    kozmetične napake, 68
    stanj[ani, 65
    točka, 64
    števec fotonov, 67

Fotometrija
    aperturna, 69
    profilna, 71

galaksija
    eliptična, 427
    nepravilna, 427
    oznaka tipa, 427
    Rimska cesta, 425
    spiralna, 427
Gibanje dveh teles
    drugi Keplerjev zakon, 168
    ekscentrična anomalija, 172
    enačba tira, 170
    gravitacijska frača, 181
    heliosinhrona tirnica, 184
    Hohmannov tir, 180
    Newtonov zakon, 165
    numerično integriranje $r(t)$, 169
    Oberthov efekt, 180
    polna energija, 168, 171
    ravninskost tira, 167
    srednja anomalija, 173
    tretji Keplerjev zakon, 172

Helioseizmologija, 153
Hidrostatično ravnovesje, 129
Hitrost
    svetlobna, 19, 25, 111, 431
    zvočna, 153

Idealni plin, 129

Jedro atoma
    izotop, 136
    nukleon, 136
    razpad, 136
Jedrski razpad
    ogljik 14, 136
    uran, 137
Jedrsko zlivanje
    alfa proces, 142
    r proces, 142
    s proces, 142
    trojni alfa proces, 142
    veriga CNO, 140

veriga p-p, 139
Jupiter
masa, 431
polmer, 431

Kemična sestava, 131
Kolonizacija vesolja, 193, 195
izkoriščanje rudnin, 196, 226
Pogodba o vesolju, Outer Space Treaty, 230
potrebna energija, 196
Kometi, 214
ionski rep, 215
iz Kuiperjevega pasu, 216
iz medzvezdnega prostora, 219
iz Oortovega oblaka, 218
koma, 214
Poynting-Robertsonov efekt, 216
prašni rep, 215
sevalni tlak, 215
usoda prahu, 216

Lastnosti zvezd
asteroseizmologija, 263
barvno–magnitudni diagram, 249
HR diagram, 257
kemična sestava, 254, 260
kielski diagram, 257
masa, 262
pulzirajoče zvezde, 264
spektroskopsko določanje temperature, 252
starost, 263
Luna, 195
masa, 431
mesta pristankov, 195
morja, 195, 247
nastanek, 246
polmer, 431
skrita stran, 195, 247
udarna kotlina Aitken, 195, 247
vidna stran, 195, 247
Lune, 205
notranja struktura, 237

Magnituda
absolutna, 51
instrumentalna, 72
modul razdalje, 51
navidezna, 50
Masni absorpcijski koeficient, 134
Medzvezdni prostor
veliki molekularni oblaki, 267

Napaka meritve
bralni šum, 55
poissonska porazdelitev, 53, 55
razmerje signala proti šumu, 56
vrednost ISO, 56
Nastanek zvezd
filamenti, 267
protozvezda, 270
Nevtrino
elektronski, 136, 152
mionski, 152
opazovanje, 151
tau, 152
tok iz Sonca, 151
Nevtronska zvezda
največja masa, 284
nastanek, 284
polmer, 284
stanja snovi, 284
Nuklearni čas, 140

Orientacija po nebu
aberacija, 111
analema, 103
azimut, 92, 93
baricentrični julijanski datum, 116
deklinacija, 92, 115
epoha, 115
julijanski datum, 116
lastno gibanje, 115
lom svetlobe, 110
modificirani julijanski datum, 116
nadobzornica, 95
obsevanost s Soncem, 103
podobzornica, 95
položaj Sonca, 102
pomladišče, 97
precesija, 112
rektascenzija, 96, 115
trigonometrična paralaksa, 114
univerzalni čas, 100, 116
višina nad obzorjem, 92, 93, 110
čas opazovanja, 116
časovni kot, 92
Orjakinje, 274
asimptotska veja orjakinj, 278
helijev bliščˇ, 276
horizontalna veja, 276
modra zanka, 276
prvi, drugi in tretji prinos, 278
rdeča zgostitev, 276
veja orjakinj, 275
Osončje
asteroidi, 208
heliopavza, 242
kaotičnost tirnic, 248
kometi, 214
lune, 205
mala telesa, 221, 227
meteoroidi, 221
meteorski roji, 221

nastanek, 246
obroči, 206
planeti, 202
plimska meja, 208
pritlikavi planeti, 205
resonance, 206
Sončev veter, 241
telesa Kuiperjevega pasu, 213
v pomanjšanem merilu, 19, 20
Oumuamua, 219

Parsek, 114
Planet drugega sonca
blodeč planet, 396
definicija, 383
gravitacijsko mikrolečenje zvezde v ozadju, 397
prehod preko ploskvice zvezde, 388
radialna hitrost zvezde, 385
spremenljivost oddaljenosti zvezde, 391
spremenljivost položaja zvezde, 388
spremenljivost časa prehoda, 392
svetloba planeta ob zvezdi, 395
Planeti
atmosfera, 239, 240
definicija, 202
fizikalne lastnosti, 201
notranja struktura, 231, 233, 234
obstojnost atmosfere, 244
ravnovesna temperatura, 204
seizmologija, 233
tirnice, 200
Planeti drugih zvezd
atmosfera, 391
Poimenovanje zvezd, 330
Pordečitev, 52
Prenos energije, 145
s konvekcijo, 145
s sevanjem, 147
Pritlikavi planeti
definicija, 205
fizikalne lastnosti, 201
tirnice, 200
Prosta pot
Thomsonovo sipanje, 134

Raketni pogon
hitrost izpuha, 186, 187, 189
ionski motor, 187
program Apollo, 186, 189, 193
raketna enačba, 186
sončno jadro, 187
specifični impulz, 187
Razdalja
astronomska enota, 122, 431
parsek, 114, 431
svetlobno leto, 114, 431

Satelit
Sputnik, 194
Sipalni presek, 134
Solarna konstanta, 125
Sonce
deklinacija, 97
efektivna temperatura, 128, 431
fotosfera, 161
granulacija, 146
izsev, 125, 431
kemična sestava, 131, 144
konvekcija, 145
korona, 161
kromosfera, 161
masa, 122, 431
nevtrinski problem, 152
ni vodikova bomba, 141
oddaljenost, 122
pege, 160
pogoji za črno telo, 149
polmer, 122, 431
pot fotona do površja, 134
prebijanje (overshooting), 147
robna zatemnitev, 146, 391
solarna konstanta, 431
Sončev veter, 161
središčna temperatura, 131
standardni model, 131
starost, 138, 431
tahoklina, 147
temperaturni gradient, 147
veriga CNO, 140
veriga p-p, 139
vrtenje, 123
Spektralna črta, 81
Dopplerjev premik, 82
ekvivalentna širina, 83
razširitev, 82
točnost parametrov, 83
Spektrograf
Boller in Chivens, 74
interferenčni red, 74, 387
resolucijska moč, 76
spektralni obseg, 78
stopničasti, 78, 386
Spektroskopija, 73
brez reže, 75
Starost
Sonce, 138
Zemlja, 137
Supernova tipa Ia
nastanek, 283
standardni svetilnik, 283
Supernova tipa II
nastajanje kemičnih elementov, 287
nastanek, 279
Supernove

tipi, 336
Svetlobno leto, 114
Svetlobno onesnaževanje, 57

Teleskop
Airyjev disk, 43
aktivna optika, 30
altazimutalna postavitev, 31
atmosferske motnje, 47
Cassegrainovega tipa, 28
ekvatorialna postavitev, 31
Friedov parameter, 47
globinska ostrina, 33
goriščna razdalja, 25, 32
goriščno razmerje, 32
interferometrija, 44
izoplanatični kot, 49
največji, 27, 30, 35
napake geometrijske optike, 36
premer, 32
reflektor, 25
refraktor, 25
svetlost slike, 33
uklonska ločljivost, 41
velikost slike, 32
zbiralna moč, 32
Temperaturni gradient
adiabatski, 146
sevalni, 150
v Soncu, 147, 149
Termični čas, 139

Venera
mene, 21
Virialni teorem, 138

Zemlja
Deep Carbon Observatory, 414, 415
dolžina dneva, 18
efekt tople grede, 135
Lagrangeovi točki, 193
magnetno polje, 242
masa, 120, 431
meteoriti, 223
notranja struktura, 233, 234
padec pri Novem mestu, 226
padec pri Čeljabinsku, 224
polarni sij, 242
polmer, 15, 16, 90, 119, 431
prah iz vesolja, 225
preliminarni referenčni model, 234
ravnovesna temperatura, 135
seizmologija, 233
spreminjanje magnetnega polja, 243
starost, 137
temperatura v notranjosti, 234
vztrajnostni moment, 236
zmanjševanje nevarnosti padcev, 228
Zgodovina
Aristarh, 16
astronomske poravnave, 11
Babilon, 13
disk iz Nebre, 11
Eratosten, 15
Grki, 13
Kitajska, 12
obdobje renesanse, 20
Ptolemaj, 19
Saros, 13
Sončevi mrki, 12, 18
znanstvena metoda, 13
Zvezde
nastanek, 267
Zvezde glavne veje, 271
izsev, 273
masa, 271
nuklearni čas, 273
polmer, 273
prenos energije, 273
vrtenje, 274
Zvezde tipa
delta Ščita, 155
Herbig-Haro, 270
kefeide, 155
ogljikova zvezda, 278
RR Lire, 155
T Bika, 270

Življenje v vesolju
atmosfera, 418
celica, 413
ekstremofili, 413
energija in entropija, 412
iskanje na daljavo, 419
iskanje na mestu samem, 416
iskanje tehnološko razvitega, 420
kemične vezi, 412
Nasina definicija, 410
območje naseljivosti, 414
ogljik, 412
planeti ob pritlikavkah, 393
pogostost, 422
voda, 411

Kazalo imen vesoljskih objektov

109P/Swift-Tuttle, 222
30 Doradus, 331
51 Peg, 387
55P/Tempel–Tuttle, 222
6489 Golevka, 211

Abell 33, 335
Ariel, 205
asteroid Bennu, 229
asteroid Didymos, 229
asteroid Dimorphos, 229

Betelgeza, 388

C/2019 Q4 Borisov, 219
Cat's eye nebula, 335
Ceres, 200, 201, 203, 205
Chrysalis, 208
Crab nebula, 344, 358
Crab pulsar, 348
Cygnus Loop, 359

Daphnis, 207
Deimos, 206
Dione, 205, 207
Dumbbell nebula, 335

Enceladus, 237
Enkelad, 205, 207, 237, 238, 417
Eris, 200, 201, 205
Evropa, 205, 207, 238, 417

Fobos, 206

Gaia 3b, 388
Gaia BH1, 294
Gaia BH2, 294
Gaia BH3, 294, 318
Ganimed, 205, 207, 239, 417
Gl 710, 219
Gonggong, 200, 201, 205
Gum nebula, 331

Haron, 205
HAT-P_32, 390
HATS-2, 391
Haumea, 200, 201, 205
HD 81040, 388
HD 189773b, 391
HD 46150, 330
HD 7977, 219
Helix nebula, 335
Hyperion, 207

IC 4406, 335
Io, 205, 207, 239

Janus, 206
Japet, 205
Jona, 205, 239
Jupiter, 200, 201, 203, 204, 231, 232

Kalisto, 205, 239, 417
Kepler-16, 402
komet Brooks 2, 218
komet Gehrels 3, 218

Large Magellanic Cloud, 339
LMC, 339
Luna, 200, 205

Makemake, 200, 201, 205
Mars, 200, 201, 203, 204, 237, 416
meglica Gum, 331
meglica Helix, 335
meglica Mačje oko, 335
meglica Rakovica, 344, 358
meglica Rozeta, 329
meglica Ročka, 335
meglica Saturn, 335
meglica Tarantula, 331
Merkur, 200, 201, 203, 204
Mimas, 205–207
Miranda, 205
M 31, 427

Neptun, 22, 200, 201, 203, 204, 232, 233, 394
NGC 2244, 329
NGC 2392, 335
NGC 2440, 335
NGC 2818, 335
NGC 6543, 335
NGC 6720, 335

NGC 6826, 335
NGC 6853, 335
NGC 7009, 335
NGC 7027, 335
NGC 7293, 335

Oberon, 205
Obročasta meglica, 335
OGLE-2005-BLG-390, 398
Orcus, 200, 201
Orion nebula, 331
Orionova meglica, 331, 396
ostanek supernove Jadro, 359
Oumuamua, 219

Pan, 207
PG 1136+581, 336
PG 1712+493, 336
Pluton, 200–203, 205, 207
Proxima Kentavra, 404
PSR 1257+12, 392
pulzar v Rakovici, 348

Quaoar, 200, 201

Rakovica, 359
Rea, 205
Rimska cesta, 425
Ring nebula, 335
Rosette nebula, 329

Saturn, 200, 201, 204, 232, 233
Saturn nebula, 335
SDSS J122859.93+104032.9, 395, 399
Sedna, 200, 201
Sekvoja, 318
Sequoia, 318
Shoemaker-Levy 9, 218
SN 1006, 359
SN 1572, 359
SN 1604, 359
SN 1885A, 359
SN 1054, 358
SN 1987A, 339, 359
SS 433, 315, 334, 359

Tančica v Labodu, 359
Tarantula nebula, 331
Tethys, 207
Tetis, 205
Titan, 205, 207, 241, 417
Titania, 205
Trapez, 396
Trappist-1, 392–394, 400, 402
Triton, 205

Umbriel, 205
Uran, 22, 200, 201, 204, 233

V747 Cyg, 330
Vela supernova remnant, 359
Veliki Magellanov oblak, 339
Venera, 200, 201, 204, 237

W 50, 359

Zemlja, 200, 201, 204

Imensko kazalo

Adams, Douglas, 244
Ambrožič, Bojan, 225, 227
Arago, Francois, 22
Aristarh, s Samosa, 16, 120
Aristotel, grški filozof, 17, 20
Armstrong, Neil, 194
Avogadro, Amedeo, 137

Baranne, André, 386
Barish, Barry, 317
Bell Burnell, Jocelyn, 348
Bergant, Boris, 194
Bessel, Friedrich, 22
Bok, Bart, 269
Boltzmann, Ludwig, 125
Bond, Georg Phillips, 135
Bradač, Maruša, 354
Brahe, Tycho, 20, 344
Bruno, Giordano, 21, 249, 383

Cannon, Annie Jump, 256
Chandrasekhar, Subrahmanyan, 282
Ciolkovski, Konstantin Edvardovič, angl. Tsiolkovsky, 186
Consolmagno, Guy, 422
Curie, Marie, 136
Čadež, Andrej, 220, 317, 318

Darwin, Charles, 410
Dintinjana, Bojan, 228
Drake, Frank, 421
Duhalde, Oscar, 339
Dyson, Freeman, 422

Eddington, Arthur, 254, 312
Einstein, Albert, 285, 353
Eratosten, iz Kirene, 15

Fitzpatrick, Richard, 213

Gagarin, Jurij, 194
Galilei, Galileo, 21, 120, 123
Gall, Johann Gottfried, 22
Gillon, Michaël, 392
Gunde-Cimerman, Nina, 414

Halley, Edmund, 121
Haro, Guillermo, 270
Hayashi, Chushiro, 271
Heger, Mary Lea, 375
Henyey, Louis George, 271
Herbig, Georg, 270
Herschel, William, 22, 334
Hertzsprung, Ejnar, 249, 275
Hewish, Antony, 348
Hohmann, Walter, 180
Hoyle, Fred, 142
Hočevar, Janez Jurij, 21
Hubble, Edwin, 266

Itagawa, Koichi, 338

Jamnik, Bor, 390
Jarkovski, Ivan Josipovič, angl. Yarkovsky, 211
Jones, Albert, 339

