

OBSAH

Předmluva	11
1. ÚVOD	13
1.1. Úvodní poznámky	13
1.2. Vývoj astronomie a astrofyziky	16
1.3. Důležitější historická data v astronomii a astrofyzice	19
2. NÁSTIN KLASICKÉ ASTRONOMIE	21
2.1. Základní souřadné soustavy v astronomii	21
2.2. Hvězdný čas	27
2.3. Souřadnice ekliptikální	28
2.4. Souřadnice galaktické	28
2.5. Transformace souřadnic	29
2.6. Aberace	33
2.7. Měření vzdáleností ve vesmíru	34
2.8. Určení astronomické jednotky	40
2.9. Refrakce	42
2.10. Čas	44
2.11. Změny v rotaci Země	50
2.12. Moderní definice času	51
2.13. Důsledky rotace Země – Coriolisova síla	52
2.14. Precese a nutace	54
2.15. Souhvězdí, označení hvězd	59
2.16. Katalogy hvězd – ročenky, efemeridy a hvězdné atlasy	60
2.17. Zdánlivý a skutečný pohyb planet	62
2.18. Keplerovy zákony	65
2.19. Souhrn základních pojmů Newtonovy mechaniky a pojem centrální síly	67
2.20. Jednoduché odvození gravitačního zákona	68
2.21. Gravitační konstanta, zrychlení na povrchu Země, hmotnost Země	70
2.22. Zachování momentu hybnosti a zákon ploch	72
2.23. Princip zachování energie a některé aplikace	74
2.24. Geometrie rovinné dráhy	77

2.25. Rychlost ve dráze	79
2.26. Přesné znění třetího Keplerova zákona	81
2.27. Pohybové rovnice, problém dvou těles	82
2.28. Princip problému n těles	83
2.29. Řešitelné problémy tří těles	85
2.30. Rocheova mez	86
2.31. Poruchy – rušivé gravitační síly	88
2.32. Slapy, příliv a odliv	89
2.33. Určení polohy tělesa v eliptické dráze, Keplerova rovnice	92
2.34. Dráhové elementy	94
2.35. Princip určení gravitačního potenciálu planet pomocí umělých družic	96
2.36. Pohyb Měsíce	99
2.37. Zatmění Slunce a Měsíce	103

ZÁŘENÍ V ASTROFYZICE

3.	110
3.1. Základní vlastnosti plazmatu	110
3.2. Pohyb nabitých částic	113
3.3. Základní vztahy pro dynamiku velkých rychlostí	117
3.4. Záření kosmických objektů	118
3.5. Spojité záření tepelného původu	120
3.6. Záření netepelného původu	122
3.7. Spektra atomů	124
3.8. Zeemanův jev	129
3.9. Spektrum vodíku a helia	131
3.10. Negativní iont vodíku	134
3.11. Spektra molekul	134
3.12. Pojem intenzity a toku záření	139
3.13. Hustota zářivé energie	141
3.14. Tlak záření	142
3.15. Některé vztahy pro záření černého tělesa	144
3.16. Záření hvězdného disku	146
3.17. Absorpční koeficient, optická tloušťka	147
3.18. Rovnice přenosu záření	148
3.19. Vztah mezi intenzitou a funkcí zdroje	150
3.20. Stav zářivé rovnováhy a rovnice kontinuity	151
3.21. Rozptyl a absorpce	154
3.22. Termodynamická rovnováha	155
3.23. Absorpce, emise vynucená a spontánní	158
3.24. Boltzmannova rovnice	159
3.25. Sahova rovnice	162
3.26. Spojité a nespojité spektrum hvězd	165
3.27. Klasický oscilátor a čárový absorpční koeficient	167
3.28. Profily spektrálních čar v atmosférách hvězd	170
3.29. Rozšíření Dopplerovým efektem	171
3.30. Složený profil spektrálních čar	172
3.31. Ekvivalentní šířka čáry	172
3.32. Síla oscilátoru – křivka růstu	173

ZÁKLADNÍ ASTROFYZIKÁLNÍ VELIČINY HVĚZD

4.	175
4.1. Hvězdná magnituda (velikost), Pogsonova rovnice	175

4.2. Barevný index	179
4.3. Barevný exces	180
4.4. Bolometrická magnituda	180
4.5. Svítivost a absolutní hvězdné velikosti	180
4.6. Atmosférická extinkce	182
4.7. Některé další fotometrické veličiny v astrofyzice	185
4.8. Měřený tok záření a hvězdná magnituda	187
4.9. Teploty hvězd	188
4.10. Spektrální klasifikace hvězd	191
4.11. Excitace a ionizace vodíku ve vztahu ke spektrální klasifikaci	196
4.12. Spektra hvězd a absolutní magnituda, diagram spektrum – svítivost a barva – svítivost	197
4.13. Jiné metody spektrální klasifikace	207
4.14. Hmotnost (hmota) hvězd – dvojhvězdy	209
4.15. Dynamické paralaxy	212
4.16. Vizualní dvojhvězdy	213
4.17. Dvojhvězdy s neviditelným průvodcem	217
4.18. Spektroskopické dvojhvězdy	219
4.19. Zákrytové dvojhvězdy	223
4.20. Empirický vztah hmotnost – svítivost	228
4.21. Určení průměrů hvězd	230
4.22. Rotace hvězd	235
4.23. Magnetické pole hvězd – magnetické hvězdy	237

STAVBA A VÝVOJ HVĚZD

5.	240
5.1. Nitro hvězd	240
5.2. Opacita	244
5.3. Přenos energie ve hvězdách	245
5.4. Podmínky vzniku konvekce	247
5.5. Přehled základních rovnic vnitřní stavby hvězd	250
5.6. Degenerovaný plyn	254
5.7. Jaderné reakce – zdroje energie ve hvězdách	257
5.8. Vznik prvků s vysokými hmotnostmi – nukleosyntéza	265
5.9. Vývoj hvězd – vývojový význam diagramu spektrum – svítivost	271
5.10. Vývoj různých typů hvězd	279
5.11. Vývoj těsných dvojhvězd	285
5.12. Funkce svítivosti	287
5.13. Vznik hvězd	288
5.14. Nukleární reakce v počátečním vývoji hvězdy	294
5.15. Některé další problémy vzniku hvězd	295
5.16. Problém neutrina	299
5.17. Proměnné hvězdy	302
5.18. Pulsující proměnné hvězdy	304
5.19. Dlouhoperiodické proměnné	309
5.20. Polopravidelné a nepravidelné proměnné	310
5.21. Novy	311
5.22. Supernovy	314
5.23. Hvězdy s rozsáhlými atmosférami a ztráta hmoty	317
5.24. Wolfovy-Rayetovy hvězdy	319
5.25. Konečná stadia hvězdného vývoje	320
5.26. Neutronové hvězdy a černé díry	321

2.25.	Rychlost ve dráze	79
2.26.	Přesné znění třetího Keplerova zákona	81
2.27.	Pohybové rovnice, problém dvou těles	82
2.28.	Princip problému n těles	83
2.29.	Řešitelné problémy tří těles	85
2.30.	Rocheova mez	86
2.31.	Poruchy – rušivé gravitační síly	88
2.32.	Slapy, příliv a odliv	89
2.33.	Určení polohy tělesa v eliptické dráze, Keplerova rovnice	92
2.34.	Dráhové elementy	94
2.35.	Princip určení gravitačního potenciálu planet pomocí umělých družic	96
2.36.	Pohyb Měsíce	99
2.37.	Zatmění Slunce a Měsíce	103
3. ZÁŘENÍ V ASTROFYZICE		
3.1.	Základní vlastnosti plazmatu	110
3.2.	Pohyb nabitých částic	110
3.3.	Základní vztahy pro dynamiku velkých rychlostí	113
3.4.	Záření kosmických objektů	117
3.5.	Spojité záření tepelného původu	118
3.6.	Záření netepelného původu	120
3.7.	Spektra atomů	122
3.8.	Zeemanův jev	124
3.9.	Spektrum vodíku a helia	129
3.10.	Negativní iont vodíku	131
3.11.	Spektra molekul	134
3.12.	Pojem intenzity a toku záření	134
3.13.	Hustota zářivé energie	139
3.14.	Tlak záření	141
3.15.	Některé vztahy pro záření černého tělesa	142
3.16.	Záření hvězdného disku	142
3.17.	Absorpční koeficient, optická tloušťka	144
3.18.	Rovnice přenosu záření	146
3.19.	Vztah mezi intenzitou a funkcí zdroje	147
3.20.	Stav zářivé rovnováhy a rovnice kontinuity	148
3.21.	Rozptyl a absorpce	150
3.22.	Termodynamická rovnováha	151
3.23.	Absorpce, emise vynucená a spontánní	154
3.24.	Boltzmannova rovnice	155
3.25.	Sahova rovnice	158
3.26.	Spojité a nespojité spektrum hvězd	159
3.27.	Klasický oscilátor a čárový absorpční koeficient	162
3.28.	Profily spektrálních čar v atmosférách hvězd	165
3.29.	Rozšíření Dopplerovým efektem	167
3.30.	Složený profil spektrálních čar	170
3.31.	Ekvivalentní tlíčka čáry	171
3.32.	Síla oscilátoru – křivka růstu	172
4. ZÁKLADNÍ ASTROFYZIKÁLNÍ VELIČINY HVĚZD		
4.1.	Hvězdná magnituda (velikost), Pogsonova rovnice	173

4.2.	Barevný index	179
4.3.	Barevný exces	180
4.4.	Bolometrická magnituda	180
4.5.	Svitivost a absolutní hvězdné velikosti	180
4.6.	Atmosférická extinkce	182
4.7.	Některé další fotometrické veličiny v astrofyzice	185
4.8.	Měřený tok záření a hvězdná magnituda	187
4.9.	Teploty hvězd	188
4.10.	Spektrální klasifikace hvězd	191
4.11.	Excitace a ionizace vodíku ve vztahu ke spektrální klasifikaci	196
4.12.	Spektra hvězd a absolutní magnituda, diagram spektrum – svitivost a barva – svitivost	197
4.13.	Jiné metody spektrální klasifikace	207
4.14.	Hmotnost (hmota) hvězd – dvojhvězdy	209
4.15.	Dynamické paralaxy	212
4.16.	Vizuální dvojhvězdy	213
4.17.	Dvojhvězdy s neviditelným průvodcem	217
4.18.	Spektroskopické dvojhvězdy	219
4.19.	Zákrytové dvojhvězdy	223
4.20.	Empirický vztah hmotnost – svitivost	228
4.21.	Určení průměrů hvězd	230
4.22.	Rotace hvězd	235
4.23.	Magnetické pole hvězd – magnetické hvězdy	237
5. STAVBA A VÝVOJ HVĚZD		
5.1.	Nitro hvězd	240
5.2.	Opacita	240
5.3.	Přenos energie ve hvězdách	244
5.4.	Podmínky vzniku konvekce	245
5.5.	Přehled základních rovnic vnitřní stavby hvězd	247
5.6.	Degenerovaný plyn	250
5.7.	Jaderné reakce – zdroje energie ve hvězdách	254
5.8.	Vznik prvků s vysokými hmotnostmi – nukleosyntéza	257
5.9.	Vývoj hvězd – vývojový význam diagramu spektrum – svitivost	265
5.10.	Vývoj různých typů hvězd	271
5.11.	Vývoj těsných dvojhvězd	279
5.12.	Funkce svitivosti	285
5.13.	Vznik hvězd	287
5.14.	Nukleární reakce v počátečním vývoji hvězdy	288
5.15.	Některé další problémy vzniku hvězd	294
5.16.	Problém neutrina	295
5.17.	Proměnné hvězdy	299
5.18.	Pulsující proměnné hvězdy	302
5.19.	Dlouhoperiodické proměnné	304
5.20.	Polopřavidelné a nepravidelné proměnné	309
5.21.	Novy	310
5.22.	Supernovy	311
5.23.	Hvězdy s rozsáhlými atmosférami a ztráta hmoty	314
5.24.	Wolfovy-Rayetovy hvězdy	317
5.25.	Konečná stadia hvězdného vývoje	319
5.26.	Neutronové hvězdy a černé díry	320

5.27. Mezhvězdná hmota	328
5.28. Mezhvězdný plyn	329
5.29. H I oblasti – záření neutrálního vodíku	330
5.30. Určení teploty a hustoty mezhvězdných oblaků	333
5.31. H II oblasti	334
5.32. Emisní čáry ostatních prvků	338
5.33. Planetární mlhoviny	339
5.34. Mezhvězdný prach	341
5.35. Selektivní rozptyl absorpce mezhvězdného prachu	345
5.36. Rozptyl světla na mezhvězdných částicích – reflexní mlhoviny	347
5.37. Infračervené záření mezhvězdných částic	347
5.38. Mezhvězdná polarizace	348
5.39. Chemické složení mezhvězdného prachu	348
5.40. Tvoření prachových částic v mezhvězdném prostoru	349
5.41. Mezhvězdné molekuly	349
5.42. Vznik mezhvězdných molekul	351
6. HVĚZDNÉ SOUSTAVY A STRUKTURA VESMÍRU	
6.1. Stavba Galaxie	353
6.2. Základní parametry Galaxie	360
6.3. Celkové rozměry Galaxie	364
6.4. Složky Galaxie	366
6.5. Hmota Galaxie a její rozložení	367
6.6. Pohyby hvězd v Galaxii	371
6.7. Sekulární paralaxy	372
6.8. Rotace Galaxie	379
6.9. Hvězdokupy a asociace	381
6.10. Stabilita hvězdokup	387
6.11. Extragalaktické objekty – galaxie.	399
6.12. Smysl rotace galaxií a spirální struktura	401
6.13. Vzdálenost galaxií	405
6.14. Určení hmotnosti galaxie	407
6.15. Rádiové záření galaxií	410
6.16. Lokální skupina galaxií	412
6.17. Kvasary	414
6.18. Kosmické záření	416
6.19. Hypotéza explozivního vzniku hvězdných soustav	423
6.20. Zdroje X záření	426
6.21. Zbytkové záření vesmíru	429
6.22. Struktura vesmíru	431
7. SLUNEČNÍ SOUSTAVA	
7.1. Úvodní poznámky	433
7.2. Některé základní pojmy fyziky planet	446
7.3. Slunce	446
7.4. Sluneční činnost	451
7.5. Sluneční vítr	457
7.6. Země	465
7.7. Měsíc	475
7.8. Merkur	477
	482
	490

7.9. Venuše	491
7.10. Mars	493
7.11. Jupiter	496
7.12. Saturn	498
7.13. Uran	500
7.14. Neptun	501
7.15. Pluto	501
7.16. Planetky – asteroidy (planetoidy)	502
7.17. Komety	504
7.18. Meteory a meteorické roje	511
7.19. Zodiakální světlo	518
7.20. Vznik sluneční soustavy	520
Seznam souhvězdí	525
Názvy některých jasných hvězd	528
Použitá a doporučená literatura	530
Rejstřík	531

Úvod

1.1. Úvodní poznámky

Astronomie a astrofyzika jsou vědní obory zabývající se studiem vesmírných těles, kosmického prostoru a vesmíru jako celku. Astronomie je jednou z nejstarších věd a její význam pro počátky matematiky a fyziky netřeba zdůrazňovat. Věda o vesmíru, jak by bylo možno nazvat astronomii a astrofyziku, je součástí fyziky, avšak na rozdíl od ostatních fyzikálních směrů jsou předmětem zkoumání převážně jevy nenapodobitelné v pozemských podmínkách. Fyzikální pokus v laboratoři libovolně opakovatelný není charakteristickou metodou astronomie. Ve vesmíru probíhají procesy v takovém rozsahu teplot, tlaku, hustot a v takových časových i prostorových rozměrech, že se vymykají dnešním možnostem laboratorní techniky. Ovšem studiem těchto jevů astronomie a astrofyzika doplňuje fyzikální obraz světa. Rozvoj fyzikálních věd není dnes bez výzkumu vesmíru myslitelný. Objevy kvasarů, pulsarů, tepelného záření vesmíru a nepřehledná řada dalších poznatků astrofyziky naznačují, že v obrovských prostorách vesmíru je nutno hledat odpověď na mnohé otázky základního fyzikálního výzkumu.

Astronomie proniká i do technických disciplín. Pomocí umělých družic Země se uskutečňují dálková telekomunikační spojení, mapuje se s vysokou přesností zemský povrch, vyhledávají nerostná bohatství, předpovídá počasí a řeší se řada dalších ryze aplikačních úloh, významných pro každodenní život.

Dělení astronomie na dva obory, tj. astronomii a astrofyziku, vzniklo poměrně nedávno. Pod pojmem astronomie se většinou rozumí především klasické směry, jako je sférická astronomie, zabývající se určováním poloh a zdánlivým pohybem nebeských těles, nebo nebeská mechanika, která studuje skutečné pohyby těchto těles. V novějším pojetí je to astrometrie a astrodynamika. Mluví-li se v této souvislosti o klasické astronomii, neznamená to, že jde o nauku bez perspektivy dalšího vývoje. Moderní laserové metody určování vzdáleností umělých družic a Měsíce nebo výkonné moderní samočinné počítačové stroje znamenají úplnou revoluci v astrometrii, geodetické astronomii a nebeské mechanice.

Hlavní rozdíl mezi astronomií a astrofyzikou tkví v tom, že pro astronomii není fyzikální a chemické složení studovaného objektu podstatné, kdežto v astrofyzice jsou fyzikální vlastnosti kosmických těles hlavním předmětem zájmu. Astronomie jsou fyzikální vlastnosti kosmických těles jsou, jak se pohybují, jak jsou veliká a jaká odpovídá na otázku kde kosmická tělesa jsou, že zjišťuje, jak nebeská je jejich hmotnost. Astrofyzika doplňuje tyto informace tím, že zjišťuje, jak nebeská tělesa září, jaké mají povrchové vlastnosti, jaká je jejich vnitřní stavba, jak se vylučují a podobně. Mnohé problémy jsou pro astronomii a astrofyziku společné. Typickým příkladem je stelární astronomie, zabývající se převážně strukturou a dynamikou hvězdných systémů. Těžko si lze představit například výzkum Galaxie a dynamikou hvězdných systémů. Těžko si lze představit například výzkum Galaxie a dynamikou hvězdných systémů. Těžko si lze představit například výzkum Galaxie a dynamikou hvězdných systémů. Těžko si lze představit například výzkum Galaxie a dynamikou hvězdných systémů. Těžko si lze představit například výzkum Galaxie a dynamikou hvězdných systémů.

Jako v každém vědním oboru i v astronomii a astrofyzice je řada speciálních směrů, z nichž namátkou lze uvést hned několik: Sluneční fyzika se zabývá téměř výhradně fyzikální strukturou Slunce, sluneční činností a hledá vlivy Slunce na Zemi. Chování hmoty a záření v extrémních podmínkách uvnitř a v okolí superhustých těles studuje relativistická astrofyzika. V novější době, kdy v mezihvězdném prostoru bylo objeveno velké množství složitých molekul, vzniká odvětví, které možno nazvat astrochemií, popř. astrofyzikou pevných látek. Jelikož ve vesmíru se nachází hmota převážně ve formě plazmatu, jsou pro astrofyziku významné jak fyzika plazmatu, tak magnetohydrodynamika.

Z hlediska pozorovacích metod se často rozlišuje astronomie optická, radioastronomie, družicová astronomie, rentgenová astronomie apod. Avšak všechna tato dělení nejsou příliš podstatná, neboť jeden směr nemůže existovat bez druhého. Sotva by bylo možno správně vykládat podstatu radioastronomicky objevených pulsarů bez doplňujících optických dat. Astronomii nutno studovat a pěstovat bez podceňování či přeceňování kteréhokoli směru.

K vážnějšímu studiu nelze přikročit bez přiměřených znalostí z fyziky a matematiky. Proto i když v této knize je použito matematického aparátu ve velmi skromné míře a výklad o záření, o spektrech atomů a molekul je velmi elementární bez předpokladu znalosti kvantové fyziky a teorie pole, přece jen určitý stupeň matematicko-fyzikálního vzdělání se u čtenáře předpokládá.

Každá kapitola této knihy byla koncipována jako úvod do jednotlivých hlavních směrů soudobé astronomie a astrofyziky. Ovšem při současném rozsahu poznatků je nemožné dosáhnout plné vyváženosti výkladu. Nebylo úmyslem nahradit dvě větší díla publikovaná v češtině v minulosti. Je to především na svou dobu výtečná dvoudílná „Astronomie“ (sepsaná kolektivem autorů: Guth, Link, Mohr, Šternberk, vydaná v roce 1953), dále Hacarův „Úvod do obecné astronomie“, vydaný v roce 1963. Obě díla sice nezachycují dnešní stav vědy, avšak některé, zejména úvodní klasické kapitoly, je možno studovat ještě dnes. Svým způsobem jsou zmíněná díla nenahraditelná a nedosažitelná, neboť tempo, s jakým objem astronomických znalostí narůstá, prakticky odsuzuje předem k neúspěchu jakýkoli pokus o sepsání uceleného přehledu astronomie a astrofyziky.

První kapitola této knihy zahrnuje stručný nástin sférické astronomie a nebeské mechaniky. Pro hlubší studium poslouží například Procházková „Sférická astronomie“, velmi pěkně pojatá Andrieleho „Nebeská mechanika“ a Bucharova „Geodetická astronomie“.

Závažnější pro další studium je třetí kapitola, stručně nazvaná Záření v astrofyzice. Je to soubor vybraných úvodních statí do teoretické astrofyziky, včetně stručného nástinu teorie hvězdných atmosfér. Výklad o spektrech atomů a molekul je založen na zcela primitivním pojetí a čtenář obeznalý s kvantovou fyzikou použije z této kapitoly jen některé části. Odstavec o základních vlastnostech plazmatu a pohybech nabitých částic v magnetickém poli je pouze orientační a nenahrazuje úvod do magnetohydrodynamiky. Nicméně pro pozdější studium fyziky plazmatu bude prostudovaná látka k užítku. Mimo to je zasvěcenější výklad v knize J. Kleczka „Plazma v laboratoři a ve vesmíru“, vydané v roce 1968.

Ten, kdo případně nezvládne kapitolu třetí, může pokračovat ve studiu základních veličin hvězd, o kterých pojednává čtvrtá kapitola. Obsahuje nejnужnější základní vědomosti z astrofyziky, bez kterých není možno pokračovat ve studiu dalších kapitol, tj. kapitoly 5 – Vývoj hvězd a hvězdných soustav a kapitoly 6 – Hvězdné systémy.

Výklad vzniku hvězd v kapitole páté je založen na kontrakční teorii a teprve v šesté kapitole je zařazena poznámka o hypotéze explozivního vzniku hvězd a hvězdných soustav. Úvahy jsou zjednodušeny tím, že se zanedbává vliv rotace hvězdy na její vnitřní stavbu, vývoj i vznik. Čtenář musí mít na paměti, že právě tyto kapitoly nejrychleji zastarávají a s odstupem času bude nutno stále pečlivěji a častěji text ověřovat a doplňovat studiem přehledných článků o poznacích astronomie a astrofyziky.

Pojednání o Slunci a přehled sluneční soustavy jsou – poněkud netradičně – zařazeny až do poslední kapitoly, a zejména výklad o planetách je redukován na velmi stručný popis jednotlivých těles. O Zemi jako planetě je zde pouze zmínka, neboť fyzikální struktura zemského tělesa je předmětem geofyziky.

Výklad o astronomických přístrojích a pozorovacích metodách (až na drobné poznámky) je vypuštěn zcela. Popis moderní přístrojové techniky (zejména v souvislosti s metodami družicové astronomie a astrofyziky) nebylo možno vtěsnat do rozsahu knihy. Popis klasických přístrojů lze nalézt v již dříve citovaných dílech a o modernější technice pojednává vhodnou formou monografie B. Valníčka „Moderní technika v astronomii“ z roku 1964.

Citace jmen autorů je omezena na minimum, neboť v úvodním studiu jejich množství spíše ruší.

Při studiu astronomie a astrofyziky se v současné době naráží na obtíže při používání fyzikálních jednotek. V textu se respektuje soustava jednotek SI. Avšak není tomu tak v řadě jiných děl a v zahraniční literatuře. Proto čtenáře nesmí překvapit, nalezne-li v předních světových vědeckých časopisech zcela běžně pro vlnovou délku angström (A nebo Å, tj. 0,1 nm), právě tak jako erg nebo gauss.

Jistý zdroj obtíží při studiu jsou některé zvláštnosti astronomické terminologie. Typickým příkladem je pojem svítivosti hvězdy, neodpovídající pojmu svítivosti ve fotometrii. Vyskytuje se snaha nahradit svítivost pojmem zářivost, což však nevystihuje často užívaný ekvivalentní termín luminozita hvězdy. Jsou však i některé jiné pojmy, kterým je vhodné se raději vyhnout. Ve starší literatuře (a v omezeném rozsahu i v této knize) se například běžně vyskytuje označení rané nebo pozdní typy hvězd (tj. hvězdy O, B nebo K, M). Doslovný význam tohoto označení neodpovídá dnešním názorům na vývoj hvězd.

V ojedinělých případech se vyskytuje v textu pojem podrobněji vysvětlený až v některé další kapitole nebo v dalším odstavci. Jedná se například o Boltzmannovu rovnici nebo Kirchhoffovu větu, definici uzlu dráhy, populací v Galaxii a podobně.

Z praktických důvodů se v textu vyskytují i některé jiné drobné nedůslednosti, jako například v pojmu vizuální nebo viditelná oblast (obor) spektra. Míří se tím spektrum od 360 nm až do 700 nm, tj. ta část spektra zachytitelná fotografickou deskou nebo běžným fotonásobičem. Skutečná krátkovlnná hranice viditelného záření je ovšem kolem 410 nm. Na jiném místě je např. záměrně použito jiného označení pro pravou anomálii. Označení pro paralaxu π je upraveno na π'' jen tam, kde je možná záměna s číslem π . Na většinu těchto odchylek je na patřičném místě přímo poukázáno a jejich smysl pozornějším čtenářům neunikne.

1.2. Vývoj astronomie a astrofyziky

Základní astronomické poznatky jsou velice starého data. Potřeba znát rytmus ročních dob si vynutila sestavení jednoduchého kalendáře odvozeného ze snadno pozorovatelných zdánlivých pohybů nebeských těles, tedy především Slunce a Měsíce. Řada zachovaných prehistorických kamenných staveb (např. v Anglii Stonehenge nebo i zbytek kamenných staveb u nás) svědčí o tom, že principy časomíry a měření poloh objektů na obloze byly známy téměř všem národům již na počátku jejich kultur. Vysoce vyvinutá astronomie byla v Mezopotámii, Egyptě, Číně, Japonsku a střední Americe mnoho století před našim letopočtem. Jak známo, velmi vysoké úrovně dosáhla v období rozkvětu řecké kultury. Šest století před našim letopočtem Thales Miletský měl zcela jasnou představu o kulatosti Země, správně předpokládal, že Měsíc je osvětlen Sluncem, a byl dokonce schopen předpovědět sluneční zatmění v roce -584. Přibližně v polovině šestého století před našim letopočtem Pythagoras zcela jasně hovořil o sférickém tvaru Země, Měsíce a Slunce, o rotaci Země kolem vlastní osy, o oběhu planet Merkura a Venuše kolem Slunce. Ve třetím století před našim letopočtem Aristarchos ze Samu kvalitativně srovnával vzdálenosti Země—Slunce a Země—Měsíc a též Aristarchos zakládal své astronomické výklady na heliocentrickém systému. Jeho následovník Eratosthenes z měření výšky Slunce nad obzorem v Alexandrii a Syeně odhadl rozdíl zeměpisných šířek těchto dvou měst a zároveň odhadl jejich

vzdálenost z doby cestování velbloudích karavan. Z těchto dvou dat pak odvodil obvod Země, který (jak se soudí) se příliš nelišil od dnes známé hodnoty. Hipparchos, který žil kolem roku 150 před našim letopočtem, sestavil velmi dobrý katalog jasných hvězd a objevil věkovitý pohyb zemského pólu (precesi). Průběhem doby byly zdokonaleny jak pozorovací, tak matematické metody používané pro pozorování a výklad zdánlivých pohybů planet a ostatních nebeských objektů. Zasloužili se o to četní řečtí geometři, např. Apollonius. V roce 150 našeho letopočtu Claudius Ptolemaios napsal 13 knih, které pak přešly do kulturní historie pod souborným názvem arabského původu *Almagest* (poarabštělý název *Megali syntaxis*). V Ptolemaiově díle, ve kterém se silně odráží aristotelovská filozofie, je uplatněn geocentrický názor, ve kterém je Země postavena do středu vesmíru. Ptolemaiovy spisy byly přepisovány a rozmnožovány především Araby, kteří mají zásluhu na tom, že celá starověká astronomie zůstala zachována po dobu hlubokého zaostávání rozvoje astronomie v Evropě, tj. zhruba po osm století od pádu římské říše do poloviny 13. století. Arabové sami astronomické poznatky příliš nerozhojnili, avšak zanechali mnohé termíny, názvy hvězd a měřicí metody pro pozdější dobu. Velmi významné bylo téměř přesné určení precesního posuvu jarního bodu arabským astronomem 13. století Nassir Edinem. V Evropě teprve v první polovině čtrnáctého století sepsal Johannes de Sacrobosco učebnici astronomie opřenou o Ptolemaiovy *Almagest*. Tento spis, resp. jeho varianty byly používány na všech tehdejších univerzitách po dlouhou dobu jako základní učebnice astronomie.