Kambič, Bojan, 22
Keenan, Philip Childs, 256
Kellman, Edith, 256
Kepler, Johannes, 120, 165, 344
Kladnik, Gregor, 213
Kodre, Alojz, 78, 220, 244
Kolenc, Janez, 225
Kopernik, Nikolaj, 20
Kos, Gregor, 227
Krajnc, Bojana, 225
Kuiper, Gerard, 213

Lajka, psička, 194
Le Verrier, Urbain, 22
Leavitt, Henrietta Swan, 265
Longyka, Jure, 194

Malovrh, Božidar Jernej, 225
Matičič, Stanislav, 228
Mayor, Michel, 348, 385, 386
Mikuž, Blaž, 228
Mikuž, Herman, 228, 338
Mittag-Leffler, Gösta, 266
Moretti, Stefano, 344
Morgan, William Wilson, 256
Munari, Ulisse, 334
Musk, Elon, 195

Newton, Isaac, 22, 27, 120, 165

Oort, Jan, 218

Payne Gaposchkin, Cecilia, 254
Pickering, Edward, 256
Planck, Max, 125
Pretnar, Jožef, 225
Prša, Andrej, 303
Ptolemaj, Klavdij, 19

Queloz, Didier, 348, 385, 386

Ribarič, Vlado, 194
Roche, Édouard, 212, 305
Roche, Edouard, 212
Russell, Henry, 249, 254
Ryle, Martin, 348

Sagan, Carl, 410
Saha, Megnad, 254
Schwarzschild, Karl, 285
Shapley, Harlow, 254, 266
Shelton, Ian, 339
Siegbahn, Manne, 255
Skvarč, Jure, 228
Stefan, Jožef, 127
Strömgren, Bengt, 365
Strniša, Gregor, 194
Struve, Otto, 254
Šprajc, Ivan, 12
Štampohar, Tadej, 390
Štibelj, Mirko, 226

Tereškova, Valentina Vladimirovna, 194
Thomson, Joseph John, 134
Thorne, Kip, 317
Trumpler, Robert Julius, 371

Urek Ekart, Gaja, 227

Vales, Jan, 228
Vladilo, Giovanni, 409

Watson, Fred, 27
Weiss, Rainer, 317
Weryk, Rob, 219
Wien, Wilhelm, 126

Zakrajšek, Jure, 228

Čermelj, Lavo, 425

Slovenski strokovni izrazi

a.e., 114, 122
absolutna magnituda, 51
absorpcijska črta, 81
Adamsov geomagnetni nihaj, 244
adaptivna optika, 49
Airyjev disk, 43
aktivna optika, 26, 30
aktivno galaktično jedro, 427
aktivno stanje, 312
Algolov paradoks, 319
Analizator kozmičnega prahu, 379
analogno digitalni pretvornik, 65
anomalistično leto, 114
Antares, 374, 378
aperturna fotometrija, 69
asferične leče, 41
asimptotska veja orjakinj, 276
asteroid, 221
asteroid, 208
astigmatizem, 39
astrobiologija, 409
astronomska enota, 114, 122
astronomska spektroskopija, 73
atmosferski absorpcijski pas A, 369

Baadejevo okno, 371
Balmerjeva serija vodika, 252
Barnard 68, 373
barvna napaka, 38
barvni filter, 62
barvno-magnitudni diagram, 249
bela pritlikavka, 345
bela pritlikavka, 257, 278, 279
bela točka, 68
β Kefeja, 265
binokular, 60
bioastronomija, 409
blodeč planet, 396
Bokova globula, 269, 328
bolid, 221
Brackettova serija vodika, 252
bralni šum, 55
brez reže, 75

Cassegrainov teleskop, 28
Chandrasekharjeva masa, 282

Čarovničina glava, 373
časomerstvo, 392
čip CCD, 61
čip CCD za nizke osvetlitve, 67
črna luknja, 284, 352
črna luknja brez dlak, 285

debel čip, 65
deklinacija, 92
δ Ščita, 265
detektor CCD, 27
detektor CMOS, 62, 67
difuzna galaktična svetloba, 373
dimnik, 310
dioptrija, 32
dogodkovni horizont, 285
dopplerska posvetlitev, 301
dopplerska tomografija, 319
Drakova enačba, 421
drugi prinos, 278
dvogrbi profil, 310, 395
Dysonova krogla, 422

Eddingtonov izsev, 312
eksobiologija, 409
ekstinkcija, 51
ekvivalentna širina, 83
elektron volt, 252
elipsoidalna modulacija, 301
eliptična galaksija, 427
emisijska črta, 81
enkrat ioniziran helij, 332
eV, 252

faktor pretvorbe, 56
faza skupne ovojnice, 315
fluorescenca, 332
Fresnelova leča, 41
Friedov parameter, 47

glavna veja, 257
globinska ostrina, 33
goriščna razdalja, 24, 32
goriščno razmerje, 32
Gostosevci, 373
gravitacijski rdeči premik, 297, 352

gravitacijski vlačilec, 229
gravitacijsko lečenje, 353
gravitacijsko mikrolečenje, 354, 397
gregorijanski koledar, 113

Hayashijeva pot, 271
helijev blišč, 276
heliopavza, 242
Henyeyeva pot, 271
Herbig-Harojev objekt, 270, 328
Hertzsprungova vrzel, 275
hitri proces, 143
horizontalna veja, 276

inercialno kolo, 186
instrumentalna magnituda, 72
integralno polje, 77
interferometrija, 45
interferometrija peg, 48
izbruh gama žarkov, 316, 343
izohrone, 325
izsev, 125
izstopna zenica, 60

Jeansovo uhajanje, 244
jedro, 214
jedrska pašta, 284
julijanski koledar, 113

kasno močno bombardiranje, 246, 416
kataklizmična spremenljivka, 308
kefeida, 155
kielski diagram, 260
kilonova, 316
kinematična razdalja, 368
koledarsko leto, 113
koleno glavne veje, 325
koma, 38
komet, 214, 221
konkavno zrcalo, 23
kontaktna dvojnica, 305
konvekcijski modri premik, 297
konveksno zrcalo, 24
koronalni izbruhi mase, 163
koronograf, 418
kotna ločljivost, 34
Kozajev cikel, 321, 402
kozmetične napake, 68
kozmična kronologija, 347
kroglasta kopica, 324
Kuiperjev pas, 213
kvantni izkoristek, 65
kvaziperiodične oscilacije, 313

Lagrangeove točke, 213
Lane-Emdenove enačbe, 281
lastna absorpcija, 370
leča iz stekla z nizko disperzijo, 41
lečasta galaksija, 427
Ljapunov čas, 248
lokalna kozmologija, 318
lokalni standard mirovanja, 80, 369
lomni količnik, 47
Lunarna okultacija, 294
Lymanova serija vodika, 252

magnetar, 351
magnetni sistem, 310
masna funkcija, 297
masna vrzel črnih lukenj, 287
Mednarodni ultravijolični raziskovalec, 368
Mednarodni ultravijolični raziskovalec (IUE), 340
Medplanetarno scintilacijsko polje, 348
medsebojno obsevanje, 299
medzvezdni absorpcijski pasovi, 375
medzvezdni prostor, 361
metastabilno stanje, 332
meteor, 221
meteorit, 221
meteoroid, 221
meteoroidi, 221
metoda svinčnika, 376
Mijevo sipanje, 59
mikrokvazar, 315
milisekundni pulzar, 351
mirovanje, 312
mladi zvezdni objekt, 328
modra zanka, 276
modre obotavljivke, 327
modul razdalje, 51
močno gravitacijsko lečenje, 354

nadsvetlobno gibanje, 343
največja povečava, 61
navidezna magnituda, 50
Naš mehurček, 242
naš mehurček, 377
nebulium, 333
nepravilna galaksija, 427
nevtronska zvezda, 347
nevtronska zvezda, 284
Newtonov teleskop, 27
nova, 282, 310

oblika profila zvezde, 71
območja ioniziranega vodika, 330
od spredaj svetljeni čip, 65
od zadaj osvetljeni čip, 65
odprta kopica, 324
ogljikova zvezdi, 278
ognjena krogla, 221
okular, 59
Oortov oblak, 218
oplazna optika, 27
optično tanek, 332

osna barvna napaka, 38
osrednji kompaktni objekt, 352
ozvezdje, 19

par s skupnim lastnim gibanjem, 292
parsek, 114
pas nestabilnosti, 265
Paschenova serija vodika, 252
pc, 114
periodna luknja, 308
planet drugega sonca, 383
planetarna meglica, 278, 331
plimsko vzbujeno pulziranje, 301
poissonska porazdelitev, 53
pojav Jarkovski, 211
pokvarjen stolpec, 68
pokvarjena točka, 68
pol-prepovedani prehod, 333
polarni sij, 243
polločena dvojnica, 305
polmagnetni sistem, 310
polna širina na polovični višini, 82
polni format, 63
pomanjšani format, 63
pordečitev, 52, 370
Porrova prizma, 60
poudarjene barve, 63
povečava, 60
Poynting–Robertsonov efekt, 216
počasni proces, 143
prave barve, 63
prebijanje, 147
pregled neba z objektivno prizmo, 334
prehod planeta preko ploskvice zvezde, 389
prekrivalna dvojnica, 298
prepovedani prehod, 333
prestopna sekunda, 19
prečka, 427
prečna barvna napaka, 38
pritlikava eliptična galaksija, 427
pritlikava nova, 310
pritlikavka, 257
profil P Laboda, 336
profilna fotometrija, 71
protiodbojni premaz, 41
protisij, 223
protozvezda, 270, 328
prvi prinos, 278
pulzar, 348
pulzarski odriv, 358

r proces, 143
rastlinski rdeči rob, 419
Rayleighovevo sipanje, 58
Raziskovalec Jupitrovih ledenih lun, 239
razločena astrometrična dvojnica, 293
razmazanost, 48
razmerje signala in šuma, 56
razmik, 390
razred kvalitete, 68
razsuta kopica, 324
rdeča nadorjakinja, 257
rdeča orjakinja, 257
rdeča zgostitev, 276
Rdeči kvadrat, 376
refleksijska meglica, 373
refleksijske meglice, 330
reflektor, 25
refraktor, 25, 374
rektascenzija, 96
rentgenska dvojnica z majhno maso, 313
rentgenska dvojnica z veliko maso, 313
resolucijska moč, 76
resonanca, 206
resonančna črta, 368
Rimska cesta, 425
Ritchey-Chrétienov tip, 40
rjava pritlikavka, 257
ρ Kačenosca, 373, 374, 378
rojstvo na glavni veji, 263

s proces, 143
sagitalna ravnina, 36
Saturnovi obroči, 206
Seidlove aberacije, 37
sevalne temperature, 128
sferna aberacija, 38
simbiotična zvezda, 312
skupina pokvarjenih točk, 68
skupina zvezd tipa OB, 365
slikanje planetov, 395
SN Ia, 336
SN Ib, 336
SN Ic, 336
SN IIL, 336
SN IIP, 336
Sončev veter, 241
spektiv, 59
spektralna črta, 81
spektralni obseg, 78
spektroskopska dvojnica z dvojnimi črtami, 296
spektroskopska dvojnica z enojnimi črtami, 297
spiralna galaksija, 427
spiralna galaksija s prečko, 425
spremenljivost časa prehoda, 392
standardni svetilnik, 265, 283
standardno odstopanje, 55
stanjšani čip, 66
stopničasti spektrograf, 78
Strömgrenov polmer, 365
strešna prizma, 61
supernova tipa Ia, 283
supernova tipa II, 279, 286

superzemlja, 383
sv. l., 114
svetlikanje nočnega neba, 243
svetlobni odmev, 341
svetlobno leto, 114

tahoklina, 147
tangencialna ravnina, 36
Tančica v Labodu, 366
teleskopov premer, 32
temna meglica, 373
temna snov, 357, 426
temne meglice, 330
temni tok, 64
terminator, 16
točka detektorja, 64
tretji prinos, 278
trojanski asteroidi, 213
Trojna meglica, 373
tropsko leto, 113

ukrivljenost polja, 40
umetne barve, 63
umor, 369
univerzalni čas, 98
utrinek, 221
utripalna zvezda, 301

Van Allenova pasova, 243
veja orjakinj, 275
veliki molekularni oblak, 267
velikost pike, 76
vesoljsko vreme, 241
vrednost ISO, 56
Vreča oglja, 373
vroča točka, 308
vstopna reža, 75
Vztrajnost, 237
vztrajnostni moment, 236

W Velikega medveda, 319

zamik, 65
zaporedje pomnoževalnih celic, 67
začetna masna funkcija, 271
združba zvezd tipa OB, 331
zodiakalna svetloba, 223
zodiakalna svetloba, 222
zvezda tipa RR Lire, 155
zvezda tipa T Bika, 270, 328
zvezdno leto, 114
zvočni zid, 242

Angleški strokovni izrazi

a.u., 122
absolute magnitude, 51
absorption line, 81
active galactic nucleus, 427
active optics, 26, 30
active phase, 312
Adams geomagnetic excursion, 244
adaptive optics, 49
ADU, 56
AGB, 278
AGN, 427
Airy disc, 43
Algol paradox, 319
analog to digital converter, 65
analog to digital unit, 56
angular resolution, 34
anomalistic year, 114
Antares, 374, 378
anti-reflex coating, 41
aperture photometry, 69
apparent magnitude, 50
artificial colour, 63
aspherical lenses, 41
asteroid, 208
astigmatism, 39
astrobiology, 409
astronomical spectroscopy, 73
astronomical unit, 114, 122
asymptotic giant branch, 276
atmospheric absorption A band, 369
atmospheric airglow, 243
aurora, 243
axial chromatic aberration, 38

Baade's window, 371
backside illuminated chip, 65
Balmer series of Hydrogen, 252
bar, 427
Barnard 68, 373
barred spiral galaxy, 425
β Cep stars, 265
bias, 65
binocular, 60
bioastronomy, 409
black hole, 284, 352
black hole mass gap, 287
blue loop, 276
blue stragglers, 327
Bok globule, 269, 328
Brackett series of Hydrogen, 252
brightness temperature, 128
brown dwarf, 257
BSI chip, 65

cadence, 390
calendar year, 113
carbon star, 278
Cassegrain telescope, 28
cataclysmic variable, 308
CCD chip, 61
CCD detector, 27
CEE, 315
central compact object, 352
Cepheid, 155
Chandrasekhar mass, 282
Charge Coupled Device, 61
chromatic aberration, 38
cluster of dead pixels, 68
CMD diagram), 249
Coalsack nebula, 373
colour excess, 52
colour filter, 62
coma, 38
comet, 214
common envelope evolution, 315
common proper motion pair, 292
concave mirror, 23
constellation, 19
contact binary, 305
convective blueshift, 297
convex mirror, 24
coronagraph, 418
coronal mass ejection, 163
cosmetics, 68
Cosmic dust analyzer, 379
cosmochronology,, 347
cropped format, 63
CV, 308
Cygnus loop, 366

dark current, 64

dark matter, 357, 426
dark nebula, 373
dark nebulae, 330
dead column, 68
dead pixel, 68
δ Scuti stars, 265
depth of field, 33
detector CMOS, 62, 67
diffuse galactic light, 373
diffuse interstellar bands, 375
dioptre, 32
distance modulus, 51
Doppler boosting, 301
Doppler tomography, 319
dot size, 76
double-peaked profile, 310, 395
Drake equation, 421
dwarf, 257
dwarf elliptical galaxy, 427
dwarf nova, 310
Dyson sphere, 422

echelle, 78
eclipsing binary, 298
Eddington luminosity, 312
electron Volt, 252
ellipsoidal modulation, 301
elliptical galaxy, 427
emission line, 81
enhanced colour, 63
entry slit, 75
equivalent width, 83
event horizon, 285
EW, 83
exit pupil, 60
exobiology, 409
exoplanet, 383
extinction, 51
eyepiece, 59

field curvature, 40
first dredge-up, 278
fluorescence, 332
focal length, 24, 32
focal ratio, 32
forbidden transition, 333
free-floating planet, 396
Fresnel lens, 41
Fried parameter, 47
front-side illuminated chip, 65
full format, 63
full width at half maximum, 82
funnel, 310
FWHM, 82