Na pražské univerzitě již krátce po jejím založení v roce 1348 bylo čteno celkem 6 knih z matematiky a astronomie (mezi nimi i *Almagest* patrně v pařížském přepisu), což svědčí o relativně vysoké náročnosti tehdejšího studia na pražském učení. Nutno ovšem připomenout, že v té době byla astronomie spojována s astrologií a většinou přednášeny společně s lékařstvím.

Tento stav trval prakticky až do šestnáctého století. Tehdy již bylo patrné, že výpočty poloh planet, Slunce a Měsíce nevyhovují Ptolemaiově geocentrické hypotéze a bylo nutno hledat jiná vysvětlení. V roce 1543 vyšel Koperníkův spis „*De revolutionibus orbium coelestium*“, který oživil myšlenku heliocentrické soustavy. Znamenitý pokrok však dosáhla astronomie po získání velkého počtu pozorovacích dat zejména o pohybu planety Mars, které nashromáždil Tycho Brahe a na jejichž základě Johannes Kepler odvodil počátkem sedmnáctého století známé tři zákony popisující dráhy a pohyb planet v heliocentrickém planetárním systému. V téže době Galileo Galilei svými objevy heliocentrický systém jako realitu plně potvrdil. Tyto objevy pak byly zobecněny Isaacem Newtonem a ostatními významnými zakladateli fyziky 17. století. Druhá polovina 17. a 18. století se vyznačuje vzrůstajícím počtem dílčích objevů významných astronomů, jako byl např. Halley, Hevelius a Huygens, známý též svými objevy v optice. V devatenáctém století byla rozvinuta klasická astronomie zabývající se především výpočty drah planet a komet. Počátkem 19. století byly také objeveny malé planetky mezi Marsem a Jupiterem, určena paralaxa hvězd a poprvé namířen spektroskop na Slunce, planety a hvězdy.

Z této doby známe práce významných vědců, jako byli např. Gauss, Bessel, La-grange, Laplace, Leverrier, Adams aj.

Tito teoretičtí astronomové prohloubili především metody výpočtu drah těles ve sluneční soustavě, zejména pak problém tří těles. Studium poruch způsobených v keplerovské dráze jedné planety planetou druhou vedlo pak k objevu Neptuna Gallem v roce 1846 na základě výpočtů poruch způsobených touto planetou v dráze Uranu. Tyto výpočty nezávisle na sobě provedli Leverrier a Adams. V téže době se astronomové začínají stále více zajímat o fyzikální vlastnosti nebeských těles, a vzniká tak nové rozsáhlé odvětví astrofyziky. V roce 1814 Fraunhofer objevil absorpční čáry ve slunečním spektru, v roce 1850 Pogson položil základy k exaktní fotometrii hvězd, v roce 1860 Kirchhoff formuloval zákony pro teorii záření a ko-fotometrii hvězd, v roce 1872 Henry Draper počal systematicky fotografovat hvězdná spektra. nečně v roce 1872 Henry Draper počal systematicky fotografovat hvězdná spektra. Po-Pickering a Cannonová v roce 1880 navrhli první spektrální klasifikaci hvězd. Po-čátkem dvacátého století K. Schwarzschild položil teoretické základy pro stu-dium hvězdných atmosfér a o několik let později Hertzsprung a Russell objevili závislost mezi spektrem a svítivostí (Hertzsprungův-Russellův diagram). V té době se též rozvíjí kvantová fyzika a teorie relativity, které silně ovlivnily další vývoj astrofyziky. Eddington v r. 1916 vybudoval první teorii vnitřní stavby hvězd. Současně se rozvíjí i experimentální astrofyzika. Jsou konstruovány velké zrcadlové dalekohledy, jimiž je možno fotograficky studovat spektra slabých hvězd a vzdále-ných mlhovin a fotoelektricky měřit jejich jas. Zjišťuje se, že spirálové mlhoviny jsou hvězdné systémy a naše Mléčná dráha je jednou z velmi četných galaxií. Hubble objevuje systematický rudý posuv ve spektrech těchto galaxií a do-kazuje přímou závislost mezi vzdáleností těchto objektů a velikostí rudého posuvu. Prvně se objevuje myšlenka rozpínajícího se vesmíru. Počátkem 30. let Janský detekoval rádiové záření z vesmíru. V roce 1937 byla Bethem teoreticky objevena příčina záření hvězd – termonukleární reakce (proton-protonová reakce), tedy řadu let předtím, než termonukleární reakce byly vyvolány uměle v atomové bombě. Po druhé světové válce se naše znalosti o kosmickém prostoru rozšířily díky rozvoji radioastronomie a výzkumu kosmického prostoru pomocí raket a později umělých družic Země (sputnik, SSSR, 1957) a kosmických sond. Tím bylo umožněno studovat záření přicházející k nám z různých kosmických těles ve všech vlnových délkách elektromagnetického záření. Tak bylo například obje-veno záření neutrálního vodíku v mezihvězdném prostoru, které umožňuje lépe poznat strukturu naší Galaxie. Bylo lépe prostudováno krátkovlnné záření Slunce a hvězd, objeveny infračervené objekty a konečně velmi zajímavé zdroje radio-astrofyzického záření, které v nedávné době byly identifikovány jako objekty vidí-telné v optickém oboru spektra. Jsou to jednak kvasary objevené v roce 1962 a pul-sary (1968). Velmi významné ovšem bylo vlastní proniknutí člověka do kosmického prostoru (Gagarin 1961) a konečně v roce 1969 přistání člověka na Měsíci (Apollo 11). V současné době se budují automatické a astronomické observatoře v kosmic-kém prostoru a získáváme informace o nejbližších planetách pomocí kosmických

sond vyslaných do blízkosti těchto těles. Současně se rozvíjejí teoretické interpre-tace nových poznatků, které mají nesmírný význam pro vývoj moderní fyziky.

1.3. Důležitější historická data v astronomii a astrofyzice

- 584 r., Thales Miletský: učí o kulatosti Země, předpovídá zatmění Slunce.
- 6. století, Pythagoras: učí o kulatosti Země, Měsíce a Slunce, oběhu některých planet kolem Slunce.
- 3. století, Aristarchos ze Samu: určuje vzdálenosti Slunce—Země, Měsíc—Země.
Eratosthenes: první určení velikosti Země.
- 150 r., Hipparchos: katalog jasných hvězd (relativně velmi přesné pozice).
- +150 r., C. Ptolemaios: Almagest, 13 knih o astronomii, geocentrický systém.
- 3. až 13. století, stagnace astronomie v Evropě. Arabové pěstují astronomii a pře-kládají díla antických autorů.
- kol. r. 1240, Johannes Sacrobosco: Tractatus de Sphaera (spis založený na Alma-gestu).
- kol. r. 1450, N. Cusanus: učí o nekonečnosti vesmíru.
- 1510, M. Koperník: první verze „znovuobjevení“ *heliocentrické soustavy* (ve formě dopisu).
- 1543, M. Koperník: vydání spisu *De revolutionibus*...
- 1574, T. Hájek: *Dialexi de novae*...
- 1577, T. Brahe, T. Hájek: důkaz, že komety nejsou součástí zemského ovzduší.
- 1599, T. Brahe v Praze a povolání J. Keplera do Prahy.
- 1600, G. Bruno: odsouzen pro zastávání heliocentrického názoru.
- 1609, J. Kepler: vydává *Astronomie nova* (obsahuje 1. a 2. zákon).
G. Galilei: používá dalekohledu k pozorování a objevuje řadu závažných jevů dokazujících heliocentrickou soustavu, vydává spis *Siderius nuncius* (1610).
- 1619, J. Kepler: *Harmonices mundi* (3. zákon).
- 1632, G. Galilei: vydává *Dialog*...
- 1638, G. Galilei: vydává *Discorsi*...
- 1687, I. Newton: vydání *Principia* (gravitační zákon).
- 1705, E. Halley: výpočet dráhy periodické komety.
- 1781, W. Herschel: objev Uranu.
- 1801, Piazzi-Gauss: objev první malé planetky (Ceres).
- 1814, J. Fraunhofer: objev absorpčních čar ve spektru Slunce.
- 1838, W. Bessel, F. C. W. Struve: paralaxa hvězd.
- 1846, G. Galle: objev Neptuna na základě poruch ve dráze Uranu (výpočet Lever-rier, Adams).

- 1850, N. Pogson: fotometrie hvězd.
 1852/59, F. Argelander: první rozsáhlejší katalog hvězd (Bonner Durchmusterung).
 1860, G. Kirchhoff: formulace základního zákona pro teorii záření.
 1872, H. Draper: fotografická spektroskopie hvězd.
 1880, E. C. Pickering, A. Cannonová: spektrální klasifikace hvězd.
 1893, K. Angström: první určení sluneční konstanty.
 1900, M. Planck: počátky kvantové teorie.
 1900, K. Schwarzschild: počátky teorie hvězdných atmosfér.
 1905, E. Hertzsprung: závislost spektrum-svitivost (Hertzsprungův-Russellův diagram).
 1905, A. Einstein: $E = mc^2$.
 1908, G. E. Hale: objev magnetického pole ve slunečních skvrnách.
 1913, H. N. Russell: závislost spektrum-svitivost (Hertzsprungův-Russellův diagram).
 1916, A. Eddington: teorie vnitřní stavby hvězd.
 1918, H. Shapley: excentrické postavení Slunce v Galaxii.
 1920/23, C. Curtis - E. Hubble: extragalaktická podstata spirálních mlhovin.
 1929, E. Hubble: rudý posuv ve spektrech galaxií.
 1930, C. Tombaugh: objev planety Pluto.
 1932, K. G. Janský: rádiové záření z vesmíru.
 1938, H. Bethe: nukleární reakce ve hvězdách.
 1945, — : počátek rychlého rozvoje radioastronomie.
 1947, A. V. Ambarcumjan: objev hvězdných asociací.
 1957, SSSR: sputnik – první umělá družice Země, počátky kosmonautiky.
 1961, J. Gagarin: první oblet Země v kosmickém prostoru.
 1962, — : objev kvasarů.
 1968, — : objev pulsarů.
 1969, N. Armstrong, E. Aldrin: první lidé na Měsíci.
 1973, — : observatoř na oběžné dráze kolem Země s lidskou posádkou.

2. Nástin klasické astronomie

2.1. Základní souřadné soustavy v astronomii

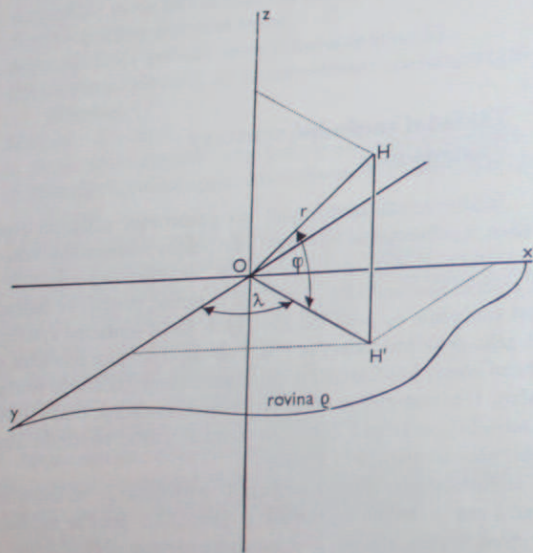
Jednou ze základních úloh při pozorování nějakého děje, zejména pak pohybu těles, je jednoznačné stanovení jeho polohy v daném časovém okamžiku. Z toho důvodu volíme vhodný souřadný systém. Ve fyzice se povětšinou setkáváme se soustavou *pravoúhlých souřadnic*. Pokud je to nutné, použije se souřadnic *polárních*, případně souřadnic *na kouli* čili *sférických*. Další souřadné systémy je nutno volit podle daného problému, který se řeší. Podstatou definice souřadné soustavy je definice *základní roviny* procházející počátečním bodem (počátkem souřadnic) a základního směru. V astronomii je většinou počátek souřadnic buď v místě pozorovatele (*topocentrické*), ve středu Země (*geocentrické*), nebo ve středu Slunce (*heliocentrické*) nebo některé planety či Měsíce.

Pravoúhlé souřadnice jsou dány počátkem O a rovinou ϱ , ve které leží osy x, y a na sebe kolmé a osa z kolmá na rovinu ϱ (obr. 2.1). Jestliže například počátek souřadnic je střed Slunce, rovina ϱ je totožná s rovinou oběžné dráhy Země a základní směr je určen polopřímku, která prochází bodem, ve kterém je Země v okamžiku jarní rovnodennosti. Získá se pravoúhlý souřadný systém, ve kterém může být poloha kteréhokoli tělesa v daném okamžiku jednoznačně určena třemi souřadnicemi: poloha Země je v daném okamžiku jednoznačně určena souřadnicemi x, y nebo průvodičem r a úhlem, který tento průvodič svírá se základním směrem. Tento systém souřadnic má velký význam například pro výpočet drah planet a komet.

Pravoúhlých souřadnic lze použít i při odvození souřadnic sférických, v astronomii nepostradatelných. Poloha bodu H v prostoru je určena souřadnicemi x, y, z nebo pomocí dvou úhlů a průvodiče r , tedy vzdáleností bodu H od počátku. Průvodič r právě tak jako bod H lze promítnout do roviny ϱ , kde příslušný průmět je bod H' a průmět průvodiče r' , který svírá se základním směrem úhel λ . Skutečný průvodič pak svírá s rovinou ϱ úhel β . Vzdáleností r a úhly λ, β je poloha bodu H jednoznačně určena. Úhel β má nad rovinou znaménko kladné, pod

rovinou záporné (podobně jako souřadnice z), a nabývá tedy hodnot od 0° do $\pm 90^\circ$. Lze ovšem použít i úhlu $\gamma = 90^\circ - \beta$, který průvodič svírá se souřadnicí z . Podobně by bylo možno směr průvodiče stanovit třemi úhly, které svírá průvodič s jednotlivými osami.

Souřadnice sférické (na kouli). Jestliže rovina ϱ a osa z procházejí středem koule, pak počátek souřadnic je ve středu koule. Směr $+y$ je základní směr. Poloha



Obr. 2.1. Poloha bodu H v prostoru je jednoznačně určena v souřadném systému definovaném třemi vzájemně kolmými osami x, y, z , a to buď promítnutím průvodiče r do jednotlivých os nebo průvodičem r a úhly λ, φ ; úhel λ leží v rovině ϱ jejíž poloha je definována osami x, y . Písmeny x, y, z jsou označeny souřadnice s kladným znaménkem.

kteréhokolí bodu na kouli je pak určena úhlem λ a β (a pochopitelně též průvodičem r , který však pozbývá významu, jelikož je pro všechny body na povrchu koule stejný a totožný s jejím poloměrem).

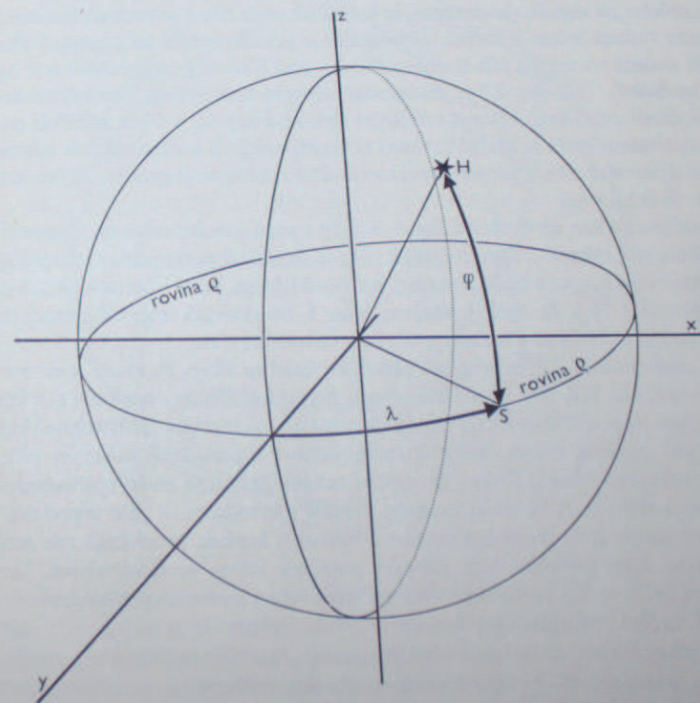
Na povrchu koule vznikne proložení roviny středem koule hlavní kružnice. Průsečík roviny ϱ s povrchem koule je tedy jednou z hlavních kružnic. Tuto kružnici lze označit jako rovník.

Osa z , kolmá k rovině ϱ , protne kouli ve dvou bodech – pólech. Oběma póly lze vést na kouli libovolné množství hlavních kružnic, kolmo protínajících rovník. Tyto kružnice lze označit jako poledníky.

Souřadná soustava na Zemi jsou souřadnice na kouli, základní rovinou je rovina rovníku, kolmá k ose rotace Země, která zde realizuje osu z .

Z předešlého výkladu plyne, že základem souřadnic na kouli je základní rovina a na této rovině základní směr. U naší Země tato základní rovina prochází rovníkem a základní směr je určen spojnicí vedenou ze středu Země k průsečíku základního poledníku s rovníkem. Na obrázku 2.2 určuje tento kladný směr osa y . Ke každé základní rovině lze vést středem koule kolmici.

Při stanovení nějakého souřadného systému na kouli je nutno vždy vycházet z tohoto principu: první úlohou je stanovit základní rovinu, druhou základní směr.



Obr. 2.2. Přechod z pravoúhlých prostorových souřadnic k souřadnicím sférickým. Počátek souřadné soustavy definované osami x, y, z je ve středu koule. Libovolná rovina vedená středem koule ji protíná v hlavní kružnici (o poloměru rovném poloměru koule). Je-li např. osa z rotační osou koule, pak rovina ϱ definuje na kouli hlavní kružnici analogickou např. se zemským rovníkem. Osami y, z prochází hlavní kružnice analogická např. se základním poledníkem na Zemi. Poloha bodu na kouli je jednoznačně určena úhly λ, φ . Jestliže poloměr koule $r \rightarrow \infty$ pak pozorovat se vždy nachází v počátku souřadného systému a je tedy ve středu koule – sféry. Astronomické souřadnice z tohoto předpokladu vycházejí. Pojem sféra, případně nebeská sféra se natolik vžil, že souřadnice na kouli se označují též jako souřadnice sférické.

V přírodě je nutno základní roviny a směry opřít o nějaké reálné body a směry. V případě zeměpisných souřadnic je to rotační osa Země, která sice není hmotná, což však je otáčením Země pevně stanovena. Avšak při určování poloh nebeských objektů lze použít několika různých souřadnic na kouli čili souřadnic sférických a vybrat tu, která se k řešení té které úlohy lépe hodí.

Souřadnice obzorníkové (horizontální). Země má v poměru k našim tělesným rozměrům průměr ohromný a pozorovatel má dojem, že okolní krajina, pokud není hornatá a kopcovitá, je rovina. Na širém klidném moři je představa roviny dokonalejší. Tato rovina jako by byla pod ohromným přiklopem oblohy a zdánlivě pronalá*. Tato rovina jako by byla pod ohromným přiklopem oblohy a zdánlivě pronalá*. Tato rovina jako by byla pod ohromným přiklopem oblohy a zdánlivě pronalá*. Příklad roviny na obzoru (horizontu), je kolmá na směr tíže a je rovinou horizontální. Přímka vedená kolmo k rovině horizontální je přímka vertikální a protíná sféru ve dvou bodech: v zenitu čili nadhlavníku (tj. nad hlavou pozorovatele) a v nadíru (podnožníku). (Na obr. 2.3 je znázorněna nebeská koule-sféra, jako kdybychom se na ni dívali zvnějšku.) Přímka vertikální spojuje body Z a N_d a zajišťuje polohu roviny obzoru, která je hlavní rovinou obzorníkových či horizontálních souřadnic. Jeden z hlavních úkolů pro stanovení souřadných soustav je splněn. Zbývá jen stanovit základní směr.

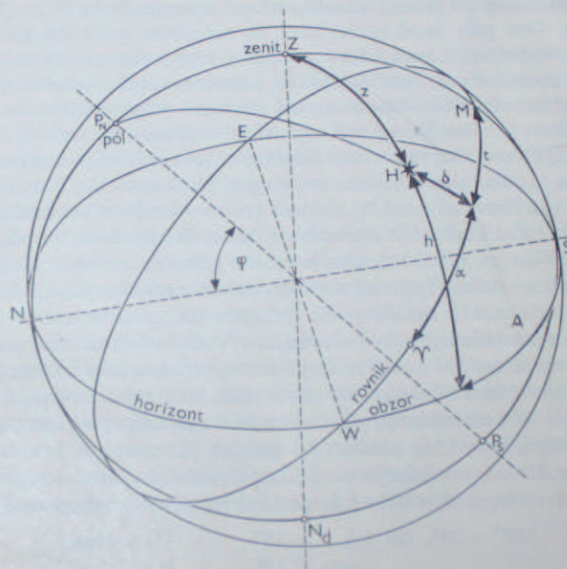
Každým bodem na povrchu Země, a tedy i pozorovacím místem, můžeme vést poledník, tzv. místní. Místní poledník nám určuje směr severojižní a protíná obzor ve dvou bodech, a to v bodě severním a v bodě jižním, které jsou na obr. 2.3 označeny písmeny N a S. Směr k jižnímu bodu S lze zvolit za směr základní, a tím se stává bod jižní východním bodem souřadnic obzorníkových.

Jak patrně z obr. 2.3, je horizont hlavní kružnicí na sféře. Podobně můžeme vést hlavní kružnici tak, aby procházela body severním, jižním, zenitem a nadírem. Tato kružnice je místní nebeský poledník nebo místní meridián. Místní meridián je v podstatě průsečík roviny, kolmé k rovině obzoru a proložené zemským poledníkem, s nebeskou sférou. Kolmo ke směru severojižnímu je směr východozápadní protínající sféru opět ve dvou bodech: v bodě východním E a v bodě západním W. Podobně lze proložit libovolně množství hlavních kružnic procházejících zenitem a nadírem, které podobně jako nebeský poledník kolmo protínají obzor. Jsou to kružnice výškové čili vertikální. Více ke stanovení obzorníkových souřadnic není třeba. K určení obzorníkových souřadnic nějaké hvězdy H je nutno určit úhlovou výšku nad obzorem h . Jak je z obrázku patrné, je výška hvězdy úhel, který svírá spojnice pozorovatel-hvězda s rovinou obzoru, měřený po vertikální kružnici. Výšky nad obzorem mají znaménko kladné, pod obzorem záporné. Výška h nabývá hodnot od $+90^\circ$ do -90° . Hvězda v zenitu má výšku $+90^\circ$, v nadíru -90° a hvězda, která právě zapadá nebo vychází, má výšku 0° .

* Existuje ovšem deprese horizontu, což je úhel, o který vidíme skutečný obzor níž, než je průsečík roviny proložené pozorovacím místem s oblohou. Deprese horizontu je způsobena kulovým tvarem Země a je tím větší, čím výše je pozorovatel nad povrchem Země.

Místo výšky nad obzorem lze použít úhlové vzdálenosti od zenitu, zenitovou vzdálenost z , která nabývá hodnot od 0° (v zenitu) do 180° (v nadíru). Vztah mezi zenitovou vzdáleností a výškou je zřejmý, $z = 90^\circ - h$.

Druhou souřadnicí je azimut A. Je to úhel, který mezi sebou svírají místní poledník a vertikální kružnice vedená hvězdou. Měří se od bodu jižního směrem záporným, tj. ve směru pohybu hodinových ručiček. Bod jižní má azimut 0° , bod západní 90° , bod severní 180° a bod východní 270° .



Obr. 2.3. Astronomické souřadnice na nebeské sféře (viz text).

Nebeská tělesa, která procházejí poledníkem, mají azimut buď 0° , nebo 180° . Průchod nebeského tělesa poledníkem, kulminace neboli vrcholení nastává v okamžiku, kdy je zenitová vzdálenost nebeského tělesa buď nejmenší, nebo největší, pokud se těleso účastní toliko zdánlivého pohybu oblohy. Rozeznává se svrchní (horní) a spodní (dolní) kulminace. Svrchní kulminace nastává v okamžiku nejmenší zenitové vzdálenosti, spodní kulminace při největší zenitové vzdálenosti. Slunce v pravé poledne je v horní kulminaci a v půlnoci ve spodní kulminaci.

Jelikož směr k zenitu je směrem tížnice, není pochyb o tom, že ve stejném okamžiku budou obzorníkové souřadnice jednoho a téhož nebeského tělesa na různých

pozorovacích místech na Zemi různé. Mimoto se obě obzorníkové souřadnice následkem zdánlivého denního pohybu oblohy stále mění s časem.

Souřadnice rovníkové (ekvatorální). Rovnoměrné otáčení Země od západu k východu vyvolává dojem zdánlivého otáčení oblohy, pochopitelně právě ve směru opačném. Zemská osa protíná nebeskou sféru v severním a jižním pólu. Jelikož nebeská sféra má nekonečně velký poloměr, je možno každým pozorovacím místem vést rovnoběžnou přímkou se zemskou osou, která protne sféru ve světových pólech. Každou takovou rovnoběžnou přímkou můžeme tedy považovat za světovou osu. Světová osa na obr. 2.3 protíná nebeskou sféru v severním (P_n) a jižním (P_s) světovém pólu. Oba póly musí nutně ležet na nebeském poledníku (meridiánu). Kolmo ke světové ose, tj. rovnoběžně s rovníkem, je proložena pozorovacím místem rovina, jež protíná sféru v největší kružnici, nebeském rovníku (ekvátoru). Světová osa tedy určuje polohu základní roviny, což je v tomto případě rovina rovníku, kterou vzhledem k nekonečnosti nebeské sféry můžeme přesunout do místa pozorování. Je nutno ještě stanovit základní směr. Je to směr od pozorovacího místa k průsečiku rovníku s meridiánem, označeným písmenem *M*. Pólem severním a jižním lze vést libovolné množství hlavních kružnic – kružnice deklinační. Jednou z kružnic výškových, právě tak, jako je možno přirovnat rovník k obzoru a pól k zenitu. Rovina ekvátoru je hlavní rovinou souřadnic rovníkových čili ekvatorálních. Tyto souřadnice lze rozdělit podle výchozího bodu na dva druhy:

a) *Rovníkové souřadnice prvního druhu* mají za výchozí bod již zmíněný průsečík *M* meridiánu s rovníkem. Od tohoto bodu počítáme, podobně jako azimut, hodinový úhel *t*. Hodinový úhel nějaké hvězdy *H* je úhel, který svírá deklinační kružnice proložená hvězdou s meridiánem, počítaný ve směru denního pohybu oblohy.

Hodinový úhel, který je na obrázku 2.3 označen písmenem *t*, se mění rovnoměrně s časem. Hvězda procházející meridiánem má hodinový úhel $t = 0^\circ$. Jelikož obloha se otáčí rovnoměrně, je zřejmé, že mezi mírou časovou a obloukovou platí, že:

$$\begin{array}{ll} 360^\circ = 24^h, \text{ čili } 1 \text{ h} & = 15^\circ & 1^\circ = 4 \text{ min} \\ & 1 \text{ min} = 15' & 1' = 4 \text{ s} \\ & 1 \text{ s} = 15'' & 1'' = 0,06 \text{ s} \end{array}$$

Druhou souřadnicí je deklinace označená δ , která je obdobou výšky hvězdy nad obzorem. Deklinace je úhel měřený po deklinační kružnici od rovníku k pólům, je to tedy úhel, který svírá spojnice pozorovatel-hvězda s rovinou nebeského rovníku. Nabývá hodnot $\delta = \pm 90^\circ$. Směrem k severnímu pólu jsou deklinace značeny kladně, k jižnímu záporně; má tedy severní pól deklinaci $\delta = +90^\circ$, jižní $\delta = -90^\circ$. Obdobou zenitové vzdálenosti je v tomto případě pólová vzdálenost čili distance *p*, což je úhel měřený po deklinační kružnici od severního pólu; nabývá hodnot od 0° do 180° . Jižní pól má tedy pólovou distanci 180° . Mezi pólovou distancí a deklinační platí opět vztah

$$p = 90^\circ - \delta. \quad (2.1.1)$$

Deklinace δ je pro určitou hvězdu stejná pro všechna místa na Zemi a v čase se nemění vlivem zdánlivého pohybu oblohy. Druhá souřadnice se sice mění jak se zeměpisnou délkou pozorovacího místa, tak i s časem, ale změna hodinového úhlu je rovnoměrná.

b) *Rovníkovými souřadnicemi druhého druhu* jsou opět deklinace nebo pólová vzdálenost, avšak místo hodinového úhlu, který se v každém okamžiku mění, je zde úhel neměnný se s časem. Místo průsečíku rovníku s místním meridiánem je nutno použít výchozího bodu na rovníku, který se zúčastňuje rovnoměrného pohybu oblohy. Takovým bodem je místo na rovníku, kde je Slunce v okamžiku jarní rovnodennosti. Je to bod jarní.