Gaia BH1, 295
Gaia BH2, 295
Gaia BH3, 295, 318
gain, 56
gain register, 67
gamma-ray burst, 316, 343
gegenschein, 223
giant molecular cloud, 267
globular cluster, 324
GMC, 267
gravitational lensing, 353
gravitational microlensing, 354, 397
gravitational redshift, 297, 352
gravitational tractor, 229
grazing incidence optics, 27
Gregorian calendar, 113

Hayashi track, 271
HB, 276
hearbeat star, 301
heliopause, 242
helium flash, 276
Henyey track, 271
Herbig-Haro object, 270, 328
Hertzsprung gap, 275
He II, 332
HH object, 270
high-mass X-ray binary, 313
horizontal branch, 276
hot DOG, 422
hot dust-obscured galaxy, 422
hot spot, 308
H II regions, 330

IFU, 77
IMF, 271
initial mass function, 271
instability strip, 265
instrumental magnitude, 72
Integral Field Unit, 77
interferometry, 45
intermediate polar, 310
International Ultraviolet Explorer, 340, 368
Interplanetary Scintillation Array, 348
Interstellar medium, 361
irregular galaxy, 427
ISM, 361
ISO value, 56
isochrones, 325
IUE, 340

Jeans escape, 244
Julian calendar, 113
Jupiter Icy Moons Explorer, 239

Kiel diagram, 260
kilonova, 316
kinematic distance, 368
Kozai cycle, 321
Kuiper belt, 213

L3 CCD, 67
Lagrange points, 213
Lane-Emden equations, 281
late heavy bombardment, 246, 416
leap second, 19
lenticular galaxy, 427
light echo, 341
light year, 114
LLL CCD, 67
Local bubble, 242, 377
local cosmology, 318
local standard of rest, 80, 369
low dispersion glass, 41
low light level CCD, 67
low-mass X-ray binary, 313
LSR, 80, 369
luminosity, 125
Lunar occultation, 294
ly, 114
Lyapunov time, 248
Lyman series of Hydrogen, 252

magnetar, 351
magnification, 60
main sequence, 257
main sequence turn-off, 325
mass function, 297
maximum magnification, 61
metastable state, 332
meteoroids, 221
microquasar, 315
Mie scattering, 59
Milky way, 425
millisecond pulsar, 351
moment of inertia, 236
MS, 257
MSTO, 325
murder, 369

nebulium, 333
neutron star, 284, 347
Newton telescope, 27
no-hair theorem, 285
nova, 282, 310
nuclear pasta, 284
nucleus, 214

OB star association, 365
OB type association, 331
objective prism survey, 334
Ooort cloud, 218
open cluster, 324
optically thin, 332
overshooting, 147

P Cygni profile, 336
parsec, 114
Paschen series of Hydrogen, 252
pencil method, 376
period gap, 308
Perseverence, 237
pixel, 64
planetary imaging, 395
planetary nebula, 278, 331
planetary transit, 389
Pleiades, 373
PN, 331
point spread function photometry, 71
point-spread function, 71
Poisson distribution, 53
polar, 310
Porro prism, 60
Poynting–Robertson effect, 216
protostar, 270, 328
PSF photometry, 71
pulsar, 348
pulsar kick, 358

QPO, 313
quality grade, 68
quantum efficiency, 65
quasiperiodic oscillations, 313
quiescent phase, 312

R.A., 96
rapid process, 143
Rayleigh scattering, 58
RC type, 40
reaction wheel, 186
read-out noise, 55
red clump, 276
red giant, 257
red giant branch, 275
Red square nebula, 376
red super-giant, 257
reddening, 52, 370
reflection effect, 299
reflection nebula, 373
reflection nebulae, 330
reflector, 25
refractive index, 47
refractor, 25, 374
resolved astrometric binary, 293
resolving power, 76
resonance, 206
resonance line, 368
ρ Ophiuchi, 373, 374, 378
Right Ascension, 96
Ritchey-Chrétien type, 40
roof prism, 61
RR Lyrae, 155

sagittal plane, 36
Saturn rings, 206
SB1, 297
SB2, 296

second dredge-up, 278
seeing, 48
Seidel aberrations, 37
self-absorption, 370
semi-detached binary, 305
semi-forbidden transition, 333
sidereal year, 114
signal to noise ratio, 56
Single ionized Helium, 332
single-lined spectroscopic binary, 297
slitless, 75
slow process, 143
SN Ia, 283
SN II, 286
SNR, 56, 359
SN Ia, 336
SN Ib, 336
SN Ic, 336
SN II, 279
SN IIL, 336
SN IIP, 336
Solar wind, 241
space weather, 241
speckle interferometry, 48
spectral line, 81
spectral range, 78
spectroscopic double-lined binary, 296
spherical aberration, 38
spiral galaxy, 427
spotting scope, 59
standard candle, 265, 283
standard deviation, 55
Strömgren radius, 365
strong gravitational lensing, 354
superEarth, 383
superluminal motion, 343
supernova type Ia, 283
supernova type II, 279, 286
symbiotic star, 312

T Tauri star, 270, 328
tachocline, 147
tangential plane, 36
telescope diameter, 32
termination shock, 242
terminator, 16
thick chip, 65
thinned chip, 66
third dredge-up, 278
tidally induced pulsations, 301
timing, 392
transit timing variation, 392
transverse chromatic aberration, 38
Trifid nebula, 373
Trojan asteroids, 213
tropical year, 113
true colour, 63
TTV, 392

universal time, 98

Van Allen belts, 243
vegetation red edge, 419
VRE, 419

W UMa binary, 319
white dwarf, 257, 278, 279, 345
white pixel, 68
Witch Head reflection nebula, 373

Yarkovsky effect, 211
young stellar object, 328
YSO, 328

ZAMS, 263
zero-age main sequence, 263
Zodiacal light, 223
zodiacal light, 222

Literatura

Večina del je dostopna na ui.adsabs.harvard.edu. Na koncu vsake reference navajamo stran(i), kjer je referenca citirana.

Abbott B. P., et al., 2016, *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, Phys. Rev. Lett., 116, 061102 317

Abbott B. P., et al., 2017, *GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral*, Phys. Rev. Lett., 119, 161101 316

Abramowitz M., Stegun I. A., Miller D., 1965, *Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs and Mathematical Tables (National Bureau of Standards Applied Mathematics Series No. 55)*, Journal of Applied Mechanics, 32, 239 43

Adams D., 1988, *Štoparski vodnik po Galaksiji*. Tehniška založba Slovenije, prevod Alojz Kodre, https://plus.cobiss.net/cobiss/si/sl/bib/80225537?lang=sl 244

Aerts C., Christensen-Dalsgaard J., Kurtz D. W., 2010, *Asteroseismology*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer, ISBN 978-1-4020-5178-4 153, 159

Ahmad Q. R., et al., 2001, *Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett., 87, 071301 152

Alimonti G., et al., 2009, *The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 600, 568 152

Allen D. A., Hyland A. R., Caswell J. L., 1980, *Roberts 22 : a bipolar nebula with OH emission.*, MNRAS, 192, 505 336

Altobelli N., et al., 2016, *Flux and composition of interstellar dust at Saturn from Cassini's Cosmic Dust Analyzer*, Science, 352, 312 372, 379

Anderson L. D., Bania T. M., Balser D. S., Cunningham V., Wenger T. V., Johnstone B. M., Armentrout W. P., 2014, *The WISE Catalog of Galactic H II Regions*, ApJS, 212, 1 365, 366

Andersson L., et al., 2015, *Dust observations at orbital altitudes surrounding Mars*, Science, 350, 0398 223

Arnett W. D., 1969, *A Possible Model of Supernovae: Detonation of ^{12}C*, Astrophys. & Space Sci., 5, 180 283

Arnett W. D., Bahcall J. N., Kirshner R. P., Woosley S. E., 1989, *Supernova 1987A.*, ARA&A, 27, 629 339

Aschoff J., 1965, *Circadian Rhythms in Man*, Science, 148, 1427 11

Asphaug E., Benz W., 1996, *Size, Density, and Structure of Comet Shoemaker-Levy 9 Inferred from the Physics of Tidal Breakup*, Icarus, 121, 225 218

Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., 2009, *The Chemical Composition of the Sun*, ARA&A, 47, 481 145, 411

Assef R. J., et al., 2015, *Half of the Most Luminous Quasars May Be Obscured: Investigating the Nature of WISE-Selected Hot Dust-Obscured Galaxies*, ApJ, 804, 27 422

Atwood W. B., et al., 2009, *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission*, ApJ, 697, 1071 363

Baade W., Zwicky F., 1934, *Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays*, Physical Review, 46, 76 347

Badnell N. R., Bautista M. A., Butler K., Delahaye F., Mendoza C., Palmeri P., Zeippen C. J., Seaton M. J., 2005, *Updated opacities from the Opacity Project*, MNRAS, 360, 458 150

Bahcall J. N., 1964, *Solar Neutrinos. I. Theoretical*, Phys. Rev. Lett., 12, 300 152

Bahramian A., Degenaar N., 2022, *Low-Mass X-ray Binaries*, arXiv e-prints, str. arXiv:2206.10053 313

Bailer-Jones C. A. L., 2022, *Stars That Approach within One Parsec of the Sun: New and More Accurate Encounters Identified in Gaia Data Release 3*, ApJ Lett., 935, L9 219, 292

Baranne A., Mayor M., Poncet J. L., 1979, *Coravel— A new tool for radial velocity measurements*, Vistas in Astronomy, 23, 279 386

Baranne A., et al., 1996, *ELODIE: A spectrograph for accurate radial velocity measurements.*, A&AS, 119, 373 386

Baron F., et al., 2012, *Imaging the Algol Triple System in the H Band with the CHARA Interferometer*, ApJ, 752, 20 321

Beaulieu J. P., et al., 2006, *Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing*, Nature, 439, 437 397, 398

Beer M. E., Podsiadlowski P., 2002, *The quiescent light curve and the evolutionary state of GRO J1655-40*, MNRAS, 331, 351 352

Belczynski K., Wiktorowicz G., Fryer C. L., Holz D. E., Kalogera V., 2012, *Missing Black Holes Unveil the Supernova Explosion Mechanism*, ApJ, 757, 91 286, 287

Bell E. A., Boehnke P., Harrison T. M., Mao W. L., 2015, *Potentially biogenic carbon preserved in a 4.1 billion-year-old zircon*, Proceedings of the National Academy of Science, 112, 14518 137

Benner S. A., 2010, *Defining Life*, Astrobiology, 10, 1021 410

Benner L. A. M., McKinnon W. B., 1994, *Pre-Impact Orbital Evolution of P/Shoemaker-Levy 9*, v Lunar and Planetary Science Conference. Lunar and Planetary Science Conference. str. 93 218

Bennett D. P., et al., 2010, *Masses and Orbital Constraints for the OGLE-2006-BLG-109Lb,c Jupiter/Saturn Analog Planetary System*, ApJ, 713, 837 407

Biagiotti F., et al., 2024, *Star-spot activity, orbital obliquity, transmission spectrum, physical properties, and TTVs of the HATS-2 planetary system*, arXiv e-prints, str. arXiv:2403.04476 391

Bialy S., Loeb A., 2018, *Could Solar Radiation Pressure Explain 'Oumuamua's Peculiar Acceleration?*, ApJ Lett., 868, L1 220

Bibring J.-P., et al., 2006, *Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data*, Science, 312, 400 416

Bionta R. M., et al., 1987, *Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, Phys. Rev. Lett., 58, 1494 339

Birko D., et al., 2019, *Single-lined Spectroscopic Binary Star Candidates from a Combination of the RAVE and Gaia DR2 Surveys*, AJ, 158, 155 83

Black J. H., Dalgarno A., 1976, *Interstellar H_2: the population of excited rotational states and the infrared response to ultraviolet radiation.*, ApJ, 203, 132 364

Bloemen S., et al., 2011, *Kepler observations of the beaming binary KPD 1946+4340*, MNRAS, 410, 1787 301

Bodansky D., Clayton D. D., Fowler W. A., 1968, *Nuclear Quasi-Equilibrium during Silicon Burning*, ApJS, 16, 299 142

Bolatto A. D., Wolfire M., Leroy A. K., 2013, *The CO-to-H_2 Conversion Factor*, ARA&A, 51, 207 364

Bond H. E., et al., 2003, *An energetic stellar outburst accompanied by circumstellar light echoes*, Nature, 422, 405 341

Boothroyd A. I., Sackmann I. J., 1999, *The CNO Isotopes: Deep Circulation in Red Giants and First and Second Dredge-up*, ApJ, 510, 232 278

Bouvier A., Wadhwa M., 2010, *The age of the Solar System redefined by the oldest Pb-Pb age of a meteoritic inclusion*, Nature Geoscience, 3, 637 138

Bowen I. S., 1927, *The Origin of the Nebulium Spectrum*, Nature, 120, 473 333

Breitschwerdt D., Feige J., Schulreich M. M., Avillez M. A. D., Dettbarn C., Fuchs B., 2016, *The locations of recent supernovae near the Sun from modelling ^{60}Fe transport*, Nature, 532, 73

Bressan A., Marigo P., Girardi L., Salasnich B., Dal Cero C., Rubele S., Nanni A., 2012, *PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code*, MNRAS, 427, 127 352

Brilliantov N., Krapivsky P. L., Bodrova A., Spahn F., Hayakawa H., Stadnichuk V., Schmidt J., 2015, *Size distribution of particles in Saturn's rings from aggregation and fragmentation*, Proceedings of the National Academy of Science, 112, 9536 206

Britt D. T., Consolmagno G. J., Merline W. J., 2006, *Small Body Density and Porosity: New Data, New Insights*, v Mackwell S., Stansbery E., (uredniki), 37th Annual Lunar and Planetary Science Conference. Lunar and Planetary Science Conference. str. 2214 214

Brown G., Rein H., 2020, *A Repository of Vanilla Long-term Integrations of the Solar System*, Research Notes of the American Astronomical Society, 4, 221 135

Brown W. R., et al., 2020, *The ELM Survey. VIII. Ninety-eight Double White Dwarf Binaries*, ApJ, 889, 49 315

Bruhweiler F. C., Freire Ferrero R., Bourdin M. O., Gull T. R., 2010, *The Young Interstellar Bubble Within the Rosette Nebula*, ApJ, 719, 1872 330

Brumm A., et al., 2021, *Oldest cave art found in Sulawesi*, Science Advances, 7, eabd4648 11

Buder S., et al., 2021, *The GALAH+ survey: Third data release*, MNRAS, 506, 150 259, 261

Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F., 1957, *Synthesis of the Elements in Stars*, Reviews of Modern Physics, 29, 547 143

Burrows A., Lattimer J. M., 1987, *Neutrinos from SN 1987A*, ApJ Lett., 318, L63 152

Burrows C. J., et al., 1995, *Hubble Space Telescope Observations of the SN 1987A Triple Ring Nebula*, ApJ, 452, 680 341

Butinar L., Spencer-Martins I., Gunde-Cimerman N., 2007, *Yeasts in high Arctic glaciers : the discovery of a new habitat for eukaryotic microorganisms*, Antonie van Leeuwenhoek : International journal of general and molecular microbiology, 91, 277 413

Čadež A., 1974, *Apparent horizons in the two-black-hole problem.*, Annals of Physics, 83, 449 317

Čadež A., 1990, *Internal scattering in Fabry-Pérot cavities*, Physical Review A, 41, 6129 318

Čadež A., Harman J., 1988, *Electrostatic forces in gravity-wave interferometers.*, v Experimental Gravitational Physics. str. 342–346 318

Campbell E. K., Holz M., Gerlich D., Maier J. P., 2015, *Laboratory confirmation of C_{60}^+ as the carrier of two diffuse interstellar bands*, Nature, 523, 322 375

Cannon A. J., Pickering E. C., 1901, *Spectra of bright southern stars photographed with the 13-inch Boyden telescope as part of the Henry Draper Memorial*, Annals of Harvard College Observatory, 28, 129 256

Canup R. M., 2012, *Forming a Moon with an Earth-like Composition via a Giant Impact*, Science, 338, 1052

Carr M. H., et al., 1998, *Evidence for a subsurface ocean on Europa*, Nature, 391, 363 417

Carr B. J., Kohri K., Sendouda Y., Yokoyama J., 2010, *New cosmological constraints on primordial black holes*, Phys. Rev. D, 81, 104019 357

Carr B., Kohri K., Sendouda Y., Yokoyama J., 2021, *Constraints on primordial black holes*, Reports on Progress in Physics, 84, 116902 357

Casagrande L., Ramírez I., Meléndez J., Asplund M., 2012, *The Infrared Colors of the Sun*, ApJ, 761, 16 324

Chandrasekhar S., 1935, *The highly collapsed configurations of a stellar mass (Second paper)*, MNRAS, 95, 207 347

Chaplin W. J., Miglio A., 2013, *Asteroseismology of Solar-Type and Red-Giant Stars*, ARA&A, 51, 353 264

Che X., et al., 2021, *Age and composition of young basalts on the Moon, measured from samples returned by Chang'e-5*, Science, 374, 887 138

Chen Z.-C., Yuan C., Huang Q.-G., 2020a, *Pulsar Timing Array Constraints on Primordial Black Holes with NANOGrav 11-Year Dataset*, Phys. Rev. Lett., 124, 251101 357

Chen B. Q., et al., 2020b, *A large catalogue of molecular clouds with accurate distances within 4 kpc of the Galactic disc*, MNRAS, 493, 351 364

Chesley S. R., et al., 2003, *Direct Detection of the Yarkovsky Effect by Radar Ranging to Asteroid 6489 Golevka*, Science, 302, 1739 211

Chevalier R. A., 1977, *Was SN 1054 A Type II Supernova?*, v Schramm D. N., (urednik), Astrophysics and Space Science Library Vol. 66, Supernovae. str. 53, doi:10.1007/978-94-010-1229-4_5 359

Chitta L. P., et al., 2023, *Picoflare jets power the solar wind emerging from a coronal hole on the Sun*, Science, 381, 867 163

Chornay N., Walton N. A., 2021, *One star, two star, red star, blue star: an updated planetary nebula central star distance catalogue from Gaia EDR3*, A&A, 656, A110 335

Consolmagno G., Mueller P., 2020, *Ali bi krstili nezemljana?*. Družina, Ljubljana, prevod dela Would you Baptize an Extraterrestrial?, Penguin Random House (2014) 422

Constantinou S., Madhusudhan N., Gandhi S., 2023, *Early Insights for Atmospheric Retrievals of Exoplanets Using JWST Transit Spectroscopy*, ApJ Lett., 943, L10 418

Cook C. W., Fowler W. A., Lauritsen C. C., Lauritsen T., 1957, *B^{12}, C^{12}, and the Red Giants*, Physical Review, 107, 508 142

Cooper A., et al., 2021, *A global environmental crisis 42,000 years ago*, Science, 371, 811 244

Cordiner M. A., et al., 2019, *Confirming Interstellar $C_{60}{}^{+}$ Using the Hubble Space Telescope*, ApJ Lett., 875, L28 375

Čotar K., et al., 2019, *The GALAH survey: unresolved triple Sun-like stars discovered by the Gaia mission*, MNRAS, 487, 2474 303, 320

Courtois H. M., Pomarède D., Tully R. B., Hoffman Y., Courtois D., 2013, *Cosmography of the Local Universe*, AJ, 146, 69 109

Cowley C. R., Adelman S. J., 1983, *Abundandes in normal and chemically peculiar B, A and F stars : hortatory remarks and prospectus.*, QJRAS, 24, 393 260

Cox N. L. J., Cami J., Kaper L., Ehrenfreund P., Foing B. H., Ochsendorf B. B., van Hooff S. H. M., Salama F., 2014, *VLT/X-Shooter survey of near-infrared diffuse interstellar bands*, A&A, 569, A117 375

Creevey O. L., et al., 2022, *Gaia Data Release 3: Astrophysical parameters inference system (Apsis) I – methods and content overview*, arXiv e-prints, str. arXiv:2206.05864 251

Crida A., 2009, *Solar System Formation*, Reviews in Modern Astronomy, 21, 215 246

Crifo J. F., Rodionov A. V., 1997, *The Dependence of the Circumnuclear Coma Structure on the Properties of the Nucleus*, Icarus, 127, 319 214

Cromartie H. T., et al., 2020, *Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar*, Nature Astronomy, 4, 72 284

Crotts A. P. S., Kunkel W. E., 1991, *Using SN 1987A Light Echoes to Determine Mass Loss from the Progenitor*, ApJ Lett., 366, L73 339

Ćuk M., Stewart S. T., 2012, *Making the Moon from a Fast-Spinning Earth: A Giant Impact Followed by Resonant Despinning*, Science, 338, 1047 246, 247

Cunha M. S., et al., 2007, *Asteroseismology and interferometry*, A&AR, 14, 217 157

Da Silva A., Samplonius J., Schlicht E., Valcu M., Kempenaers B., 2014, *Artificial night lighting rather than traffic noise affects the daily timing of dawn and dusk singing in common European songbirds*, Behavioral Ecology, 25, 1037 57

Dal Tio P., et al., 2022, *Simulating the Legacy Survey of Space and Time Stellar Content with TRILEGAL*, ApJS, 262, 22 301

Davies R., Kasper M., 2012, *Adaptive Optics for Astronomy*, ARA&A, 50, 305 50

Davies P. C. W., Lineweaver C. H., 2005, *Finding a Second Sample of Life on Earth*, Astrobiology, 5, 154 422

Davis R., Harmer D. S., Hoffman K. C., 1968, *Search for Neutrinos from the Sun*, Phys. Rev. Lett., 20, 1205 152

De Silva G. M., et al., 2015, *The GALAH survey: scientific motivation*, MNRAS, 449, 2604 327

De Vaucouleurs G., De Vaucouleurs A., Corwin Herold G. J., Buta R. J., Paturel G., Fouque P., 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*. Springer, New York 109

Desch S. J., 2007, *Mass Distribution and Planet Formation in the Solar Nebula*, ApJ, 671, 878 246

Diehl R., 2013, *Nuclear astrophysics lessons from INTEGRAL*, Reports on Progress in Physics, 76, 026301 378, 380

Dintinjana B., Mikuž H., Zwitter T., 2021, *Naše nebo 2022: Astronomske efemeride*. Oddelek za fiziko FMF, DMFA založništvo 100, 103, 160

Dodd E., Callingham T. M., Helmi A., Matsuno T., Ruiz-Lara T., Balbinot E., Lövdal S., 2023, *Gaia DR3 view of dynamical substructure in the stellar halo near the Sun*, A&A, 670, L2 318

Doi Y., et al., 2015, *The AKARI far-infrared all-sky survey maps*, PASJ, 67, 50 363

Doyle L. R., et al., 2011, *Kepler-16: A Transiting Circumbinary Planet*, Science, 333, 1602 402

Draine B. T., 2003, *Interstellar Dust Grains*, ARA&A, 41, 241 371, 372, 373

Drake F., 2013, *Reflections on the Equation*, International Journal of Astrobiology, 12, 173 421

Drout M. R., et al., 2017, *Light curves of the neutron star merger GW170817/SSS17a: Implications for r-process nucleosynthesis*, Science, 358, 1570 316

Dubner G., Castelletti G., Kargaltsev O., Pavlov G. G., Bietenholz M., Talavera A., 2017, *Morphological Properties of the Crab Nebula: A Detailed Multiwavelength Study Based on New VLA, HST, Chandra, and XMM-Newton Images*, ApJ, 840, 82 359

Duchêne G., Kraus A., 2013, *Stellar Multiplicity*, ARA&A, 51, 269 320

Duncan D. E., 2004, *Koledar: 5000 let naporov, da bi uskladili uro in nebo*. Ljubljana : Studia humanitatis, 2004. ISBN 961-6262-53-X. 116

Dupree A. K., Goldberg L., 1970, *Radiofrequency Recombination Lines*, ARA&A, 8, 231 366

Dvorak R., 1986, *Critical orbits in the elliptic restricted three-body problem.*, A&A, 167, 379 402

Dyson F. J., 1960, *Search for Artificial Stellar Sources of Infrared Radiation*, Science, 131, 1667 422

Dziewonski A. M., Anderson D. L., 1981, *Preliminary reference Earth model*, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 25, 297 234, 235

Ebenbichler A., et al., 2022, *CRIRES high-resolution near-infrared spectroscopy of diffuse interstellar band profiles. Detection of 12 new DIBs in the YJ band and the introduction of a combined ISM sight line and stellar analysis approach*, A&A, 662, A81 375

Ehrenfreund P., Charnley S. B., 2000, *Organic Molecules in the Interstellar Medium, Comets, and Meteorites: A Voyage from Dark Clouds to the Early Earth*, ARA&A, 38, 427 412

Eilers A.-C., Hogg D. W., Rix H.-W., Ness M. K., 2019, *The Circular Velocity Curve of the Milky Way from 5 to 25 kpc*, ApJ, 871, 120 242, 367, 368, 369, 370

El-Badry K., et al., 2023a, *A red giant orbiting a black hole*, arXiv e-prints, str. arXiv:2302.07880 294, 295, 314

El-Badry K., et al., 2023b, *A Sun-like star orbiting a black hole*, MNRAS, 518, 1057 294, 295

Elsworth Y., Howe R., Isaak G. R., McLeod C. P., Miller B. A., New R., Speake C. C., Wheeler S. J., 1994, *Solar p-Mode Frequencies and Their Dependence on Solar Activity: Recent Results from the BISON Network*, ApJ, 434, 801 158

Esposito S., et al., 2011, *Large Binocular Telescope Adaptive Optics System: new achievements and perspectives in adaptive optics*, v Tyson R. K., Hart M., (uredniki), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 8149, Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications IV. str. 814902 (arXiv:1203.2761), doi:10.1117/12.898641 50

Esteves L. J., De Mooij E. J. W., Jayawardhana R., 2015, *Changing Phases of Alien Worlds: Probing Atmospheres of Kepler Planets with High-precision Photometry*, ApJ, 804, 150 391

Evatt G. W., Smedley A. R. D., Joy K. H., Hunter L., Tey W. H., Abrahams I. D., Gerrish L., 2020, *The spatial flux of Earth's meteorite falls found via Antarctic data*, Geology, 48, 683 224

Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019, *First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole*, ApJ Lett., 875, L1 428

Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2022, *First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way*, ApJ Lett., 930, L12 428

Fabian S., Sondhi Y., Allen P., Theobald J., Lin H.-T., 2024, *Why flying insects gather at artificial light*, Nature Comm., 15, 689 58

Fabrycky D., Tremaine S., 2007, *Shrinking Binary and Planetary Orbits by Kozai Cycles with Tidal Friction*, ApJ, 669, 1298 320, 321

Fan H., et al., 2019, *The Apache Point Observatory Catalog of Optical Diffuse Interstellar Bands*, ApJ, 878, 151 375

Farnham T. L., Schleicher D. G., A'Hearn M. F., 2000, *The HB Narrowband Comet Filters: Standard Stars and Calibrations*, Icarus, 147, 180 215

Feldman P. D., A'Hearn M. F., Festou M. C., McFadden L. A., Weaver H. A., Woods T. N., 1986, *Is CO_2 responsible for the outbursts of comet Halley?*, Nature, 324, 433 214

Fender R. P., Garrington S. T., McKay D. J., Muxlow T. W. B., Pooley G. G., Spencer R. E., Stirling A. M., Waltman E. B., 1999, *MERLIN observations of relativistic ejections from GRS 1915+105*, MNRAS, 304, 865 344

Fesen R. A., Weil K. E., Cisneros I., Blair W. P., Raymond J. C., 2021, *An updated distance to the Cygnus Loop based on Gaia Early DR3*, MNRAS, 507, 244 366

Feynman R., 1965, *The Character of Physical Law*. The British Broadcasting Corporation, `https://www.ling.upenn.edu/~kroch/courses/lx550/readings/feynman1-4.pdf` 9

Filippenko A. V., 1997, *Optical Spectra of Supernovae*, ARA&A, 35, 309 336, 337

Finkbeiner D. P., 2003, *A Full-Sky Hα Template for Microwave Foreground Prediction*, ApJS, 146, 407 363, 367

Fontaine G., Brassard P., Bergeron P., 2001, *The Potential of White Dwarf Cosmochronology*, Pub. Astr. Soc. Pacific, 113, 409 345, 346, 347

Fontanive C., et al., 2020, *A Wide Planetary-mass Companion to a Young Low-mass Brown Dwarf in Ophiuchus*, ApJ Lett., 905, L14 396

Förster F., et al., 2018, *The delay of shock breakout due to circumstellar material evident in most type II supernovae*, Nature Astronomy, 2, 808 339

Fortin F., Garcia F., Simaz-Bunzel A., Chaty S., 2023, *A catalogue of high-mass X-ray binaries in the Galaxy: from the INTEGRAL to the Gaia era*, arXiv e-prints, str. arXiv:2302.02656 313

Frank J., King A., Raine D. J., 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*. Cambridge University Press 310

Freeman K. C., 1970, *On the Disks of Spiral and S0 Galaxies*, ApJ, 160, 811

Frew D. J., Parker Q. A., Bojičić I. S., 2016, *The Hα surface brightness-radius relation: a robust statistical distance indicator for planetary nebulae*, MNRAS, 455, 1459 335

Gaia Collaboration et al., 2016, *The Gaia mission*, A&A, 595, A1 116, 219, 292

Gaia Collaboration et al., 2018a, *Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties*, A&A, 616, A1 330

Gaia Collaboration et al., 2018b, *Gaia Data Release 2. Observational Hertzsprung-Russell diagrams*, A&A, 616, A10 326

Gaia Collaboration et al., 2019, *Gaia Data Release 2. Variable stars in the colour-absolute magnitude diagram*, A&A, 623, A110 265

Gaia Collaboration et al., 2021a, *Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties*, A&A, 649, A1 116, 292, 363, 370

Gaia Collaboration et al., 2021b, *Gaia Early Data Release 3. The Gaia Catalogue of Nearby Stars*, A&A, 649, A6 250, 251

Gaia Collaboration et al., 2022a, *Gaia Data Release 3: Stellar multiplicity, a teaser for the hidden treasure*, arXiv e-prints, str. arXiv:2206.05595 290, 293, 294, 301, 315, 388

Gaia Collaboration et al., 2022b, *Gaia Data Release 3: A Golden Sample of Astrophysical Parameters*, arXiv e-prints, str. arXiv:2206.05870 251

Gaia Collaboration et al., 2022c, *Gaia Data Release 3: Pulsations in main sequence OBAF-type stars*, arXiv e-prints, str. arXiv:2206.06075 265

Gaia Collaboration et al., 2023a, *Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties*, A&A, 674, A1 116, 250, 258, 265, 330, 376, 393, 395

Gaia Collaboration et al., 2023b, *Gaia Focused Product Release: Spatial distribution of two diffuse interstellar bands*, A&A, 680, A38 376