Slunce vykořává zdánlivý roční pohyb na dráze (zvané ekliptika). Ekliptika je největší kružnice na sféře nebeské, která protíná rovník ve dvou bodech, a to v bodě jarním Υ a v bodě podzimním. V těchto bodech je Slunce v okamžiku jarní, resp. podzimní rovnodennosti. Rovina, kterou lze proložit ekliptikou, je rovinou ekliptiky; svírá s rovinou rovníku úhel přibližně $23,5^\circ$, který je sklonem ekliptiky (na obr. 2.4 je označen písmenem ϵ). Rovina ekliptiky je totožná s rovinou oběžné dráhy Země.

Jarní bod Υ je hledaným výchozím bodem a vzhledem k němu určuje se rektascenze, tj. úhel, který svírají mezi sebou deklinační kružnice, procházející jarním bodem, a deklinační kružnice hvězdy, jejíž rektascenzi určujeme. Rektascenze roste *proti* směru denního pohybu oblohy.

Deklinace a rektascenze hvězd není závislá na zeměpisné poloze, pokud lze zanedbat rozměr Země ke vzdálenosti nebeských těles, a jak již bylo řečeno, s časem se mění velmi pomalu. Pomalá změna těchto souřadnic závisí především na téměř rovnoměrném posouvání jarního bodu po rovníku vlivem věkovitého pohybu zemské osy (viz kapitola o precesi). Při přesném měření poloh hvězd je nutno přihlídnout i ke krátkodobým pohybům zemské osy, konečné rychlosti světla a u blízkých hvězd i k jejich vzdálenostem, popř. k vlastním pohybům na sféře.

2.2. Hvězdný čas

V astronomické praxi je často nutno znát hodinový úhel nějaké hvězdy. Tento úkol je řešitelný, je-li znám místní hvězdný čas. (Podrobný výklad o čase je v kapitole 2.10.)

Hvězdný čas je hodinový úhel jarního bodu. To znamená, že v okamžiku svrchního průchodu jarního bodu meridiánem je $0^h 0^m 0^s$ hvězdného času. Je-li hodinový úhel jarního bodu $15^\circ = 1^h$, pak místní hvězdný čas je právě 1^h , a vrchol hvězdy, které mají rektascenzi 1^h . Zapadá-li jarní bod, je 6 hodin hvězdného času a je-li ve spodní kulminaci, je 12 hodin hvězdného času.

Máme-li nějakou hvězdu s hodinovým úhlem t a její rektascenze je α , pak, jak je již patrné z obr. 2.3, součet rektascenze a hodinového úhlu je hvězdný čas,

čili platí vzorec $\text{hvězdný čas} = \alpha + t$. (2.2.1)

Pro hodinový úhel hvězdy platí opět $t = \text{hvězdný čas} - \alpha$. (2.2.2)

Například hodinový úhel hvězdy α Leonis (Regulus), která má rektascenzi $\alpha = 10$ hodin 06 minut, v okamžiku, kdy hodiny nařazené na hvězdný čas ukazují 11 hodin 17 minut, je

$$t = 11 \text{ h } 17 \text{ min} - 10 \text{ h } 06 \text{ min} = +1 \text{ h } 11 \text{ min}.$$

Kdyby hodiny seřazené na hvězdný čas ukazovaly 8 hodin 55 minut, pak

$$t = 8 \text{ h } 55 \text{ min} - 10 \text{ h } 06 \text{ min} = -1 \text{ h } 11 \text{ min}.$$

V tomto případě vyšel tentýž hodinový úhel, ale se záporným znaménkem. To znamená, že hvězda ještě neprošla meridiánem čili nekulminovala a hvězdu nutno hledat východně od meridiánu. To je pochopitelné, protože právě vrcholí hvězdy, které mají rektascenzi 8 hodin 55 minut.

2.3. Souřadnice ekliptikální

Další astronomické souřadnice jsou souřadnice ekliptikální. Základní rovinou je rovina ekliptiky. Jak již bylo řečeno dříve, ekliptika protíná rovník v bodě jarním a podzimním. V těchto bodech je Slunce v době jarní, resp. podzimní rovnodennosti. Přímka kolmá na rovinu ekliptiky protíná sféru ve dvou bodech, pólech ekliptiky P'_N a P'_S (obr. 2.4).

Póly ekliptiky můžeme vést *šířkové kružnice*, podobně jako světovými póly vedeme kružnice deklinační. Ekliptikální souřadnice jsou obdobou rovníkových. Je to ekliptikální délka λ měřená od jarního bodu ve směru ročního zdánlivého pohybu Slunce a ekliptikální šířka β měřená po šířkových kružnicích. Kladně se počítá k severnímu pólu ekliptiky, záporně k pólu jižnímu.

Ekliptikálních souřadnic se užívá především při výpočtu drah těles ve sluneční soustavě.

2.4. Souřadnice galaktické

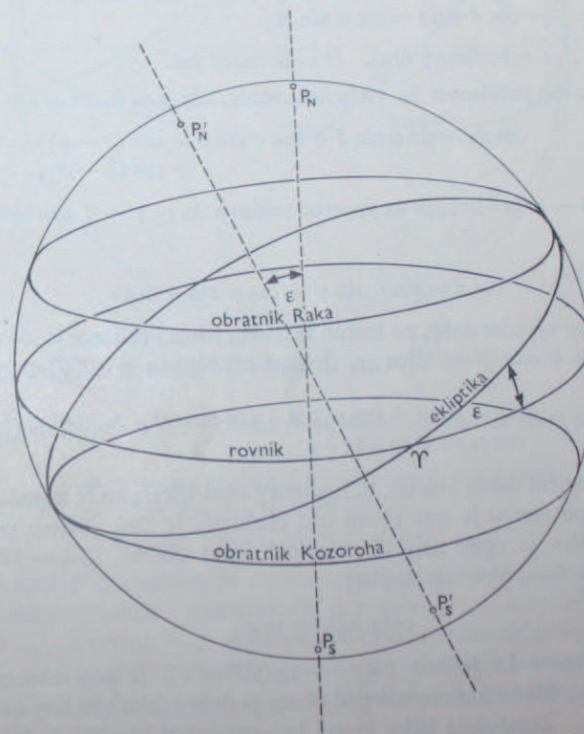
Základní rovinou souřadnic galaktických je rovina Galaxie (Mléčná dráha – Galaxie). Mléčná dráha se klene jako jasný pás přes celou oblohu po největší kružnici. Není to pochopitelně pás přesně ohraničený a má jisté nepravidelnosti. Poloha roviny je tedy stanovena mezinárodní úmluvou (přesně řečeno jsou stanoveny souřadnice galaktických pólů). Výchozím bodem je střed Galaxie.

Galaktické souřadnice jsou galaktická délka l a šířka b podobně jako u souřadnic ekliptikálních.

Souřadnic galaktických se užívá při studiu pohybů hvězd a struktury mléčné dráhy.

2.5. Transformace souřadnic

Z uvedeného přehledu je patrné, že se v astronomii užívá několik souřadných soustav. V různých případech lze použít různých druhů souřadnic, avšak většinou se vychází ze souřadnic rovníkových. Je proto nutno často převádět souřadnice nebeského objektu z jedné soustavy do druhé – čili provádět transformaci souřadnic.



Obr. 2.4. Vzájemná orientace ekliptiky a rovníku na sféře. V době letního slunovratu denní zdánlivá dráha Slunce probíhá po vedlejší kružnici označené jako obratník Raka. V době zimního slunovratu je touto zdánlivou dráhou obratník Kozoroha.

Obvyklým úkolem je nalézt pro daný okamžik pozorování obzorníkové souřadnice nějaké hvězdy ze známých souřadnic rovníkových nebo naopak. Vždy je nutno znát zeměpisnou polohu pozorovacího místa: zeměpisnou šířku φ a zeměpisnou délku λ , nebo místní hvězdný čas t (tj. pro zeměpisnou délku λ). Následující vztahy lze odvodit řešením sférického trojúhelníku, jehož vrcholy jsou hvězda H , zenit Z a světový pól P_N . Pro hledané obzorníkové souřadnice, azimut A a výšku h , resp. zenitovou vzdálenost $z = 90^\circ - h$, platí

$$\begin{aligned} \cos z &= \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, \\ \sin z \sin A &= \cos \delta \sin t, \\ \sin z \cos A &= -\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos t. \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

Naopak pro hledané rovníkové souřadnice, rektascenzi α a deklinaci δ , platí

$$\begin{aligned} \sin \delta &= \cos z \sin \varphi - \sin z \cos \varphi \cos A, \\ \cos \delta \cos t &= \cos z \cos \varphi + \sin z \sin \varphi \cos A, \\ \cos \delta \sin t &= \sin z \sin A, \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

$\alpha = t - \theta$, t = hodinový úhel, θ = hvězdný čas.

Pro zenitovou vzdálenost z_0 vrcholící hvězdy, kdy $t = 0$ a $\cos t = 1$, platí

$$\begin{aligned} \cos z_0 &= \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta = \cos(\delta - \varphi) = \\ &= \cos(\varphi - \delta), \end{aligned}$$

tedy $z_0 = \delta - \varphi$ pro hvězdu na sever od zenitu a $z_0 = \varphi - \delta$ pro hvězdu na jih od zenitu.

Rovnici

$$\cos z = \sin \delta \sin \varphi + \cos \varphi \cos \delta \cos t$$

lze použít i pro výpočet doby, po kterou je těleso, jehož deklinace je δ , nad obzorem pro místo o zeměpisné šířce φ . Jelikož při západu $z = 90^\circ$ a $\cos z = 0$, platí

$$\begin{aligned} \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t_0 &= 0, \\ \cos t_0 &= -\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta, \end{aligned} \quad (2.5.3)$$

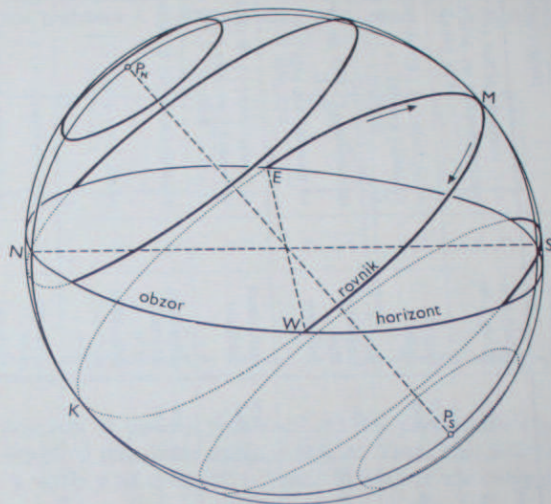
kde t_0 je poloviční denní oblouk, tj. hodinový úhel tělesa, které zapadá nebo vychází. Doba, po kterou je toto těleso nad obzorem, je $2t_0$. Těleso pozorované v zeměpisné šířce φ opíše největší poloviční denní oblouk $t_{\max} = 12^h = 180^\circ$, má-li deklinaci δ_{\min} , pro kterou platí

$$\operatorname{cotg} \delta_{\min} = \operatorname{tg} \varphi,$$

neboť $\cos 180^\circ = -1$. Jelikož $\operatorname{cotg} \delta = \operatorname{tg}(90^\circ - \delta)$, je pro takovou hvězdu $90^\circ - \delta_{\min} = \varphi$. Hvězda nezapadá pod obzor podobně jako všechny hvězdy, pro které $\delta \geq \delta_{\min}$. Zeměpisná šířka Prahy je $\varphi = +50^\circ$, tudíž všechny objekty s deklinací stejnou nebo větší než $\delta_{\min} = +40^\circ$ jsou cirkumpolární, v Praze nezapadají. To je ostatně zřejmé i z prostého geometrického názoru.

K transformaci souřadnic rovníkových na ekliptikální délku λ a šířku β se užije vztahů

$$\begin{aligned} \sin \lambda \cos \beta &= \sin \delta \sin \varepsilon + \cos \delta \cos \varepsilon \sin \alpha, \\ \cos \lambda \cos \beta &= \cos \delta \cos \alpha, \\ \sin \beta &= \sin \delta \cos \varepsilon - \cos \delta \sin \varepsilon \sin \alpha, \end{aligned} \quad (2.5.4)$$



Obr. 2.5. Zdálnivá dráha tělesa na sféře s různou deklinací.

kde ε je sklon ekliptiky. Při výpočtu rovníkových souřadnic užije se obdobných vztahů

$$\begin{aligned} \sin \alpha \cos \delta &= -\sin \beta \sin \varepsilon + \cos \beta \cos \varepsilon \sin \lambda, \\ \cos \alpha \cos \delta &= \cos \beta \cos \lambda, \\ \sin \delta &= \sin \beta \cos \varepsilon + \cos \beta \sin \varepsilon \sin \lambda. \end{aligned} \quad (2.5.5)$$

Je snad vhodné připomenout, že uvedené vztahy lze snadno odvodit zavedením dvou systémů pravouhlých souřadnic x, y, z a x', y', z' o společném počátku, kdy rovina x, y k rovině x', y' je skloněna o úhel ε (sklon ekliptiky) a osy x a x' splývají. Osa z směřuje k severnímu pólu a osa z' k pólu (severnímu) ekliptiky. Převedením polohy libovolného bodu z jedné souřadné soustavy do druhé lze dospět k výše uvedeným rovnicím.

Obdobně se postupuje při transformaci rovníkových souřadnic na galaktické. Proto lze pro takovou úlohu většinou použít vhodných tabulek.

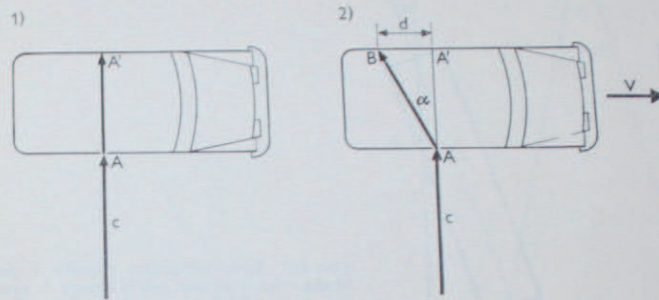
Tabulka 2.1
Souřadné soustavy

Soustava	Základní rovinu určuje	Základní rovina prochází	Pomočná rovina	Počátek souřadnic	Název souřadnic	Označení	Smysl počítání Nabývá hodnot
Zeměpisná (geografická)	zemská osa	zemský rovník	Greenwichský poledník	—	zeměp. délka zeměp. šířka	λ φ	od 0° poledníku do 360° (+) od zem. rovníku k sev. pólu Z. (+) } 0° až ±90° k již. pólu Z. (-) }
Obzorníková (horizontální)	směr tíže	obzor (horizont)	místní poledník	jižní bod	azimut výška	A h	od již. bodu (-), od 0° do 360° od horiz. k zenitu (+) } 0° až ±90° k nadíru (-) }
I. rovníková (I. ekvatorální)	zemská osa	světový rovník	místní poledník	—	hodinový úhel deklinace	t δ	od meridiánu (-) 0° do 24 ^h (nebo ±12 ^h) od rovníku k sev. pólu (+) } 0° až ±90° k již. pólu (-) }
II. rovníková (II. ekvatorální)	zemská osa	světový rovník	—	jarní bod	rektascenze deklinace	α δ	od jarního bodu (+), 0 ^h až 24 ^h od rovníku k sev. pólu (+) } 0° až ±90° k již. pólu (-) }
Ekliptrikální	rovina dráhy Země	ekliptika	—	jarní bod	ekliptrikální délka ekliptrikální šířka	λ β	od jarního bodu (+) 0° až 360° od ekl. k sev. pólu (+) } 0° až ±90° k již. pólu (-) }
Galaktická (od r. 1900)	rovina Galaxie	galaktický rovník	—	—	galaktická délka galaktická šířka	l b	od středu Galaxie (+) $\alpha = 17^{\text{h}}42,4^{\text{m}}$, $\delta = -28^{\circ}55'$ od gal. rovníku k sev. pólu (+) } 0° až ±90° k již. pólu (-) }

Poznámka: (+) znamená kladný smysl počítání, tj. proti směru denního pohybu oblohy, platí pro λ, A, t, α, l
(-) znamená záporný smysl počítání, tj. ve směru denního pohybu oblohy.
Při pozorování umělých družic azimut = $A + 180^\circ$.