Gaia Collaboration et al., 2024, *Discovery of a dormant 33 solar-mass black hole in pre-release Gaia astrometry*, arXiv e-prints, str. arXiv:2404.10486 294, 295, 314, 318

Gardner F. F., Milne D. K., 1965, *The supernova of A.D. 1006*, AJ, 70, 754 344

Gebhard R., Krause R., 2020, *Critical comments on the find complex of the so-called Nebra Sky Disk*, Archäologische Informationen, 43, 1 11

Geissler P. E., et al., 1998, *Evidence for non-synchronous rotation of Europa*, Nature, 391, 368 238

Gentile Fusillo N. P., et al., 2019, *A Gaia Data Release 2 catalogue of white dwarfs and a comparison with SDSS*, MNRAS, 482, 4570 346

Genzel R., Eisenhauer F., Gillessen S., 2010, *The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster*, Reviews of Modern Physics, 82, 3121 428

Ghez A. M., et al., 2008, *Measuring Distance and Properties of the Milky Way's Central Supermassive Black Hole with Stellar Orbits*, ApJ, 689, 1044 428

Giammichele N., Bergeron P., Dufour P., 2012, *Know Your Neighborhood: A Detailed Model Atmosphere Analysis of Nearby White Dwarfs*, ApJS, 199, 29 345, 347

Gillon M., et al., 2016, *Temperate Earth-sized planets transiting a nearby ultracool dwarf star*, Nature, 533, 221 393

Gillon M., et al., 2017, *Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1*, Nature, 542, 456 393

Gilmore G., et al., 2008, *What Is a Galaxy? How Cold Is Cold Dark Matter? Recent Progress in Near Field Cosmology*, v Kodama T., Yamada T., Aoki K., (uredniki), Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 399, Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution. str. 453 (arXiv:0804.1919), doi:10.48550/arXiv.0804.1919 427

Gold T., 1968, *Rotating Neutron Stars as the Origin of the Pulsating Radio Sources*, Nature, 218, 731 349

Golden D. C., Ming D. W., Schwandt C. S., Lauer Howard V. J., Socki R. A., Morris R. V., Lofgren G. E., McKay G. A., 2001, *A simple inorganic process for formation of carbonates, magnetite, and sulfides in Martian meteorite ALH84001*, American Mineralogist, 86, 370 416

Goldstein H., Poole C., Safko J., 2002, *Classical mechanics*. Addison-Wesley, ISBN 978-0-201-65702-9 165

Gomboc A., 2012, *Unveiling the secrets of gamma ray bursts*, Contemporary Physics, 53, 339 316

Gray R. H., Ellingsen S., 2002, *A Search for Periodic Emissions at the Wow Locale*, ApJ, 578, 967 420

Green G. M., Schlafly E., Zucker C., Speagle J. S., Finkbeiner D., 2019, *A 3D Dust Map Based on Gaia, Pan-STARRS 1, and 2MASS*, ApJ, 887, 93 376

Gross H., Zügge H., Peschka M., Blechinger F., 2007, *Handbook of Optical Systems, Volume 3, Aberration Theory and Correction of Optical Systems*. Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, https://www.pdfdrive.com/handbook-of-optical-systems-volume-3-aberration-theory-and-correction-of-optical-systems-e17534html 36, 37

Großschedl J. E., Alves J., Meingast S., Herbst-Kiss G., 2021, *3D dynamics of the Orion cloud complex. Discovery of coherent radial gas motions at the 100-pc scale*, A&A, 647, A91 366

Guillot T., 2005, *THE INTERIORS OF GIANT PLANETS: Models and Outstanding Questions*, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 33, 493 231

Gunde-Cimerman N., Zalar P., Hoog S. d., Plemenitaš A., 2000, *Hypersaline waters in salterns : natural ecological niches for halophilic black yeasts*, FEMS microbiology, ecology, 32, 235 413

Gunde-Cimerman N., Sonjak S., Zalar P., Frisvad J. C., Diderichsen B., Plemenitaš A., 2003, *Extremophilic fungi in arctic ice : a relationship between adaptation to low temperature and water activity*, Physics and chemistry of the earth, 28, 1273 413

Gurzadyan G. A., 1997, *The Physics and Dynamics of Planetary Nebulae*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-642-08245-0 333, 334

HI4PI Collaboration et al., 2016, *HI4PI: A full-sky H I survey based on EBHIS and GASS*, A&A, 594, A116 363

Haberreiter M., Schmutz W., Kosovichev A. G., 2008, *Solving the Discrepancy between the Seismic and Photospheric Solar Radius*, ApJ, 675, L53 122

Hagen N., Dereniak E. L., 2008, *Gaussian profile estimation in two dimensions*, Applied Optics, 47, 6842 83

Hagen N., Kupinski M., Dereniak E. L., 2007, *Gaussian profile estimation in one dimension*, Applied Optics, 46, 5374 83, 86

Hajduk M., van Hoof P. A. M., Zijlstra A. A., 2015, *Evolution of the central stars of young planetary nebulae*, A&A, 573, A65 333

Halverson S., et al., 2016, *A comprehensive radial velocity error budget for next generation Doppler spectrometers*, v Evans C. J., Simard L., Takami H., (uredniki), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 9908, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI. str. 99086P (arXiv:1607.05634), doi:10.1117/12.2232761 386

Hambleton K., et al., 2018, *KIC 8164262: a heartbeat star showing tidally induced pulsations with resonant locking*, MNRAS, 473, 5165 301

Hamuy M., 2003, *Observed and Physical Properties of Core-Collapse Supernovae*, ApJ, 582, 905 287

Han Z., 1998, *The formation of double degenerates and related objects*, MNRAS, 296, 1019 315

Harris J., Zaritsky D., 2006, *Spectroscopic Survey of Red Giants in the Small Magellanic Cloud. I. Kinematics*, AJ, 131, 2514 364

Hartman J. D., et al., 2011, *HAT-P-32b and HAT-P-33b: Two Highly Inflated Hot Jupiters Transiting High-jitter Stars*, ApJ, 742, 59 390

Hatzes A. P., Rauer H., 2015, *A Definition for Giant Planets Based on the Mass-Density Relationship*, ApJ Lett., 810, L25 383

Hawking S. W., 1975, *Particle creation by black holes*, Communications in Mathematical Physics, 43, 199 357

Hayes W. B., 2007, *Is the outer Solar System chaotic?*, Nature Physics, 3, 689 248

Heger M. L., 1922, *Further study of the sodium lines in class B stars*, Lick Observatory Bulletin, 10, 141 375

Helled R., et al., 2014, *Giant Planet Formation, Evolution, and Internal Structure*, v Beuther H., Klessen R. S., Dullemond C. P., Henning T., (uredniki), Protostars and Planets VI. str. 643–665 (arXiv:1311.1142), doi:10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch028 231

Hellinger P., TráVníček P. M., Štverák Š., Matteini L., Velli M., 2013, *Proton thermal energetics in the solar wind: Helios reloaded*, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 118, 1351 242

Herrick R. R., Hensley S., 2023, *Surface changes observed on a Venusian volcano during the Magellan mission*, Science, 379, 1205 237

Hertzsprung E., 1929, *The Pleiades (George Darwin Lecture)*, MNRAS, 89, 660 249

Hester J. J., 2008, *The Crab Nebula : an astrophysical chimera.*, ARA&A, 46, 127 358, 359

Hewish A., 2008, *Background to Discovery: Some Recollections*, v Bassa C., Wang Z., Cumming A., Kaspi V. M., (uredniki), American Institute of Physics Conference Series Vol. 983, 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More. str. 3–7, doi:10.1063/1.2900264 348

Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A., 1968, *Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source*, Nature, 217, 709 348

Higuchi A., 2020, *Anisotropy of Long-period Comets Explained by Their Formation Process*, AJ, 160, 134 219

Hirschi R., Arnett D., Cristini A., Georgy C., Meakin C., Walkington I., 2017, *Progenitors of Core-Collapse Supernovae*, v Marcowith A., Renaud M., Dubner G., Ray A., Bykov A., (uredniki), Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium Vol. 331, Supernova 1987A:30 years later - Cosmic Rays and Nuclei from Supernovae and their Aftermaths. str. 1–10 (arXiv:1802.07503), doi:10.1017/S1743921317004896 279

Ho W. C. G., Kaplan D. L., Chang P., van Adelsberg M., Potekhin A. Y., 2007, *Magnetic hydrogen atmosphere models and the neutron star RX J1856.5-3754*, MNRAS, 375, 821 352

Holman M. J., Wiegert P. A., 1999, *Long-Term Stability of Planets in Binary Systems*, AJ, 117, 621 402

Horedt G. P., 1986, *Seven-Digit Tables of Lane-Emden Functions*, Astrophys. & Space Sci., 126, 357 281

Hoskin P. W. O., 2005, *Trace-element composition of hydrothermal zircon and the alteration of Hadean zircon from the Jack Hills, Australia*, Geochimica et Cosmochimica Acta, 69, 637 137

Howe R., 2003, *The internal rotation of the Sun*, v Sawaya-Lacoste H., (urednik), ESA Special Publication Vol. 517, GONG+ 2002. Local and Global Helioseismology: the Present and Future. str. 81–86 123

Hoyle F., 1954, *On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS.I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel.*, ApJS, 1, 121 142

Hoyle F., Fowler W. A., 1960, *Nucleosynthesis in Supernovae.*, ApJ, 132, 565 283

Hubbard W. B., 1980, *Intrinsic luminosities of the Jovian planets.*, Reviews of Geophysics and Space Physics, 18, 1 232

Hubbard W. B., Burrows A., Lunine J. I., 2002, *Theory of Giant Planets*, ARA&A, 40, 103 231

Hubble E. P., 1936, *Realm of the Nebulae*. Oxford Universiry Press 266

IceCube Collaboration et al., 2018a, *Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert*, Science, 361, 147 152

IceCube Collaboration, Fermi-LAT Collaboration, MAGIC Collaboration, HAWC Collaboration, H. E. S. S. Collaboration, VERITAS Collaboration, VLA/B Team 2018b, *Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A*, Science, 361, eaat1378 152

Iess L., et al., 2019, *Measurement and implications of Saturn's gravity field and ring mass*, Science, 364, aat2965 206

Igoshev A. P., Perets H., Hallakoun N., 2023, *Hyper-runaway and hypervelocity white dwarf candidates in Gaia Data Release 3: Possible remnants from Ia/Iax supernova explosions or dynamical encounters*, MNRAS, 518, 6223 315

Inutsuka S.-i., Miyama S. M., 1997, *A Production Mechanism for Clusters of Dense Cores*, ApJ, 480, 681 267

Izmodenov V. V., Alexashov D. B., 2015, *Three-dimensional Kinetic-MHD Model of the Global Heliosphere with the Heliopause-surface Fitting*, ApJS, 220, 32 241, 242, 378

Jao W.-C., Henry T. J., Gies D. R., Hambly N. C., 2018, *A Gap in the Lower Main Sequence Revealed by Gaia Data Release 2*, ApJ Lett., 861, L11 274

Jenniskens P., et al., 2016, *The established meteor showers as observed by CAMS*, Icarus, 266, 331 222

Jenniskens P., Popova O. P., Glazachev D. O., Podobnaya E. D., Kartashova A. P., 2019, *Tunguska eyewitness accounts, injuries, and casualties*, Icarus, 327, 4 224

Jorgensen J. L., Benn M., Connerney J. E. P., Denver T., Jorgensen P. S., Andersen A. C., Bolton S. J., 2021, *Distribution of Interplanetary Dust Detected by the Juno Spacecraft and Its Contribution to the Zodiacal Light*, Journal of Geophysical Research (Planets), 126, e06509 223

Joyce G. F., Deamer D. W., Fleischaker G., 1994, *Origins of Life: The Central Concepts*. Jones and Bartlett, Boston 410

Kachelrieß M., Neronov A., Semikoz D. V., 2015, *Signatures of a Two Million Year Old Supernova in the Spectra of Cosmic Ray Protons, Antiprotons, and Positrons*, Phys. Rev. Lett., 115, 181103

Kaltenegger L., 2017, *How to Characterize Habitable Worlds and Signs of Life*, ARA&A, 55, 433 419

Kambič B., 2001, *Zvezdni atlas za epoho 2000 : severna in južna polobla z zvezdami do 6,5 magnitude*. Cambio, Ljubljana, ISBN 9616403133 9789616403139 117

Käpylä P. J., 2021, *Star-in-a-box simulations of fully convective stars*, A&A, 651, A66 274

Karakas A. I., 2010, *Updated stellar yields from asymptotic giant branch models*, MNRAS, 403, 1413 278

Kasen D., Woosley S. E., 2009, *Type II Supernovae: Model Light Curves and Standard Candle Relationships*, ApJ, 703, 2205 286, 287

Kawaler S. D., 2003, *White Dwarf Rotation: Observations and Theory*, v Maeder A., Eenens P., (uredniki), Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium Vol. 215, Stellar Rotation. str. 1–10 (`arXiv:astro-ph/0301539`), doi:10.48550/arXiv.astro-ph/0301539 347

Kegerreis J. A., Ruiz-Bonilla S., Eke V. R., Massey R. J., Sandnes T. D., Teodoro L. F. A., 2022, *Immediate Origin of the Moon as a Post-impact Satellite*, ApJ Lett., 937, L40 247

Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Schilbach E., Röser S., Scholz R. D., 2013, *Global survey of star clusters in the Milky Way. II. The catalogue of basic parameters*, A&A, 558, A53 324

Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Schilbach E., Röser S., Scholz R. D., 2016, *Global survey of star clusters in the Milky Way. V. Integrated JHK_S magnitudes and luminosity functions*, A&A, 585, A101 324

Khurana K. K., Jia X., Kivelson M. G., Nimmo F., Schubert G., Russell C. T., 2011, *Evidence of a Global Magma Ocean in Io's Interior*, Science, 332, 1186 239

Kirk B., et al., 2016, *Kepler Eclipsing Binary Stars. VII. The Catalog of Eclipsing Binaries Found in the Entire Kepler Data Set*, AJ, 151, 68 300, 301

Kjeldsen H., Bedding T. R., 1995, *Amplitudes of stellar oscillations: the implications for asteroseismology.*, A&A, 293, 87 157

Klein H. P., 1999, *Did Viking Discover Life on Mars?*, Origins of Life and Evolution of the Biosphere, 29, 625 416

Knigge C., Baraffe I., Patterson J., 2011, *The Evolution of Cataclysmic Variables as Revealed by Their Donor Stars*, ApJS, 194, 28 308, 311, 312

Könyves V., et al., 2015, *A census of dense cores in the Aquila cloud complex: SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey*, A&A, 584, A91 268

Kos J., 2017, *Spatial structure of several diffuse interstellar band carriers*, MNRAS, 468, 4255 83, 376

Kos J., et al., 2013, *Diffuse Interstellar Band at 8620 Å in RAVE: A New Method for Detecting the Diffuse Interstellar Band in Spectra of Cool Stars*, ApJ, 778, 86 376

Kos J., et al., 2014, *Pseudo-three-dimensional maps of the diffuse interstellar band at 862 nm*, Science, 345, 791 376

Kos J., et al., 2018a, *The GALAH survey: chemical tagging of star clusters and new members in the Pleiades*, MNRAS, 473, 4612 327

Kos J., et al., 2018b, *Holistic spectroscopy: complete reconstruction of a wide-field, multiobject spectroscopic image using a photonic comb*, MNRAS, 480, 5475 80

Koyama K., Petre R., Gotthelf E. V., Hwang U., Matsuura M., Ozaki M., Holt S. S., 1995, *Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006*, Nature, 378, 255 359