2.6. Aberace

Důsledkem konečné rychlosti světla je aberace. Podstatu aberace pochopíme z klasického přirovnání světelného paprsku ke střele vystřelené do boku vozu. První stěnu vozu prorazí střela v bodě A , a je-li vůz v klidu, prorazí protější stěnu v protilehlém bodě A' . Jestliže se však vůz pohybuje, urazí za dobu, kterou střela potřebuje k proběhnutí šířky vozu, dráhu d , o kterou bude bod



Obr. 2.6. Dráhy střely pohybující se rychlostí c ; 1. pozorované v nepohybujícím se voze; 2. ve voze pohybujícím se stálou rychlostí v .

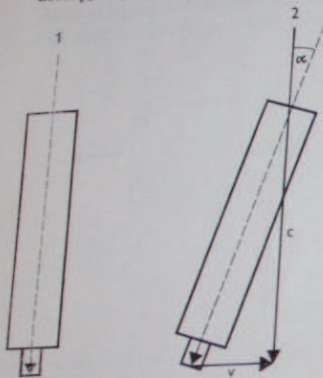
druhého průstřelu B posunut proti bodu A' . Pro pozorovatele v jedoucím voze se střela uchýlí od původního směru o úhel α . Tento úhel je závislý jedinečně na rychlosti c střely a na rychlosti v vozu. Skládají se zde dva pohyby – střely a vozu.

Totéž platí i o rychlosti Země a světelného paprsku přicházejícího k nám z hvězdy. Okamžitý směr, ve kterém se Země právě pohybuje, nazýváme apexem. Rychlost tohoto pohybu je průměrně 30 km s^{-1} . Touto rychlostí je unášen každý přístroj na povrchu Země, kterým hvězdy pozorujeme, např. dalekohled. Aby bylo hvězdu vidět ve středu zorného pole dalekohledu, je nutno jej sklonit ve směru pohybu Země – tedy k apexu – o úhel α . Úhel α je závislý na rychlosti Země v a světla c , což jsou veličiny téměř konstantní, a na úhlu β , což je vzdálenost hvězdy od apexu. Maximální úchylku, čili aberaci, budou jevit hvězdy vzdálené od apexu 90° , neboť

$$\text{tg } \alpha = \frac{v}{c} \sin \beta. \quad (2.6.1)$$

Jelikož $v/c = 10^{-4}$, pak $\alpha = 10^{-4} (\sin 1^\circ)^{-1} \sin \beta = 20,47'' \sin \beta$, kde $20,47''$ je aberační konstanta a současně maximální hodnota aberace, což je úhel již značně velký. Proto byla aberace objevena dříve než paralaxa hvězd. Objevil ji v roce 1727 Bradley, když se snažil měřit hvězdné vzdálenosti. Tuto aberaci, která vzniká ročním pohybem Země kolem Slunce, nazýváme aberace roční. Jelikož se hvězda

posunuje vždy ve směru pohybu pozorovatele a tento směr se každým okamžikem mění a během roku uzavře kruh, vykonávají hvězdy během roku periodický pohyb. U pólu ekliptiky je to pohyb po kružnici, mezi ekliptikou a pólém je to pohyb po elipse a na ekliptice se hvězda pohybuje po úsečce sem a tam. Poloviční délka úsečky, resp. velká poloosa elipsy, popř. poloměr kružnice v blízkosti pólu, je u všech



Obr. 2.7. Směr světelného paprsku v dalekohledu, v jehož zorném poli je hvězda 1. promítající se do směru okamžitého pohybu Země – apexu; 2. promítající se do směru kolmého na tento pohyb.

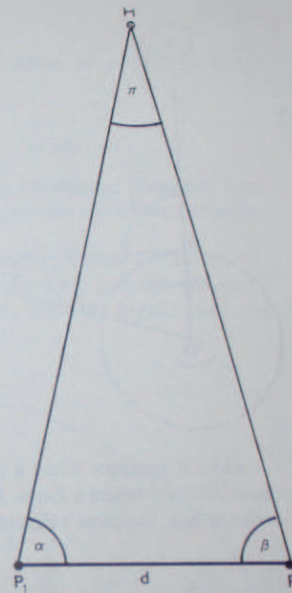
hvězd $20,5''$ a není závislá na vzdálenosti hvězdy, čímž se tento aberační posuv hvězd liší od posuvu paralaktického. Rotace Země kolem vlastní osy má za následek aberaci denní. Její hodnota je maximální pro pozorovatele na rovníku, $0,3''$.

2.7. Měření vzdáleností ve vesmíru

Princip měření vzdáleností ve vesmíru lze ukázat na klasické úloze: zjistit neznámou vzdálenost nedostupného bodu H (obr. 2.8) měřením úhlu ve dvou stanovištích P_1 a P_2 ve známé vzdálenosti d . Změříme-li úhel α , který spolu svírají spojnice HP_1 a P_1P_2 ze stanoviště P_1 , a potom úhel β , který svírají spojnice HP_2 a P_1P_2 , můžeme si zkonstruovat trojúhelník o vrcholech P_1P_2H , neboť známe vzdálenost P_1P_2 a úhly α a β . Spojnice P_1P_2 je základna o délce d . Úhel π , který vznikne u vrcholu H , je úhel, pod kterým vidíme základnu z bodu H , a nazýváme jej *paralaxou*. Čím větší bude základna nebo čím menší vzdálenost bodu, tím větší bude *paralaxa*.

V astronomii se měří velké vzdálenosti, a proto musí být základna dostatečně velká. Je proto volen jednak rovníkový poloměr Země pro vzdálenosti menší (ve sluneční soustavě), jednak vzdálenosti Slunce—Země čili astronomická jednotka pro vzdálenosti větší. Zjednodušený postup při určení vzdálenosti Země—Měsíc

je naznačen na obrázku 2.9. Střed Země je označen O a pozorovací místo P je na rovníku. Spojnice OP je vertikální přímka směřující k zenitu. Měsíc je označen písmenem M_1 a jeho zenitová vzdálenost je Z . Kdybychom však umístili pozorovací místo do středu Země, byla by zenitová vzdálenost Z_0 . Rozdíl těchto úhlů



Obr. 2.8. K pojmu paralaxa. Vzdálenost nedostupného bodu H možno zjistit měřením úhlu α a β ze dvou stanovišť v bodech P_1 a P_2 . Spojnice těchto bodů je základna pro určení paralaxy bodu H , tj. úhlu π . Paralaxa je tedy největší úhel, pod kterým je vidět základnu o délce d .

je úhel, pod kterým bychom viděli z Měsíce spojnice středu Země O a pozorovacího místa P (což je poloměr Země). Za určitou dobu se Měsíc dostane na obzor čili zenitová vzdálenost v pozorovacím místě bude

$$Z = 90^\circ,$$

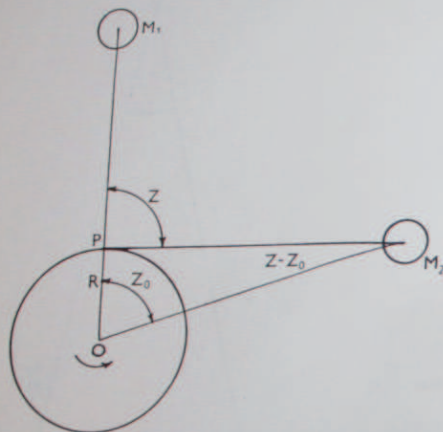
avšak ze středu Země je zenitová vzdálenost

$$Z_0 = 90^\circ - \pi^\circ;$$

přítom úhel π° je maximální rozdíl mezi Z a Z_0 , který dosahuje u obzoru největší hodnoty. Je to úhel, pod kterým z Měsíce vidíme poloměr zemského rovníku. Tento úhel je *ekvatorální horizontální paralaxa*. Prakticky lze určit paralaxu (Měsíce) různými způsoby – buď změřit jeho polohu v různých místech na Zemi ve stejném okamžiku, nebo z jednoho stanoviště určováním zenitových vzdáleností

při průchodu a jistou dobu po průchodu Měsíce místním meridiánem. Paralaxa Měsíce je značně velká a mění se v rozmezích $54'$ až $61'$. Projevuje se i v denním zdánlivém pohybu Měsíce, a proto se též zkráceně nazývá *paralaxa denní*. Střední hodnota je

$$\pi'' = 57'02,70''.$$



Obr. 2.9. Denní paralaxa Měsíce. Pro pozorovatele P na rovníku rotující Země bude střed Měsíce v poloze M_1 v zenitu a do téhož směru se promítá i ze středu Země O . V okamžiku, kdy pro pozorovatele Měsíc zapadá a jeho střed je v poloze M_2 , zenitová vzdálenost $Z = 90^\circ$, avšak měřeno ze středu O bude $Z_0 < 90^\circ$. Rozdíl $Z - Z_0$ je denní paralaxa Měsíce (přesněji, denní horizontální ekvatorální paralaxa).

Známe-li paralaxu tělesa a jeho zdánlivý poloměr, můžeme zjistit, jak je toto těleso velké vzhledem k Zemi. Je to vlastně poměr paralaxy a zdánlivého poloměru onoho tělesa. Skutečná velikost tělesa je dána vztahem

$$R = \frac{d''}{\pi''} 6378,$$

kde R je poloměr tělesa v km, π'' paralaxa tělesa, d'' zdánlivý poloměr tělesa a konstanta 6378 je poloměr Země v km. Vypočteme tedy velikost Měsíce:

$$\frac{d''}{\pi''} = \frac{15'31,87''}{57'02,63''} = \frac{931,87''}{3422,63''} = 0,2723,$$

$$R = 0,2723 \cdot 6378 = 1737 \text{ km}.$$

Poloměr Měsíce je 1737 km, tedy o něco větší než čtvrtina poloměru Země.

Slunce má denní paralaxu $8,79''$ – pod tímto úhlem bychom ze Slunce viděli poloměr Země. Jaký je jeho poloměr, je-li jeho střední zdánlivý poloměr téměř stejně veliký jako u Měsíce? (Téměř $7 \cdot 10^6$ km.)

Paralaxy ostatních členů sluneční soustavy jsou podstatně menší než paralaxa Měsíce.

Mezinárodní hodnota střední denní paralaxy Slunce je $8,79''$, avšak vzhledem

k tomu, že měření paralaxy Slunce je velmi obtížné, je nutno používat různých nepřímých metod, je tato hodnota poněkud vyšší, než se naměřilo v posledních letech. Skutečná vzdálenost plyne z paralaxy jednoduchou geometrií. Pro vzdálenost r tělesa platí

$$r = \frac{1}{\sin \pi''} R, \quad (2.7.1)$$

kde R je poloměr Země.

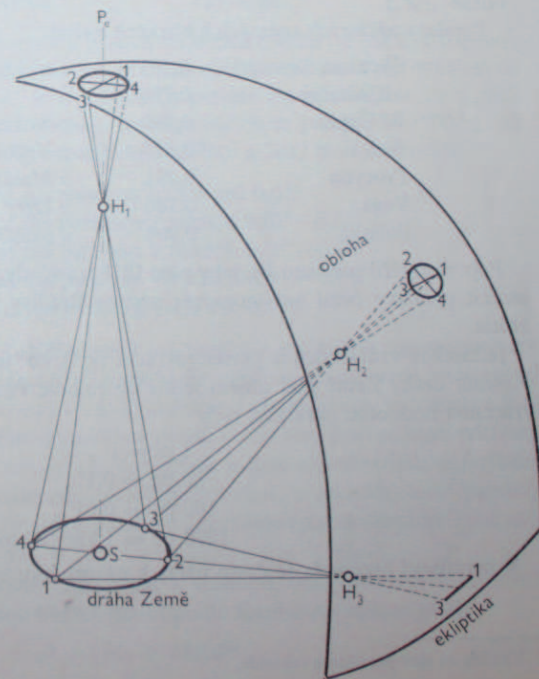
Další příklad: střední vzdálenost Slunce vypočítáme ze střední paralaxy $8,79405''$.

$$\sin 8,8'' = 0,0000426,$$

$$r = \frac{1}{0,0000426} \cdot 6378 = 149,6 \cdot 10^6 \text{ km}.$$

Střední vzdálenost Země—Slunce je tedy přibližně 150 milionů kilometrů. Tato vzdálenost je, jak již bylo dříve řečeno, *astronomická jednotka* a většinou jí vyjadřujeme vzdálenosti ve sluneční soustavě.