Kozai Y., 1959, *The motion of a close earth satellite*, AJ, 64, 367 183

Kozai Y., 1962, *Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity*, AJ, 67, 591 320

Krasinsky G. A., Pitjeva E. V., Vasilyev M. V., Yagudina E. I., 2002, *Hidden Mass in the Asteroid Belt*, Icarus, 158, 98 210

Krause J., Trappe T., 2023, *Potovanje naših genov (prevod: Die Reise unserer Gene)*. Mladinska knjiga, Ljubljana 11

Krausse S. C., 1969, *Apollo/Saturn V postflight trajectory - AS-506*. NASA Document, D5-15560-6, https://ia600304.us.archive.org/13/items/nasa_techdoc_19920075301/19920075301.pdf 191

Kroupa P., 2002, *The Initial Mass Function of Stars: Evidence for Uniformity in Variable Systems*, Science, 295, 82 271

Kunkel W., et al., 1987, *Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, IAU Circular, 4316, 1 339

Kuwamura S., Ono S., Miura N., Tsumuraya F., Sakamoto M., Baba N., 2020, *Error correction and evaluation in astronomical speckle interferometry with low-light CCD camera*, Optical Review, 27, 498 49

LIGO Scientific Collaboration et al., 2015, *Advanced LIGO*, Classical and Quantum Gravity, 32, 074001 318

Lang K. R., 2011, *The Cambridge Guide to the Solar System*. Cambridge University Press 240, 241, 242

Laskar J., Gastineau M., 2009, *Existence of collisional trajectories of Mercury, Mars and Venus with the Earth*, Nature, 459, 817 135

Lasue J., Levasseur-Regourd A.-C., Renard J.-B., 2020, *Zodiacal light observations and its link with cosmic dust: A review*, Planetary & Space Sci., 190, 104973 223

Latković O., Čeki A., Lazarević S., 2021, *Statistics of 700 Individually Studied W UMa Stars*, ApJS, 254, 10 319

Lattimer J. M., Prakash M., 2004, *The Physics of Neutron Stars*, Science, 304, 536 284, 350

Leahy D. A., Leahy J. C., 2015, *A calculator for Roche lobe properties*, Computational Astrophysics and Cosmology, 2, 4 305

Leavitt H. S., Pickering E. C., 1912, *Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud.*, Harvard College Observatory Circular, 173, 1 265

Levison H. F., Morbidelli A., Van Laerhoven C., Gomes R., Tsiganis K., 2008, *Origin of the structure of the Kuiper belt during a dynamical instability in the orbits of Uranus and Neptune*, Icarus, 196, 258 213, 214, 216

Lewis J. S., 2004, *Physics and chemistry of the solar system*. Elsevier/Academic Press, ISBN 0-12-446744-X, `http://geosci.uchicago.edu/~kite/doc/Lewis_2004.pdf` 199, 232, 233

Li A., Draine B. T., 2001, *Infrared Emission from Interstellar Dust. II. The Diffuse Interstellar Medium*, ApJ, 554, 778 372

Liu J., Nowaczyk N. R., Panovska S., Korte M., Arz H. W., 2020, *The Norwegian-Greenland Sea, the Laschamps, and the Mono Lake Excursions Recorded in a Black Sea Sedimentary Sequence Spanning From 68.9 to 14.5 ka*, Journal of Geophysical Research (Solid Earth), 125, e2019JB019225 244, 245

Livio M., Pringle J. E., 1998, *The Rotation Rates of White Dwarfs and Pulsars*, ApJ, 505, 339 347

Loll A. M., Desch S. J., Scowen P. A., Foy J. P., 2013, *Observations of the Crab Nebula's Asymmetrical Development*, ApJ, 765, 152 359

Lopez O., Kanj A., Pottie P.-E., Rovera D., Achkar J., Chardonnet C., Amy-Klein A., Santarelli G., 2013, *Simultaneous remote transfer of accurate timing and optical frequency over a public fiber network*, Applied Physics B: Lasers and Optics, 110, 3 45

Lowry S. C., et al., 2007, *Direct Detection of the Asteroidal YORP Effect*, Science, 316, 272 211

Lu E. T., Love S. G., 2005, *Gravitational tractor for towing asteroids*, Nature, 438, 177 229

Luger R., et al., 2017, *A seven-planet resonant chain in TRAPPIST-1*, Nature Astronomy, 1, 0129 393, 394

Luhman K. L., 2023, *A Census of the Taurus Star-forming Region and Neighboring Associations with Gaia*, AJ, 165, 37 328

Lund M. N., et al., 2017, *Standing on the Shoulders of Dwarfs: the Kepler Asteroseismic LEGACY Sample. I. Oscillation Mode Parameters*, ApJ, 835, 172 264

Madhusudhan N., 2019, *Exoplanetary Atmospheres: Key Insights, Challenges, and Prospects*, ARA&A, 57, 617 418

Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M., 2005, *The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue*, AJ, 129, 1993 349, 350

Manser C. J., et al., 2019, *A planetesimal orbiting within the debris disc around a white dwarf star*, Science, 364, 66 395, 396

Maoz D., 2016, *Astrophysics in a Nutshell. Second Edition.* Princeton University Press, ISBN 9780691164793 353

Maoz D., Mannucci F., Nelemans G., 2014, *Observational Clues to the Progenitors of Type Ia Supernovae*, ARA&A, 52, 107 338, 339

Margon B., 1984, *Observations of SS 433*, ARA&A, 22, 507 315

Margot J.-L., et al., 2018, *A Search for Technosignatures from 14 Planetary Systems in the Kepler Field with the Green Bank Telescope at 1.15-1.73 GHz*, AJ, 155, 209 420

Marino R. A., et al., 2013, *Integral field spectroscopy and multi-wavelength imaging of the nearby spiral galaxy NGC 5668: a case for MEGARA*, v Guirado J. C., Lara L. M., Quilis V., Gorgas J., (uredniki), Highlights of Spanish Astrophysics VII. str. 262–268 77

Marsh T. R., Robinson E. L., Wood J. H., 1994, *Spectroscopy of A 0620-00 : the mass of the black hole and an image of its accretion disc.*, MNRAS, 266, 137 298

Martinez L., Bersten M. C., Anderson J. P., González-Gaitán S., Förster F., Folatelli G., 2020, *Progenitor properties of type II supernovae: fitting to hydrodynamical models using Markov chain Monte Carlo methods*, A&A, 642, A143 279

Martins J. H. C., et al., 2015, *Evidence for a spectroscopic direct detection of reflected light from <ASTROBJ>51 Pegasi b</ASTROBJ>*, A&A, 576, A134 388

Marty B., 2012, *The origins and concentrations of water, carbon, nitrogen and noble gases on Earth*, Earth and Planetary Science Letters, 313, 56 219

Matese J., Whitmire D., 1996, *Tidal Imprint of Distant Galactic Matter on the Oort Comet Cloud*, ApJ Lett., 472, L41 219

Mayor M., Queloz D., 1995, *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*, Nature, 378, 355 385, 387

Mayor M., et al., 2011, *The HARPS search for southern extra-solar planets XXXIV. Occurrence, mass distribution and orbital properties of super-Earths and Neptune-mass planets*, arXiv e-prints, str. arXiv:1109.2497 405, 406

Mazzali P. A., Röpke F. K., Benetti S., Hillebrandt W., 2007, *A Common Explosion Mechanism for Type Ia Supernovae*, Science, 315, 825 282, 283

McCall B. J., Griffin R. E., 2013, *On the discovery of the diffuse interstellar bands*, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 469, 20120604 375

McCarthy D. D., Seidelmann P. K., 2009, *Time: From Earth Rotation to Atomic Physics*. Wiley-VCH, Weinheim, Germany, ISBN 978-3-527-40780-4 45

McClintock J. E., Remillard R. A., 1986, *The Black Hole Binary A0620-00*, ApJ, 308, 110 298

McComas D. J., et al., 2015, *Local Interstellar Medium: Six Years of Direct Sampling by IBEX*, ApJS, 220, 22

McComas D. J., Rankin J. S., Schwadron N. A., Swaczyna P., 2019, *Termination Shock Measured by Voyagers and IBEX*, ApJ, 884, 145 242

McKay D. S., et al., 1996, *Search for Past Life on Mars: Possible Relic Biogenic Activity in Martian Meteorite ALH84001*, Science, 273, 924 416

McMillan P. J., 2017, *The mass distribution and gravitational potential of the Milky Way*, MNRAS, 465, 76 369, 425, 426

Meech K. J., et al., 2017, *A brief visit from a red and extremely elongated interstellar asteroid*, Nature, 552, 378 219

Merle T., et al., 2022, *A spectroscopic quadruple as a possible progenitor of sub-Chandrasekhar type Ia supernovae*, Nature Astronomy, 6, 681 321, 339

Merrill P. W., 1936, *Stationary Lines in the Spectrum of the Binary Star Boss 6142*, ApJ, 83, 126 375

Micheli M., et al., 2018, *Non-gravitational acceleration in the trajectory of 1I/2017 U1 ('Oumuamua)*, Nature, 559, 223 220

Milisavljevic D., et al., 2014, *Interaction between the Broad-lined Type Ic Supernova 2012ap and Carriers of Diffuse Interstellar Bands*, ApJ Lett., 782, L5 376

Miller Bertolami M. M., 2016, *New models for the evolution of post-asymptotic giant branch stars and central stars of planetary nebulae*, A&A, 588, A25 278, 334

Miret-Roig N., et al., 2022, *A rich population of free-floating planets in the Upper Scorpius young stellar association*, Nature Astronomy, 6, 89 396

Mittmannsgruber M., Kavassilas Z., Spangl B., Gruber E., Jagg E., J.G. Z., 2024, *Artificial light at night reduces earthworm activity but increases growth of invasive ragweed*, BMC Ecology and Evolution, 24, 10 58

Miyama S. M., Narita S., Hayashi C., 1987, *Fragmentation of Isothermal Sheet-Like Clouds. I — Solutions of Linear and Second-Order Perturbation Equations—*, Progress of Theoretical Physics, 78, 1051 268

Mlinar E., Zwitter T., 2024, *Determining cosmological growth parameter for stellar-mass black holes*, MNRAS, 528, 3000 314, 352

Mooley K. P., Anderson J., Lu W., 2022, *Optical superluminal motion measurement in the neutron-star merger GW170817*, Nature, 610, 273 316

Morgan W. W., Keenan P. C., Kellman E., 1943, *An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification*. Astrophys. monographs, Univ. Chicago Press, `https://ned.ipac.caltech.edu/level5/ASS_Atlas/frames.html` 257

Moro D., Munari U., 2000, *The Asiago Database on Photometric Systems (ADPS). I. Census parameters for 167 photometric systems*, A&AS, 147, 361 64

Morton D. C., 1991, *Atomic Data for Resonance Absorption Lines. I. Wavelengths Longward of the Lyman Limit*, ApJS, 77, 119

Morton D. C., 2003, *Atomic Data for Resonance Absorption Lines. III. Wavelengths Longward of the Lyman Limit for the Elements Hydrogen to Gallium*, ApJS, 149, 205 368

Motta S. E., Belloni T. M., Stella L., Muñoz-Darias T., Fender R., 2014, *Precise mass and spin measurements for a stellar-mass black hole through X-ray timing: the case of GRO J1655-40*, MNRAS, 437, 2554 352

Munari U., 2019, *The Symbiotic Stars*. published in "The Impact of Binary Stars on Stellar Evolution", G. Beccari and M.J. Boffin eds., Cambridge Univ. Press., Cambridge Astrophysical Series vol. 54, pg. 77, doi:10.48550/arXiv.1909.01389, `https://arxiv.org/abs/1909.01389` 312

Munari U., Zwitter T., 1997, *Equivalent width of NA I and K I lines and reddening.*, A&A, 318, 269 369

Munari U., Zwitter T., 2002, *A multi-epoch spectrophotometric atlas of symbiotic stars*, A&A, 383, 188 334

Munari U., Zwitter T., Mikuz H., 1995, *The starburst galaxy PG 1136+581=Mkn 1450 misclassified as a cataclysmic variable.*, A&A, 296, 310 336

Munari U., et al., 2002, *The mysterious eruption of V838 Mon*, A&A, 389, L51 341

Murphy S. J., Moe M., Kurtz D. W., Bedding T. R., Shibahashi H., Boffin H. M. J., 2018, *Finding binaries from phase modulation of pulsating stars with Kepler: V. Orbital parameters, with eccentricity and mass-ratio distributions of 341 new binaries*, MNRAS, 474, 4322 301, 302

Muzic K., Almendros-Abad V., Bouy H., Kubiak K., Peña Ramírez K., Krone-Martins A., Moitinho A., Conceição M., 2022, *Stellar population of the Rosette Nebula*, v Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun. Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun. str. 50, doi:10.5281/zenodo.7380837 330

Neopane S., Bhargava K., Fisher R., Ferrari M., Yoshida S., Toonen S., Bravo E., 2022, *Near-Chandrasekhar-mass Type Ia Supernovae from the Double-degenerate Channel*, ApJ, 925, 92 316

Neugebauer M., et al., 2007, *Encounter of the Ulysses Spacecraft with the Ion Tail of Comet MCNaught*, ApJ, 667, 1262 215

Neuhäuser R., Gießler F., Hambaryan V. V., 2020, *A nearby recent supernova that ejected the runaway star ζ Oph, the pulsar PSR B1706-16, and ^{60}Fe found on Earth*, MNRAS, 498, 899 380, 381

Ng Y. K., Bertelli G., 1998, *Revised ages for stars in the solar neighbourhood*, A&A, 329, 943 271

Nguyen C. T., et al., 2022, *PARSEC V2.0: Stellar tracks and isochrones of low- and intermediate-mass stars with rotation*, A&A, 665, A126 326

Niemann H. B., et al., 2005, *The abundances of constituents of Titan's atmosphere from the GCMS instrument on the Huygens probe*, Nature, 438, 779 240

Niikura H., Takada M., Yokoyama S., Sumi T., Masaki S., 2019, *Constraints on Earth-mass primordial black holes from OGLE 5-year microlensing events*, Phys. Rev. D, 99, 083503 357

Nilipour A., Davenport J. R. A., Croft S., Siemion A. P. V., 2023, *Signal Synchronization Strategies and Time Domain SETI with Gaia DR3*, AJ, 166, 79 420

Nitschelm C., 1988, *Theoretical transmittance in the near UV, visible and near IR through the earth atmosphere for several observatories*, A&AS, 74, 67 58

Nomoto K., Thielemann F. K., Yokoi K., 1984, *Accreting white dwarf models for type I supern. III. Carbon deflagration supernovae.*, ApJ, 286, 644 283

Nordlund Å., Stein R. F., Asplund M., 2009, *Solar Surface Convection*, Living Reviews in Solar Physics, 6, 2 146

Ochsendorf B. B., Brown A. G. A., Bally J., Tielens A. G. G. M., 2015, *Nested Shells Reveal the Rejuvenation of the Orion-Eridanus Superbubble*, ApJ, 808, 111 366

Oguri M., 2019, *Strong gravitational lensing of explosive transients*, Reports on Progress in Physics, 82, 126901

Ohtsuki K., Kawamura H., Hirata N., Daisaka H., Kimura H., 2020, *Size of the smallest particles in Saturn's rings*, Icarus, 344, 113346 206

Owen T., 1980, *The Search for Early Forms of Life in Other Planetary Systems - Future Possibilities Afforded by Spectroscopic Techniques*, v Papagiannis M. D., (urednik), Astrophysics and Space Science Library Vol. 83, Strategies for the Search for Life in the Universe. str. 177, doi:10.1007/978-94-009-9115-6_17 419

Özel F., Psaltis D., Narayan R., Santos Villarreal A., 2012, *On the Mass Distribution and Birth Masses of Neutron Stars*, ApJ, 757, 55 284