Jelikož i přesnými fotografickými metodami lze měřit paralaxy jen do $0,02''$, je jasné, že těleso ve vzdálenosti asi 70—80 astronomických jednotek má denní paralaxu tak malou, že je pod hranici měřitelnosti. Nejbližší hvězdy jsou však



Obr. 2.10. Zdánlivý roční pohyb hvězd v důsledku paralaxy. Hvězda H_1 se promítá na oblohu do těsné blízkosti pólu ekliptiky. Během roku se posouvá kolem pólu ekliptiky po kružnici (přesněji po elipse, jejíž excentricita odpovídá excentricitě dráhy Země). Hvězda H_3 na ekliptice koná toliko periodický pohyb po úsečce. Všechny hvězdy mezi póly ekliptiky a ekliptikou vykonávají eliptický pohyb a velká poloosa této elipsy odpovídá paralaxě hvězdy.

vzdáleny více než 200 000 astronomických jednotek; denní paralaxa je neměřitelná. Proto je nutno volit základnu větší, než je poloměr Země, ale takovou, aby pozorovatel dosáhl obou bodů. Takovou základnou je poloměr (ve skutečnosti průměr) dráhy Země. Na obrázku 2.10 máme naznačenu tuto dráhu a Zemi ve čtyřech polohách. Měříme-li přesně polohu nějaké hvězdy na obloze, pak zjistíme, že směry ke zmíněné hvězdě ze dvou období vzdálených od sebe půl roku svírají úhel $2\pi''$, což je úhel, pod kterým bychom viděli průměr dráhy Země z oné hvězdy. Polovina této hodnoty, tedy úhel π'' , je úhel, pod kterým bychom viděli poloměr dráhy Země, a nazýváme jej *roční paralaxou*, jelikož vzniká pohybem Země kolem Slunce. Hvězda vykoná na sféře během roku pohyb obecně po elipse, který úplně odpovídá tvaru zemské dráhy, jak bychom ji viděli z hvězdy. To znamená, že hvězdy blízko pólu ekliptiky budou opisovat jednou za rok kružnici (přesněji řečeno elipsu) o poloměru rovném své paralaxe, kdežto hvězdy na ekliptice budou konat harmonický pohyb jednou za rok po úsečce rovnoběžné s ekliptikou, jejíž poloviční délka bude rovna příslušné paralaxe. Paralaxy hvězd jsou vesměs menší než $1''$. (Toto nepatrné posouvání hvězd na sféře je jedním z důkazů oběhu Země kolem Slunce. Tycho Brahe nesouhlasil s Koperníkovou naukou, neboť nenalezl měřitelné paralaxy hvězd. Ovšem hodnoty jsou velmi malé a Brahe měřil s přesností přibližně $\pm 2'$.)

Paralaxy některých známých a blízkých hvězd:

Proxima Centauri	0,763''	nejbližší známá hvězda
α Centauri	0,756	
61 Cygni	0,299	první změřená paralaxa
Sirius	0,376	α Velkého psa
Procyon	0,291	α Malého psa
Vega	0,140	α Lvy
Polárka	0,008	α Malého vozu.

Poprvé změřil paralaxu Bessel v roce 1838 u hvězdy 61 Cygni. Předtím se snažili změřit paralaxy četní astronomové; přitom Bradley v 18. století našel aberaci světla.

Jednotkou vzdálenosti je parsek (zkratka pc*), což je vzdálenost, ze které se jeví poloměr dráhy Země pod úhlem jedné obloukové vteřiny. Tato jednotka je převrácenou hodnotou paralaxy, tedy

$$\begin{aligned} 1 \text{ pc} &\Leftrightarrow 1'' , \\ 10 \text{ pc} &\Leftrightarrow 0,1'' , \\ 100 \text{ pc} &\Leftrightarrow 0,01'' , \\ 1000 \text{ pc} &\Leftrightarrow 1 \text{ kpc (kiloparsek)} \Leftrightarrow 0,001'' \text{ atd.} \end{aligned}$$

V populární literatuře se často užívá k názornému vyjádření vzdálenosti 1 svě-

* Vznikla ze slov paralaxa a sekunda.

tejný rok, což je dráha, kterou urazí světelný paprsek za rok. Rychlost světla je 300 000 km za vteřinu, a tedy délka jednoho světelného roku je

$$1 \text{ světelný rok} = 9,46 \cdot 10^{12} \text{ km} = 0,307 \text{ pc} .$$

Světelný rok nám udává dobu, za kterou k nám dospěje světlo z určité hvězdy. Z nejbližší hvězdy Proxima Centauri se k nám šíří světelný signál, světlo, 4,3 roku, ze Slunce 8,3 minuty.

Vzájemné vztahy mezi jednotlivými vzdálenostmi jsou:

1 parsek = 206 265 astronomických jednotek = 3,26 světelných let,
 1 světelný rok = 63 250 astronomických jednotek = 0,307 parsek,
 1 astronomická jednotka = 0,00000485 parsek = 0,0000158 světelných let.
 Skutečná vzdálenost hvězd uvedených v předešlé tabulce je tedy:

Proxima Centauri	1,31 pc
α Centauri	1,31 pc
61 Cygni	3,34 pc
Sirius	2,66 pc
Procyon	3,42 pc
Vega	7,15 pc
Polárka	125,00 pc.

Přesnost paralax přímo měřených z posuvů na nebeské sféře (tj. paralax trigonometrických) je asi $\pm 0,02''$; to znamená, že tímto způsobem lze určovat vzdálenosti maximálně do 40—50 parsek. Je-li u blízkých paralax chyba přibližně 10 %, pak u vzdáleností nad 40 parsek je chyba u trigonometrických paralax 60—100 %. Až dosud byly katalogizovány trigonometrické paralaxy u 5822 hvězd, z nichž

3770 hvězd má paralaxu menší než $0,02''$
 1300 hvězd má paralaxu v mezích $0,02''$ — $0,05''$
 485 hvězd má paralaxu v mezích $0,05''$ — $0,08''$
 132 hvězd má paralaxu v mezích $0,08''$ — $0,11''$
 135 hvězd má paralaxu větší než $0,11''$.

Lze tedy říci, že pouze asi 1000 hvězd má paralaxu spolehlivě trigonometricky změřenou. U větších vzdáleností si pomáháme nepřímou a určujeme vzdálenosti většinou z fyzikálních vlastností hvězd. Vycházíme z předpokladu, že hvězdy o jisté teplotě a s jistými charakteristickými vlastnostmi ve spektru mají stejnou svítivost. Pomocí hvězd, které mají zaručenou vzdálenost a jisté charakteristické fyzikální vlastnosti, odhadujeme vzdálenosti podobných hvězd, u kterých nelze paralaxu měřit přímo. Tyto nepřímou získané paralaxy nazýváme spektroskopické (jelikož je nutno znát spektrum hvězdy).

U dvojhvězd lze odhadnout vzdálenost z velikosti velké poloosy, je-li známa oběžná doba a hmotnost obou hvězd, neboť podle Keplerova zákona platí

$$a^3 = (M_1 + M_2) P^2 , \quad (2.7.2)$$

kde a je velká poloosa, M_1 hmota jedné hvězdy, M_2 hmota druhé hvězdy a P oběžná doba, (v astronomických jednotkách, hmotnosti Slunce a rocích). Parallaxu π'' obdržíme, když velkou poloosu vyjádříme v obloukových vteřinách, což můžeme přímo změřit. Vzorec pro výpočet tzv. dynamické parallaxy pak zní

$$\pi'' = \left(\frac{a^3}{(M_1 + M_2) P^2} \right)^{1/3} \quad (2.7.3)$$

Hodnota $M_1 + M_2$ se klade rovna dvojnásobku hmoty Slunce, čímž ve většině případů nevzniká vážná chyba.

Při určování vzdáleností dalekých hvězdokup, galaxií a při studiu struktury Galaxie se užívá proměnných hvězd, především pulzujících proměnných typů δ Cephei a RR Lyrae, které jeví závislosti mezi periodou změny jasů a svítivostí. O tom blíže v kapitole o proměnných hvězdách.

2.8. Určení astronomické jednotky

Keplerovy zákony vedou k určení vzdálenosti planet, avšak jednotka vzdálenosti v tomto případě je vzdálenost Slunce—Země. Vyjádření vzdálenosti mezi planetami a vůbec ve vesmíru v jednotkách jako například kilometr nebo metr vyžaduje stanovení sluneční parallaxy. Přímé určení parallaxy Slunce není prakticky možné. Je nutno užít některé z nepřímých metod. Princip nepřímé metody je, že se určí geocentrická vzdálenost nějaké planety, která má velkou a přesně měřitelnou parallaxu v určitém bodě své dráhy. Jestliže je známa vzdálenost Země—planeta v určitých časových okamžicích a je známa dostatečně přesně i dráha této planety kolem Slunce, pak je možno určit i vzdálenost Země—Slunce. V současné době je sluneční parallaxa zjištěna s velkou přesností na základě radarových pozorování planet. Princip metody plyne z následujícího příkladu: V určitých časových intervalech se změní pomocí radarových odrazů okamžitá vzdálenost Země—Venuše (nebo jiné planety). Radarové pozorování též poskytne informaci i o okamžité rychlosti planety vzhledem k pozorovateli. Tím je pro určité body v dráze Země i Venuše velmi přesně určena jejich vzájemná vzdálenost i její okamžitá změna. To umožní nejen kontrolu dřívějších výpočtů dráhy planety, ale i stanovit vzdálenost Slunce. Z Keplerových zákonů je totiž známa vzájemná poloha obou planet, jakož i vzájemná vzdálenost, avšak ta je vyjádřena v astronomických jednotkách. Radarové měření poskytne údaj vzdálenosti v časovém intervalu, který je nutný k návratu vyslaného signálu. Za předpokladu konstantní rychlosti světla ve vakuu lze snadno převést tento časový interval na vzdálenost vyjádřenou ve vhodných jednotkách. Pak je převod mezi astronomickou jednotkou a příslušnou délkovou jednotkou celkem snadný. Dnešní hodnota astronomické jednotky takto získaná je

$$149\,597\,892 \pm 5 \text{ km},$$

Tabulka 2.2
Tabulka pro převod délkových jednotek používaných v astronomii

Název	Zkratka	kilometr	astronomická jednotka	světelný rok	parsec	kiloparsec	megaparsec
kilometr	km	1	$6,69 \cdot 10^{-8}$	$1,06 \cdot 10^{-13}$	$3,24 \cdot 10^{-14}$	$3,24 \cdot 10^{-17}$	$3,24 \cdot 10^{-20}$
astronomická jednotka	AU	$1,49 \cdot 10^8$	1	$1,58 \cdot 10^{-5}$	$4,85 \cdot 10^{-6}$	$4,85 \cdot 10^{-9}$	$4,85 \cdot 10^{-12}$
světelný rok	sv. r.	$9,46 \cdot 10^{12}$	$6,33 \cdot 10^4$	1	$3,07 \cdot 10^{-1}$	$3,07 \cdot 10^{-4}$	$3,07 \cdot 10^{-7}$
parsec	pc	$3,08 \cdot 10^{13}$	$2,06 \cdot 10^5$	3,26	1	10^{-3}	10^{-6}
kiloparsec	kpc	$3,08 \cdot 10^{16}$	$2,05 \cdot 10^8$	$3,26 \cdot 10^3$	10^3	1	10^{-3}
megaparsec	Mpc	$3,08 \cdot 10^{19}$	$2,05 \cdot 10^{11}$	$3,26 \cdot 10^6$	10^6	10^3	1

čili 499,004 786 světelných sekund, tj. čas, který potřebuje světelný signál k překonání vzdálenosti Slunce—Země.

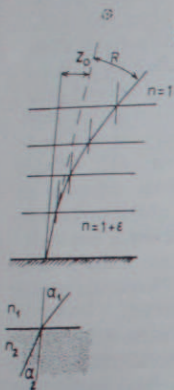
Radarová měření plně nahradila starší metody založené na geometrickém měření denní parallaxy planety v blízkosti opozice, jakým bylo například rozsáhlé měření parallaxy a poloh planety Eros v třicátých letech tohoto století. V opozici se Sluncem měla tato planетка velkou denní parallaxu a dráha byla určena s největší možnou přesností. Přesto však výsledek byl určen se střední chybou o tři řády horší, než je střední chyba dnešních běžných radarových metod. Poslední měření tohoto druhu se uskutečnilo v roce 1970 s využitím příznivé opozice planety Icarus.

Pro úplnost je nutno se zmínit ještě o původních metodách určení sluneční parallaxy z přechodů vnitřních planet přes sluneční disk. Přechází-li např. Venuše přes sluneční disk, je zřetelná dráha pro dva pozorovatele, kteří jsou v různých místech na Zemi, posunuta. To znamená, že například pozorovatel v blízkosti severního pólu se promítá kotouček Venuše blíže k jižnímu pólu než pozorovatel, který je poblíž jižního pólu zemského. Z těchto posunutí by teoreticky bylo možno zjistit nejen vzdálenost Venuše, ale i parallaxu Slunce. Metoda však není dostatečně přesná, jak ukazují výsledky dosažené v 18. a 19. století.

Astronomická jednotka v systému Mezinárodní astronomické unie (IAU) z roku 1976 je 149 597 870 km.

Refrakce

Důležitým jevem, který ovlivňuje astronomická pozorování, je lom světla na rozhraní dvou prostředí. Paprsek, který dopadá pod určitým úhlem na rozhraní dvou nestejných prostředí (například vzduch-voda, vzduch-sklo, vakuum-vzduch apod.), se na tomto rozhraní láme a postupuje dále pod jiným úhlem, než



Obr. 2.11. Vznik refrakce. Paprsek, který nedopadá z řidšího do hustšího prostředí kolmo, ale pod úhlem z_1 , láme se ke kolmici a to tím více, čím je větší index lomu hustšího prostředí n_2 (viz text). Zemskou atmosféru je možno si představit rozdělenou na různé vrstvy, u kterých index lomu klesá s výškou nad povrchem Země. (Ve vakuu je $n = 1$). Paprsek dopadající z objektu do atmosféry se v jednotlivých vrstvách láme ke kolmici a pro pozorovatele na povrchu Země se bude jevit objekt blíže zenitu, zenitové vzdálenosti Z_0 , ve skutečnosti však je zenitová vzdálenost $Z_0 + R$. R je hodnota atmosférické refrakce.

pod jakým na rozhraní dopadl. Světelný paprsek se při přechodu do hustšího prostředí láme ke kolmici a při přechodu z hustšího do řidšího se láme od kolmice.

Pro lom světla na rozhraní dvou prostředí platí známý vztah (viz obr. 2.11)

$$\frac{\sin z_1}{\sin z_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad \text{čili} \quad n_1 \sin z_1 = \text{konstanta}, \quad (2.9.1)$$

kde n_1 a n_2 jsou indexy lomu obou prostředí.

V případě, že na Zemi dopadá paprsek z hvězdy, láme se v ovzduší ke kolmici (k vertikální přímce), a to tak, jako by ovzduší bylo rozděleno na jednotlivé vrstvy, směrem k Zemi stále hustší. Na každém rozhraní se paprsek láme, takže k Zemi dopadá pod jiným úhlem, než pod kterým dospěl k první vrstvě. Paprsek se tedy v ovzduší zakřivuje, takže se hvězda pozorovateli jeví výše nad obzorem, než ve skutečnosti je. Tento jev zvaný astronomická refrakce čili lom světla v ovzduší bude nejmenší v blízkosti zenitu a největší u obzoru.