Pacini F., 1967, *Energy Emission from a Neutron Star*, Nature, 216, 567 348

Paczyński B., 1967, *Gravitational Waves and the Evolution of Close Binaries*, Acta Astronomica, 17, 287 311

Paganini L., Villanueva G., Roth L., Mandell A., Hurford T., Retherford K., Mumma M., 2019, *Global measurements of water on Europa at infrared wavelengths*, v EPSC-DPS Joint Meeting 2019. str. EPSC–DPS2019–1033 417

Panagia N., 1998, *New distance determination to the LMC*, Mem. Soc. A. It., 69, 225 340

Parker Q. A., 2022, *Planetary nebulae and how to find them: A concise review*, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 9, 895287 334

Parker Q. A., Bojičić I. S., Frew D. J., 2016, *HASH: the Hong Kong/AAO/Strasbourg Hα planetary nebula database*, v Journal of Physics Conference Series. str. 032008 (arXiv:1603.07042), doi:10.1088/1742-6596/728/3/032008 335

Parsons S. G., et al., 2012, *A precision study of two eclipsing white dwarf plus M dwarf binaries*, MNRAS, 420, 3281 297

Patterson C., 1956, *Age of meteorites and the earth*, Geochimica et Cosmochimica Acta, 10, 230 138

Paxton B., et al., 2015, *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Binaries, Pulsations, and Explosions*, ApJS, 220, 15 265

Payne C. H., 1925, PhD thesis, RADCLIFFE COLLEGE. 254

Pearson S. G., McCaughrean M. J., 2023, *Jupiter Mass Binary Objects in the Trapezium Cluster*, arXiv e-prints, str. arXiv:2310.01231 396

Pepe F., et al., 2021, *ESPRESSO at VLT. On-sky performance and first results*, A&A, 645, A96 388

Perego A., et al., 2022, *Production of Very Light Elements and Strontium in the Early Ejecta of Neutron Star Mergers*, ApJ, 925, 22 316

Perets H. B., Fabrycky D. C., 2009, *On the Triple Origin of Blue Stragglers*, ApJ, 697, 1048 327, 328

Pernicka E., et al., 2020, *Why the Nebra Sky Disc Dates to the Early Bronze Age. An Overview of the Interdisciplinary Results*, Archaeologia Austriaca, 104, 89 11

Phillips M. M., 1993, *The Absolute Magnitudes of Type IA Supernovae*, ApJ Lett., 413, L105 338

Picchi P., Shore S. N., Harvey E. J., Berdyugin A., 2020, *An optical spectroscopic and polarimetric study of the microquasar binary system SS 433*, A&A, 640, A96

Pineda J. E., et al., 2022, *From Bubbles and Filaments to Cores and Disks: Gas Gathering and Growth of Structure Leading to the Formation of Stellar Systems*, arXiv e-prints, str. arXiv:2205.03935 267, 269

Pitjeva E. V., Pitjev N. P., 2018, *Masses of the Main Asteroid Belt and the Kuiper Belt from the Motions of Planets and Spacecraft*, Astronomy Letters, 44, 554 209, 213

Planck M., 1901, *Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum*, Annalen der Physik, 309, 553 125

Planck Collaboration et al., 2014, *Planck 2013 results. XIII. Galactic CO emission*, A&A, 571, A13 363

Podsiadlowski P., Rappaport S., Pfahl E. D., 2002, *Evolutionary Sequences for Low- and Intermediate-Mass X-Ray Binaries*, ApJ, 565, 1107 313

Pollack H. N., Hurter S. J., Johnson J. R., 1993, *Heat flow from the earth's interior - Analysis of the global data set*, Reviews of Geophysics, 31, 267 236

Porco C., DiNino D., Nimmo F., 2014, *How the Geysers, Tidal Stresses, and Thermal Emission across the South Polar Terrain of Enceladus are Related*, AJ, 148, 45 238

Pravec P., Harris A. W., 2007, *Binary asteroid population. 1. Angular momentum content*, Icarus, 190, 250 209

Prša A., 2005, PhD thesis, University of Ljubljana, Slovenia 304

Prša A., Zwitter T., 2005, *A Computational Guide to Physics of Eclipsing Binaries. I. Demonstrations and Perspectives*, ApJ, 628, 426 303

Prša A., et al., 2016, *Physics Of Eclipsing Binaries. II. Toward the Increased Model Fidelity*, ApJS, 227, 29 303

Prša A., 2018, *Modeling and Analysis of Eclipsing Binary Stars*. 2514-3433, IOP Publishing, doi:10.1088/978-0-7503-1287-5, https://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-1287-5 290, 300, 304

Qian S.-B., Zhu L.-Y., Liu L., Zhang X.-D., Shi X.-D., He J.-J., Zhang J., 2020, *Contact binaries at different evolutionary stages*, Research in Astronomy and Astrophysics, 20, 163 319

Qin Y., Marchant P., Fragos T., Meynet G., Kalogera V., 2019, *On the Origin of Black Hole Spin in High-mass X-Ray Binaries*, ApJ Lett., 870, L18 314

Quintero Noda C., Shimizu T., Suematsu Y., 2016, *Analysis of horizontal flows in the solar granulation*, MNRAS, 457, 1703 147

Rabl G., Dvorak R., 1988, *Satellite-type planetary orbits in double stars : a numerical approach.*, A&A, 191, 385 402

Rafikov R. R., 2018, *Spin Evolution and Cometary Interpretation of the Interstellar Minor Object 1I/2017 'Oumuamua*, ApJ Lett., 867, L17 220

Raghavan D., Henry T. J., Mason B. D., Subasavage J. P., Jao W.-C., Beaulieu T. D., Hambly N. C., 2006, *Two Suns in The Sky: Stellar Multiplicity in Exoplanet Systems*, ApJ, 646, 523 402

Raghavan D., et al., 2010, *A Survey of Stellar Families: Multiplicity of Solar-type Stars*, ApJS, 190, 1 303

Rajšp V., 1988, *Čarovniški procesi na Slovenskem*, Zgodovinski časopis, 42, 8 21

Ramaty R., Lingenfelter R. E., 1977, ^{26}*Al: a galactic source of gamma-ray line emission.*, ApJ Lett., 213, L5 378

Reig P., 2011, *Be/X-ray binaries*, Astrophys. & Space Sci., 332, 1 313

Reiners A., Mrotzek N., Lemke U., Hinrichs J., Reinsch K., 2016, *The IAG solar flux atlas: Accurate wavelengths and absolute convective blueshift in standard solar spectra*, A&A, 587, A65 124

Ren T., Garrett M. A., Siemion A. P. V., 2024, *Background Contamination of the Project Hephaistos Dyson Spheres Candidates*, Research Notes of the American Astronomical Society, 8, 145 422

Renedo I., Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., Romero A. D., Córsico A. H., Rohrmann R. D., García-Berro E., 2010, *New Cooling Sequences for Old White Dwarfs*, ApJ, 717, 183 345

Reynolds R. J., 1976, *Observations of the Gum nebula with a Fabry-Perot spectrometer.*, ApJ, 203, 151 331

Rhoades C. E., Ruffini R., 1974, *Maximum Mass of a Neutron Star*, Phys. Rev. Lett., 32, 324 284

Richards M. T., Agafonov M. I., Sharova O. I., 2012, *New Evidence of Magnetic Interactions between Stars from Three-dimensional Doppler Tomography of Algol Binaries: β PER and RS VUL*, ApJ, 760, 8 319

Richardson D., Branch D., Casebeer D., Millard J., Thomas R. C., Baron E., 2002, *A Comparative Study of the Absolute Magnitude Distributions of Supernovae*, AJ, 123, 745 338

Rickett B., 2001, *Radio Sources and Scintillation*. Springer Netherlands, Dordrecht, str. 5–10, doi:10.1007/978-94-010-1001-6_1, https://doi.org/10.1007/978-94-010-1001-6_1 348

Riley T. E., et al., 2019, *A NICER View of PSR J0030+0451: Millisecond Pulsar Parameter Estimation*, ApJ Lett., 887, L21 351

Rinaldi M., Mikhail S., Sverjensky D. A., 2024, *Metasomatism is a source of methane on Mars*, Earth and Planetary Science Letters, 634, 118672 416

Ripepi V., et al., 2022, *Gaia DR3: Specific processing and validation of all-sky RR Lyrae and Cepheid stars – The Cepheid sample*, arXiv e-prints, str. arXiv:2206.06212 265

Roberts M. S., 1962, *The galactic distribution of the Wolf-Rayet stars.*, AJ, 67, 79 336

Romero G. E., Boettcher M., Markoff S., Tavecchio F., 2017, *Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei and Microquasars*, Space Sci. Rev. , 207, 5 315

Rosenberg H., 1910, *Über den Zusammenhang von Helligkeit und Spektraltypus in den Plejaden*, Astronomische Nachrichten, 186, 71 249

Russell H. N., 1914, *Relations Between the Spectra and Other Characteristics of the Stars*, Popular Astronomy, 22, 275 249

Sadakane K., 1981, *Abundance analyses of 21 Peg (B9.5V) and HR 7338 (A0III)*, Pub. Astr. Soc. Pacific, 93, 587 260

Saha M. N., 1921, *On a Physical Theory of Stellar Spectra*, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 99, 135 254

Sahai R., Zijlstra A., Bujarrabal V., te Lintel Hekkert P., 1999, *Unraveling the Structure of Aspherical Proto-Planetary Nebulae. I. Hubble Space Telescope Imaging and Hydroxyl Maser Line Observations of Roberts 22*, AJ, 117, 1408 336

Salasnich B., Girardi L., Weiss A., Chiosi C., 2000, *Evolutionary tracks and isochrones for alpha -enhanced stars*, A&A, 361, 1023 259, 271, 272, 277

Sanchez-Lavega A., 2011, *An Introduction to Planetary Atmospheres*. Taylor and Francis, https://www.sead.pk/Content/assets/downloads/guide/An%20Introduction%20to%20Planetary%20Atmospheres%20(%20PDFDrive.com%20).pdf 240, 241

Sanduleak N., Stephenson C. B., 1973, *Low-dispersion spectra and galactic distribution of various interesting strong-emission-line objects in the southern Milky Way.*, ApJ, 185, 899 334

Sarkissian J. M., 2001, *On Eagle's Wings: The Parkes Observatory's Support of the Apollo 11 Mission*, Pub. Astr. Soc. Australia, 18, 287 194

Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, *New Grids of Stellar Models from 0.8-SOLAR-MASS to 120-SOLAR-MASSES at Z=0.020 and Z=0.001*, A&AS, 96, 269 278

Schmidt B. E., Blankenship D. D., Patterson G. W., Schenk P. M., 2011, *Active formation of 'chaos terrain' over shallow subsurface water on Europa*, Nature, 479, 502 238

Schneider J., Dedieu C., Le Sidaner P., Savalle R., Zolotukhin I., 2011, *Defining and cataloging exoplanets: the exoplanet.eu database*, A&A, 532, A79 384

Schulreich M. M., Feige J., Breitschwerdt D., 2023, *Numerical studies on the link between radioisotopic signatures on Earth and the formation of the Local Bubble. II. Advanced modelling of interstellar ^{26}Al, ^{53}Mn, ^{60}Fe, and ^{244}Pu influxes as traces of past supernova activity in the solar neighbourhood*, A&A, 680, A39 378, 380

Schulze-Makuch D., Irwin L. N., Guan H., 2002, *Search parameters for the remote detection of extraterrestrial life*, Planetary & Space Sci., 50, 675 412

Schwarzschild K., 1916, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften, str. 189–196 285

Schwieterman E. W., et al., 2018, *Exoplanet Biosignatures: A Review of Remotely Detectable Signs of Life*, Astrobiology, 18, 663 419, 420

Seitz M., Bloßfeld M., Angermann D., Seitz F., 2022, *DTRF2014: DGFI-TUM's International Terrestrial Reference System Realization 2014*, Advances in Space Research, 69, 2391 46

Selsis F., Kaltenegger L., Paillet J., 2008, *Terrestrial exoplanets: diversity, habitability and characterization*, Physica Scripta Volume T, 130, 014032 419

Seward F. D., Gorenstein P., Smith R. K., 2006, *Chandra Observations of the X-Ray Halo around the Crab Nebula*, ApJ, 636, 873 359

Sharma A., et al., 2017, *Across the tree of life, radiation resistance is governed by antioxidant Mn2+, gauged by paramagnetic resonance*, Proc. Nat. Acad. Sci., 114, e9253 413

Shu F. H., 1982, *The Physical Universe*. University Science Books, ISBN 0-935702-05-9, `https://archive.org/details/ThePhysicalUniverseAnIntroductionToAstronomyFrankShu` 207

Silva Aguirre V., et al., 2017, *Standing on the Shoulders of Dwarfs: the Kepler Asteroseismic LEGACY Sample. II.Radii, Masses, and Ages*, ApJ, 835, 173 264

Skrutskie M. F., et al., 2006, *The Two Micron All Sky Survey (2MASS)*, AJ, 131, 1163 363

Slade D., Radman M., 2011, *Oxidative Stress Resistance in Deinococcus radiodurans*, Microbiol Mol Biol Rev, 75, 133 413

Smart W. M., Green R. M., 1977, *Textbook on Spherical Astronomy*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, ISBN 0521291801 172

Smith W. H., Snow T. P. J., York D. G., 1977, *Comments on the origins of the diffuse interstellar bands.*, ApJ, 218, 124 375

Smyth N., Profumo S., English S., Jeltema T., McKinnon K., Guhathakurta P., 2020, *Updated constraints on asteroid-mass primordial black holes as dark matter*, Phys. Rev. D, 101, 063005 357

Sneppen A., Watson D., Bauswein A., Just O., Kotak R., Nakar E., Poznanski D., Sim S., 2023, *Spherical symmetry in the kilonova AT2017gfo/GW170817*, Nature, 614, 436 316

Snodgrass H. B., Ulrich R. K., 1990, *Rotation of Doppler Features in the Solar Photosphere*, ApJ, 351, 309 123

Soderhjelm S., 1980, *Geometry and dynamics of the Algol system*, A&A, 89, 100 319

Söderhjelm S., 2005, *Census of Binaries the Big Picture*, v Turon C., O'Flaherty K. S., Perryman M. A. C., (uredniki), ESA Special Publication Vol. 576, The Three-Dimensional Universe with Gaia. str. 97 289

Sozzetti A., et al., 2006, *A massive planet to the young disc star HD 81040*, A&A, 449, 417 388

Šprajc I., Takeshi I., Aveni A. F., 2023, *Origins of Mesoamerican astronomy and calendar: Evidence from the Olmec and Maya regions*, Science Advances, 9, eabq7675 12

Srama R., et al., 2004, *The Cassini Cosmic Dust Analyzer*, Space Sci. Rev. , 114, 465 379

Stacey F. D., Davis P. M., 2008, *Physics of the Earth*. Cambridge University Press 233, 235, 236

Stahler S. W., Palla F., 2004, *The Formation of Stars*. John Wiley & Sons, Ltd 270

Stein S., Wysession M., 2003, *An Introduction to Seismology, Earthquakes, and Earth Structure*. Blackwell Publishing, Malden, https://pdfcoffee.com/an-introduction-to-seismology-earthquakes-and-earth-structure-stein-and-wysession-blackwell-200 html 233, 237

Steiner A. W., Lattimer J. M., Brown E. F., 2010, *The Equation of State from Observed Masses and Radii of Neutron Stars*, ApJ, 722, 33 284

Steinmetz M., et al., 2006, *The Radial Velocity Experiment (RAVE): First Data Release*, AJ, 132, 1645 77

Steinmetz M., et al., 2020, *The Sixth Data Release of the Radial Velocity Experiment (RAVE). I. Survey Description, Spectra, and Radial Velocities*, AJ, 160, 82 77

Stephenson F. R., Morrison L. V., 1995, *Long-Term Fluctuations in the Earth's Rotation: 700 BC to AD 1990*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 351, 165 18

Stephenson C. B., Sanduleak N., 1977, *New H-alpha emission stars in the Milky Way.*, ApJS, 33, 459 334

Stern S. A., Levison H. F., 2002, *Regarding the criteria for planethood and proposed planetary classification schemes*, Highlights of Astronomy, 12, 205 202

Sternberg A., Hoffmann T. L., Pauldrach A. W. A., 2003, *Ionizing Photon Emission Rates from O- and Early B-Type Stars and Clusters*, ApJ, 599, 1333 365

Stritzinger M., Leibundgut B., 2005, *Lower limits on the Hubble constant from models of type Ia supernovae*, A&A, 431, 423 283

Struve O., 1959, *Elementary astronomy*. Oxford University Press, New York, ISBN ISBN-13: 978-0195010725 256

Suárez Mascareño A., et al., 2020, *Revisiting Proxima with ESPRESSO*, A&A, 639, A77 404

Suazo M., Zackrisson E., Mahto P. K., Lundell F., Nettelblad C., Korn A. J., Wright J. T., Majumdar S., 2024, *Project Hephaistos - II. Dyson sphere candidates from Gaia DR3, 2MASS, and WISE*, MNRAS, 531, 695 422

Sugimoto D., Nomoto K., 1975, *Thermal instability of helium-burning shell in stars evolving toward carbon-detonation supernovae.*, PASJ, 27, 197 282

Sukhbold T., Ertl T., Woosley S. E., Brown J. M., Janka H. T., 2016, *Core-collapse Supernovae from 9 to 120 Solar Masses Based on Neutrino-powered Explosions*, ApJ, 821, 38 285, 286, 287

Swain M. R., Vasisht G., Tinetti G., 2008, *The presence of methane in the atmosphere of an extrasolar planet*, Nature, 452, 329 391

Taff L. G., van Horn H. M., 1974, *Radial pulsations of finite isothermal gas spheres*, MNRAS, 168, 427 155

Tassoul M., 1980, *Asymptotic approximations for stellar nonradial pulsations.*, ApJS, 43, 469 155

Tassoul M., 1990, *Second-Order Asymptotic Approximations for Stellar Nonradial Acoustic Modes*, ApJ, 358, 313 155

Temim T., et al., 2006, *Spitzer Space Telescope Infrared Imaging and Spectroscopy of the Crab Nebula*, AJ, 132, 1610 359

Thiessen F., Nemchin A. A., Snape J. F., Whitehouse M. J., 2019, *U-Pb SIMS ages of Apollo 14 zircon: Identifying distinct magmatic episodes*, Meteoritics & Planetary Sci., 54, 1720 137

Thomas P. C., Tajeddine R., Tiscareno M. S., Burns J. A., Joseph J., Loredo T. J., Helfenstein P., Porco C., 2016, *Enceladus's measured physical libration requires a global subsurface ocean*, Icarus, 264, 37 238

Tisserand P., et al., 2007, *Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds*, A&A, 469, 387 341, 357

Tokovinin A. A., 1997, *MSC - a catalogue of physical multiple stars*, A&AS, 124, 75 320

Tokovinin A., Thomas S., Sterzik M., Udry S., 2006, *Tertiary companions to close spectroscopic binaries*, A&A, 450, 681 320

Torres G., Claret A., Pavlovski K., Dotter A., 2015, *Capella (α Aurigae) Revisited: New Binary Orbit, Physical Properties, and Evolutionary State*, ApJ, 807, 26 293

Traven G., et al., 2015, *The Gaia-ESO Survey: Catalogue of Hα emission stars*, A&A, 581, A52 83, 370

Tremblay P.-E., et al., 2019, *Core crystallization and pile-up in the cooling sequence of evolving white dwarfs*, Nature, 565, 202 345, 346

Triglav Čekada M., 2000, *Meteorji*. Društvo matematikov, fizikov in astronomov Slovenije, knjižica Sigma, št. 68, ISBN - 961-212-172-9, http://zaloznistvo.dmfa.si/sigma/1407.htm 222

Trumpler R. J., 1930, *Preliminary results on the distances, dimensions and space distribution of open star clusters*, Lick Observatory Bulletin, 420, 154 371

Udalski A., Szymanski M., Kaluzny J., Kubiak M., Krzeminski W., Mateo M., Preston G. W., Paczynski B., 1993, *The Optical Gravitational Lensing Experiment. Discovery of the First Candidate Microlensing Event in the Direction of the Galactic Bulge*, Acta Astronomica, 43, 289 397

Udry S., et al., 2007, *The HARPS search for southern extra-solar planets. XI. Super-Earths (5 and 8 M{⊕}) in a 3-planet system*, A&A, 469, L43 388

United States Naval Observatory 2009, *Astronomical Almanac for the Year 2010 and Its Companion, the Astronomical Almanac Online*. Astronomical Almanac For the Year, Nautical Almanac Office, U.S. Government Printing Office, https://books.google.si/books?id=qXAfPwAACAAJ 109

Uyanıker B., Fürst E., Reich W., Aschenbach B., Wielebinski R., 2001, *The Cygnus superbubble revisited*, A&A, 371, 675 366

Valladas H., Clottes J., Geneste J. M., Garcia M. A., Arnold M., Cachier H., Tisnérat-Laborde N., 2001, *Palaeolithic paintings: Evolution of prehistoric cave art*, Nature, 413, 479 11

Vallado D. A., 2007, *Fundamentals of Astrodynamics and Applications*. Microcosm Press, Hawthorne, CA, USA, https://doku.pub/download/vallado-4th-edition-fundamentals-of-astrodynamics-and-applications-yl4zzwvng9qr 174

Van der Klis M., 2000, *Millisecond Oscillations in X-ray Binaries*, ARA&A, 38, 717 313

Van der Marel R. P., Alves D. R., Hardy E., Suntzeff N. B., 2002, *New Understanding of Large Magellanic Cloud Structure, Dynamics, and Orbit from Carbon Star Kinematics*, AJ, 124, 2639 364

Varma V., Müller B., Schneider F. R. N., 2023, *3D simulations of strongly magnetized non-rotating supernovae: explosion dynamics and remnant properties*, MNRAS, 518, 3622 286

Veras D., Gänsicke B. T., 2015, *Detectable close-in planets around white dwarfs through late unpacking*, MNRAS, 447, 1049 395

Vida D., et al., 2021, *Novo Mesto meteorite fall - trajectory, orbit, and fragmentation analysis from optical observations*, v European Planetary Science Congress. str. EPSC2021–139, doi:10.5194/epsc2021-139 227

Villaver E., Livio M., 2007, *Can Planets Survive Stellar Evolution?*, ApJ, 661, 1192 395

Vinyoles N., et al., 2017, *A New Generation of Standard Solar Models*, ApJ, 835, 202 131, 147, 231

Vladilo G., Murante G., Silva L., Provenzale A., Ferri G., Ragazzini G., 2013, *The Habitable Zone of Earth-like Planets with Different Levels of Atmospheric Pressure*, ApJ, 767, 65 420

Vogrinčič R., et al., 2023, *The GALAH survey: new diffuse interstellar bands found in residuals of 872 000 stellar spectra*, MNRAS, 521, 3727 375

Voigt C., et al., 2018, *Guidelines for consideration of bats in lighting projects*, EUROBATS Publication series 58

Waisberg I., Dexter J., Petrucci P.-O., Dubus G., Perraut K., 2019, *Super-Keplerian equatorial outflows in SS 433. Centrifugal ejection of the circumbinary disk*, A&A, 623, A47 315

Wallner A., et al., 2016, *Recent near-Earth supernovae probed by global deposition of interstellar radioactive ^{60}Fe*, Nature, 532, 69 380

Wallner A., et al., 2021, *^{60}Fe and ^{244}Pu deposited on Earth constrain the r-process yields of recent nearby supernovae*, Science, 372, 742 380

Wang N., et al., 2019, *Penetration of Bomb ^{14}C Into the Deepest Ocean Trench*, Geophys. Res. Lett., 46, 5413 137

Ward W. R., Hamilton D. P., 2004, *Tilting Saturn. I. Analytic Model*, AJ, 128, 2501 207

Wareing C. J., Pittard J. M., Wright N. J., Falle S. A. E. G., 2018, *A new mechanical stellar wind feedback model for the Rosette Nebula*, MNRAS, 475, 3598 329, 330

Warner B., 2003, *Cataclysmic Variable Stars*. Cambridge Astrophysics, ISBN-13: 9780521542098, doi:10.1017/CBO9780511586491 308

Warner B. D., Harris A. W., Pravec P., 2009, *The asteroid lightcurve database*, Icarus, 202, 134 210

Watson F., 2005, *Stargazer : the life and times of the telescope*. Da Capo Press, ISBN 0-306-81432-3 27

Watson P. E., Watson D., Batt R. D., 1980, *Total body water volumes for adult males and females estimated from simple anthropometric measurements*, American Journal of Clinical Nutrition, 33, 27 411

Webbink R. F., 2003, *Contact Binaries*, v Turcotte S., Keller S. C., Cavallo R. M., (uredniki), Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 293, 3D Stellar Evolution. str. 76 (arXiv:astro-ph/0304420), doi:10.48550/arXiv.astro-ph/0304420 319

Webster C. R., et al., 2015, *Mars methane detection and variability at Gale crater*, Science, 347, 415 416

Weingartner J. C., Draine B. T., 2001, *Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud*, ApJ, 548, 296 372

Welty D. E., Hobbs L. M., Morton D. C., 2003, *High-Resolution Observations of Interstellar Ca I Absorption-Implications for Depletions and Electron Densities in Diffuse Clouds*, ApJS, 147, 61 369

Westphal A. J., et al., 2014a, *Final reports of the Stardust Interstellar Preliminary Examination*, Meteoritics & Planetary Sci., 49, 1720 379

Westphal A. J., et al., 2014b, *Evidence for interstellar origin of seven dust particles collected by the Stardust spacecraft*, Science, 345, 786 379

Wisdom J., Dbouk R., Militzer B., Hubbard W., Nimmo F., Downey B., French R., 2022, *Loss of a satellite could explain Saturn's obliquity and young rings*, Science, 377, 1285 207, 208

Wolf E., 1960, *Glare sensitivity in relation to age*, Arch Ophthalmol., 64, 502 57

Wolszczan A., Frail D. A., 1992, *A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12*, Nature, 355, 145 392

Wright J. T., Eastman J. D., 2014, *Barycentric Corrections at 1 cm s^{-1} for Precise Doppler Velocities*, Pub. Astr. Soc. Pacific, 126, 838 386

Wright E. L., et al., 2010, *The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance*, AJ, 140, 1868 363

Xie J.-W., et al., 2016, *Exoplanet orbital eccentricities derived from LAMOST-Kepler analysis*, Proceedings of the National Academy of Science, 113, 11431 407

Yan Z., Li J., Kroupa P., Jerabkova T., Gjergo E., Zhang Z.-Y., 2024, *The Variation of the Galaxy-Wide IMF for Low-Mass Stars: Modeling and Observational Insights*, arXiv e-prints, str. arXiv:2405.05308 271

Yu J., Huber D., Bedding T. R., Stello D., Hon M., Murphy S. J., Khanna S., 2018, *Asteroseismology of 16,000 Kepler Red Giants: Global Oscillation Parameters, Masses, and Radii*, ApJS, 236, 42 264

Zalar P., Novak Babič M., Hoog S. d., Gunde-Cimerman N., 2011, *Dishwashers - a man-made ecological niche accommodating human opportunistic fungal pathogens*, Fungal biology, 115, 997 413

Zasowski G., et al., 2015a, *Mapping the Interstellar Medium with Near-infrared Diffuse Interstellar Bands*, ApJ, 798, 35 376

Zasowski G., Chojnowski S. D., Whelan D. G., Miroshnichenko A. S., García-Hernández D. A., Majewski S. R., 2015b, *An Infrared Diffuse Circumstellar Band? The Unusual 1.5272 Micron DIB In the Red Square Nebula*, ApJ, 811, 119 376

Zebker H. A., Marouf E. A., Tyler G. L., 1985, *Saturn's rings: Particle size distributions for thin layer models*, Icarus, 64, 531 206

Zhang G.-Y., André P., Men'shchikov A., Wang K., 2020, *Fragmentation of star-forming filaments in the X-shaped nebula of the California molecular cloud*, A&A, 642, A76 268

Zhao H., Schultheis M., Qu C., Zwitter T., 2023, *Diffuse Interstellar Bands in Gaia DR3 RVS spectra Machine-learning based new measurements*, arXiv e-prints, str. arXiv:2312.11217 376

Zhu W., Petrovich C., Wu Y., Dong S., Xie J., 2018, *About 30% of Sun-like Stars Have Kepler-like Planetary Systems: A Study of Their Intrinsic Architecture*, ApJ, 860, 101 405, 406, 407

Zimmerman E. A., et al., 2023, *Resolving the explosion of supernova 2023ixf in Messier 101 within its complex circumstellar environment*, arXiv e-prints, str. arXiv:2310.10727 338

Zolensky M. E., Lindstrom D. J., 1992, *Mineralogy of 12 large "chondritic" interplanetary dust particles.*, Lunar and Planetary Science Conference Proceedings, 22, 161 215

Zucker C., Speagle J. S., Schlafly E. F., Green G. M., Finkbeiner D. P., Goodman A., Alves J., 2020, *A compendium of distances to molecular clouds in the Star Formation Handbook*, A&A, 633, A51

Zucker C., et al., 2022, *Star formation near the Sun is driven by expansion of the Local Bubble*, Nature, 601, 334 377

Zwitter T., 2008, *Strniša in sodobno razumevanje vesolja*, Sodobnost, ISSN 0038-0482, 72, 360 194

Zwitter T., 2019, *Nobelova nagrada odkriteljema planetov drugih zvezd*, Obzornik za matematiko in fiziko, ISSN 0473-7466, 66, 132 385

Zwitter T., Munari U., 1994, *CCD spectrophotometry of CVs. I. 4600-9000A low resolution atlas for 31 faint systems.*, A&AS, 107, 503 336

Zwitter T., Munari U., 1995, *CCD spectrophotometry of CVs. II. 3300-9150 A atlas for 25 faint systems.*, A&AS, 114, 575 309

Zwitter T., Munari U., 2000, *An introduction to analysis of single dispersion spectra with IRAF*. Asiago Monografie Vol. 1, Università di Padova, Dipartimento di Astronomia, Padova, Italy, `http://aprsa.villanova.edu/files/ast2134/as_mon_1.pdf` 80

Zwitter T., Calvani M., D'Odorico S., 1991, *Photometry of SS 433 and its implication for the nature of the system.*, A&A, 251, 92 315

Zwitter T., Munari U., Moretti S., 2004, *Supernova 2004et in NGC 6946*, IAU Circular, 8413, 1 345, 370

Zwitter T., Mignard F., Crifo F., 2007, *Asteroids as radial velocity and resolving power standards for medium and high resolution spectroscopy*, A&A, 462, 795 80

Zwitter T., et al., 2008, *The Radial Velocity Experiment (RAVE): Second Data Release*, AJ, 136, 421 77

Zwitter T., et al., 2018, *The GALAH survey: accurate radial velocities and library of observed stellar template spectra*, MNRAS, 481, 645 297, 386

Zwitter T., et al., 2021, *The GALAH+ survey: a new library of observed stellar spectra improves radial velocities and hints at motions within M67*, MNRAS, 508, 4202 262, 292

Čermelj L., 1930, *Ljudska astronomija*. Kmetijska matica, Ljubljana 425