Paprsek k pozorovateli na povrchu Země, kde ovzduší má index lomu $n = 1 + \epsilon$, přichází z vakua, kde $n = 1$, přes jednotlivé vrstvy, jejichž hodnoty n směrem k povrchu stoupají. Pozorovaná zenitová vzdálenost objektu je Z_0 , avšak skutečná zenitová vzdálenost $Z_A = Z_0 + R$, kde R je úhel refrakce. Podle výše uvedeného vztahu platí

$$\sin(Z_0 + R) = n \sin Z_0,$$

Jelikož R je úhel obecně velmi malý, platí

$$\sin Z \cos R + \cos Z \sin R = n \sin Z.$$

$$\cos R = 1; \quad \sin R = R;$$

z toho

$$R = (n - 1) \operatorname{tg} Z. \quad (2.9.2)$$

Pokud není z nějakého důvodu třeba popsat skutečnou dráhu paprsku v atmosféře, postačí znát hodnotu indexu lomu toliko těsně při Zemi, tj. celý výpočet se zjednoduší na jednu jedinou vzdušnou vrstvu stejné hustoty. Za normálního tlaku a teploty 0°C je index lomu vzduchu $n = 1,000\,293$. Pouze náhodou $n - 1 = 0,000\,293$ odpovídá číselně jedné obloukové minutě vyjádřené v radiánech, a proto pro menší zenitové vzdálenosti platí

$$\operatorname{tg} Z = R \text{ v obloukových minutách,}$$

čili pro $Z = 45^\circ$ je $R = 1'$.

Přesné hodnoty refrakce nutno počítat s ohledem na změnu atmosférického tlaku a teplotu ovzduší. K tomu účelu byly sestaveny refrakční tabulky, ve kterých jsou střední hodnoty refrakce tabelovány právě tak jako opravy na teplotu a tlak. Refrakce uspišuje východ a opožďuje západ nebeských objektů o několik minut. Refrakci nutno vzít v úvahu, chceme-li z měření určit skutečnou polohu tělesa, a to tím spíše, čím bylo těleso v době pozorování dále od zenitu.

Index lomu n je závislý nejen na hustotě prostředí, ale i na vlnové délce světla. Při přesných měřeních je nutno vzít v úvahu, že červené paprsky jsou méně ovlivněny refrakcí než modré. Hvězdy s rozdílnou barvou mohou při velkých zenitových vzdálenostech jevit rozdíl v refrakci.

Zelené světlo sluneční se „vyhoupne“ někdy před východem (či po západu) Slunce nad obzor v okamžiku, kdy sluneční kotouč je obzorem téměř zakryt. Deformace slunečního či měsíčního kotouče nad obzorem je též projevem refrakce. Spodní okraj kotouče je refrakcí zdvižen výše než horní.

V následující tabulce jsou uvedeny hodnoty refrakce, tj. rozdíl mezi zenitovou vzdáleností hvězdy, ovlivněnou lomem ovzduší, a skutečnou zenitovou vzdáleností:

Zenitová vzdálenost	Refrakce*
0°	$0,0'$
10°	$0,2'$
20°	$0,4'$
30°	$0,5'$
40°	$0,8'$
50°	$1,1'$
60°	$1,7'$
70°	$2,6'$
80°	$5,3'$
85°	$9,9'$
90°	$34,4'$

* Hodnoty refrakce platí pro tlak $1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ v nadmořské výšce 0 metrů a teplotě ovzduší 0°C .

2.10. Čas

V klasické mechanice založené Newtonem považujeme čas za veličinu, jejíž hodnota se trvale rovnoměrně mění, narůstá. Toto newtonovské pojetí času má však jisté slabiny. Jeho realizace je velmi obtížná. Čas sám o sobě nemá smyslu, nabývá ho teprve ve spojení s pohybem určitého bodu v určité souřadné soustavě. Teprve tehdy je čas měřitelný. Představme si, že máme v jistém omezeném prostoru dva body, které jsou vzájemně v klidu. Pokud uvažujeme jen o těchto dvou nehybných bodech, můžeme si snadno domyslet, že pojem času pozbyl zde významu, neboť nenastává žádná změna. Jinak je tomu v případě, když se oba body vzájemně pohybují, třeba se od sebe vzdalují. Pak zde nastává změna polohy; poloha bodů se mění ve zvoleném souřadném systému a podle této změny lze měřit čas. Zůstává ovšem otázka, do jaké míry máme zajištěno, že námi naměřený čas je rovnoměrný. Princip měření času je ten, že si volíme nějaké periodické děje, které sčítáme. Je ovšem nutno volit si takové děje, které se opakují v přesně stejných intervalech. Je možné použít například kyvů fyzikálního kyvadla, které je srdcem kyvadlových hodin, nebo se k měření času užívá piezoelektrických kmitů křemene (křemenné hodiny) nebo kmitů molekul (atomové hodiny). Základní periodický děj, rotace Země, ze kterého byla odvozena jednotka času – sekunda středního času, není absolutně rovnoměrný, nýbrž má jisté nerovnoměrnosti. Neuděláme však zásadní chybu, budeme-li v prvním přiblížení považovat čas odvozený z pohybů Země za rovnoměrný.

HVĚZDNÝ A SLUNEČNÍ DEN. Východím časem pro nás bude čas hvězdný, s kterým jsme se seznámili v druhé kapitole. Základem je, jak již víme, hodinový úhel jarního bodu. Doba, která uplyne mezi dvěma svrchními kulminacemi jarního bodu, se nazývá *hvězdný den*. Jarní bod není však bodem naprosto pevným, a proto doba, za kterou se Země otočí kolem osy, je o něco kratší, neboť musí jarní bod „dohánět“; rozdíl je však nepatrný, řádově 0,01 sekundy.

Hvězdný čas má mimo jiné ten význam, že je možno jej astronomickými pozorováními přímo určit a odvodit z něho střední čas, kterého používáme v denním životě. Denní život je totiž určován hodinovým úhlem Slunce, a nikoli hodinovým úhlem jarního bodu. Z toho důvodu se v praxi řídíme dnem slunečním. Definice slunečního dne však není tak jednoduchá, jak by se na první pohled zdálo.

Rozeznáváme především *den sluneční pravý*, což je doba, která uplyne mezi dvěma spodními kulminacemi skutečného Slunce, které můžeme pozorovat na obloze.

VZTAH MEZI SLUNEČNÍM A HVĚZDNÝM ČASEM. Předpokládáme, že o půlnoci je Slunce právě v jarním bodě. Pak je přesně 12 hodin hvězdného času. Slunce však není v určitém bodě ekliptiky, nýbrž po ní proběhne během jednoho roku, čili za den se posune o něco méně než o jeden stupeň. Jeden stupeň znamená v časové míře 4 minuty. Jelikož se Slunce pohybuje během roku

proti dennímu pohybu oblohy, nastane následující spodní kulminace Slunce téměř o 4 minuty později než spodní kulminace jarního bodu. Hodiny ukazující *sluneční čas* se tedy budou oproti hodinám hvězdným opožďovat téměř o 4 minuty. Za měsíc se rozejdou o celé dvě hodiny a zhruba za půl roku o plných 12 hodin.

VLIV NEROVNUMĚRNOSTI ZDÁNLIVÉHO ROČNÍHO SLUNEČNÍHO POHYBU. Slunce se však pohybuje po ekliptice nerovnoměrně. V důsledku druhého Keplerova zákona se zdánlivě pohybuje nejrychleji v době, kdy je mu Země nejbliž, tedy v perihelu, nejpomaleji pak v afelu. Časový interval od jarní do podzimní rovnodennosti trvá 186 dní, kdežto druhá polovina roku (doba oběhu) trvá 179 dní, čili je zde rozdíl celého týdne. To znamená, že na severní části ekliptiky je Slunce o týden déle než na jižní. Během této doby se pravý sluneční čas neopožďoval o téměř 4 minuty denně, nýbrž o hodnotu menší. Jinými slovy, pravý den sluneční je nepatrně kratší v létě než v zimě. Druhá nepravidlost v délce pravého slunečního dne tkví v tom, že měříme hodinový úhel, tj. rovníkovou souřadnici, avšak Slunce se pohybuje po ekliptice.

Tyto nepravidlosti pravého slunečního času znamenají podstatné rozdíly proti času rovnoměrně plynoucímu. Maximální rozdíly jsou až čtvrt hodiny, čili téměř jedna setina dne. Dříve, kdy se čas měřil slunečními hodinami a kdy na přesnosti tolik nezáleželo, nebyly tyto rozdíly závažné. Avšak později, s rozvojem astronomie a ostatních věd, se změnou výrobních prostředků, jakož i tempa denního života, bylo nutno zavést čas, který by nezahrnoval tyto nepravidlosti.

ZAVEDENÍ STŘEDNÍCH SLUNCÍ. Právě Slunce bylo proto nahrazeno tělesem fiktivním, tzv. středním Sluncem. Rozeznáváme dvojí střední Slunce:

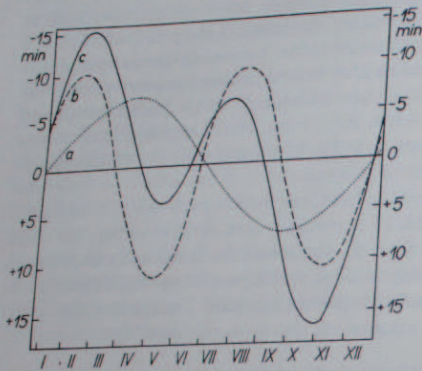
První střední Slunce se pohybuje po ekliptice rovnoměrně. Taková situace by nastala, kdyby se naše Země pohybovala po kružnici, čili kdyby se pravá anomálie ztotožňovala s anomálií střední. První střední Slunce se tedy posouvá po ekliptice o hodnotu denního přírůstku střední anomálie, čili o hodnotu středního denního pohybu Země, což je $0,985^\circ$. S pravým Sluncem se setkává toto první střední Slunce na přímce apsid, tedy v perihelu a afelu (k pojmu anomálie, přímka apsid apod.: viz kap. 2.24; 2.34). Tím je odstraněna nepravidlost zdánlivého pohybu Slunce, způsobená pohybem Země po ekliptice.

Druhé střední Slunce odstraňuje periodickou nepravidlost způsobenou tím, že měříme hodinový úhel Slunce, které koná svůj pohyb po ekliptice. Na ekliptice je sice přírůstek délky prvního středního Slunce rovnoměrný, ale není rovnoměrný na rovníku, což si snadno odůvodníme. Rozdělíme-li si ekliptiku na stejné intervaly a vedeme-li dělicími body deklinační kružnici, nedostaneme na rovníku stejné intervaly. To znamená, že denní přírůstek rektascenze, a tedy i hodinového úhlu Slunce, opět není stálý. Tuto „závadu“ odstraňuje druhé střední Slunce, které se rovnoměrně pohybuje po rovníku. Obě střední Slunce se setkávají v okamžiku

jarní a podzimní rovnodennosti. Čas, který uplyne mezi dvěma po sobě následujícími průchody středních Slunci jarním bodem je *tropický rok*.

STŘEDNÍ ČAS. Docházíme k pojmu středního dne, (slunečního) což je doba, která uplyne mezi dvěma spodními kulminacemi druhého středního Slunce. Označíme-li střední čas T a hodinový úhel druhého středního Slunce t , platí vztah

$$T = t \pm 12^h.$$



Obr. 2.12. Plně vytažená křivka c znázorňuje průběh časové rovnice během roku. Záporné hodnoty označují o kolik se právě Slunce při kulminaci zpozdí za Sluncem středním (tj. o kolik minut vrcholí později). Kladné hodnoty naopak vyjadřují časový předstih pravého Slunce proti Slunci střednímu. Křivka a naznačuje průběh časové rovnice pro případ, že by se Země pohybovala po kruhové dráze, avšak sklon zemské osy k rovině dráhy Země by zůstal též jako je v současné době. Křivka b naznačuje průběh časové rovnice v případě, že by sklon osy Země ke dráze byl nulový, tj. kdyby se projevoval toliko důsledek druhého Keplerova zákona.

Rozdíl mezi slunečním časem pravým a časem středním je takzvaná časová rovnice*. Označíme-li čas pravý T_v , pak platí pro časovou rovnici vzorec

$$R = T_v - T, \quad (2.10.1)$$

kde R je rozdíl obou časů, ve kterém jsou obsaženy nejen nerovnoměrnosti výše popsané, ale i posunutí jarního bodu způsobené nutací, o které bude pojednáno později. Hodnota R se udává pro střední půlnoc každého dne, v populárních ročenkách – například v naší Hvězdářské ročenke – bývá udán čas pravého poledne, tedy čas svrchního průchodu pravého Slunce pro $+15^\circ$ poledník (středoevropský).

Jelikož čas střední je prakticky čas rovnoměrně plynoucí právě tak jako čas hvězdný, budou vztahy mezi časem hvězdným a středním jednoduché.

Za jeden tropický rok, tedy za 365,2422 dní, vykoná střední Slunce 365,2422 zdánlivých oběhů po obloze. Za tutéž dobu vykoná však jarní bod o jeden denní

* Pravý sluneční čas udávají sluneční hodiny. Musíme tedy údaj slunečních hodin opravit o časovou rovnici, abychom dostali místní čas střední. Na některých slunečních hodinách je kolem polední přímky vedena křivka spojující místa, kam padá stín ve střední poledne v jednotlivých dnech v roce.

oběh více, což je přirozené, jelikož střední Slunce, které se za rok dostane opět do bodu jarního, se o celý jeden denní oběh opozdí. Platí tedy, že

$$365,2422 \text{ dní středních} = 365,2422 + 1 \text{ dní hvězdných};$$

je tedy jeden den střední delší než jeden den hvězdný, neboť

$$1 \text{ den střední} = \frac{365,2422}{365,2422} = 1,002 \, 737 \, 91 \text{ dne hvězdného}$$

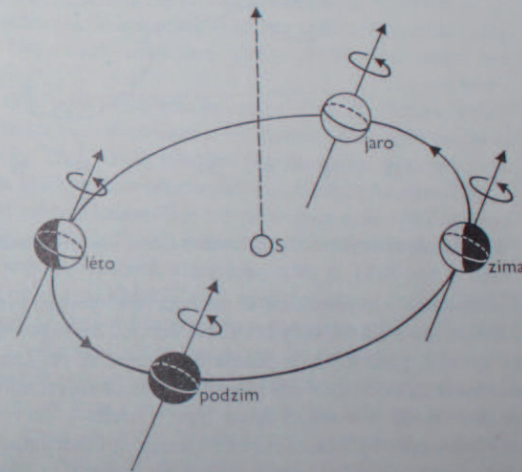
$$24 \text{ hodin středních} = 24^h 03^m 56,555 \, 42^s \text{ času hvězdného}$$

a naopak

$$1 \text{ den hvězdný} = \frac{365,2422}{365,2422} = 0,997 \, 269 \, 57 \text{ dne středního}$$

$$24 \text{ hodin hvězdných} = 23^h 56^m 04,090 \, 54^s \text{ času středního.}$$

PÁSMOVÝ ČAS. Jak je zřejmé z předešlého výkladu, má každé místo, přesněji každý poledník svůj místní čas. Původně se skutečně užívalo míst-



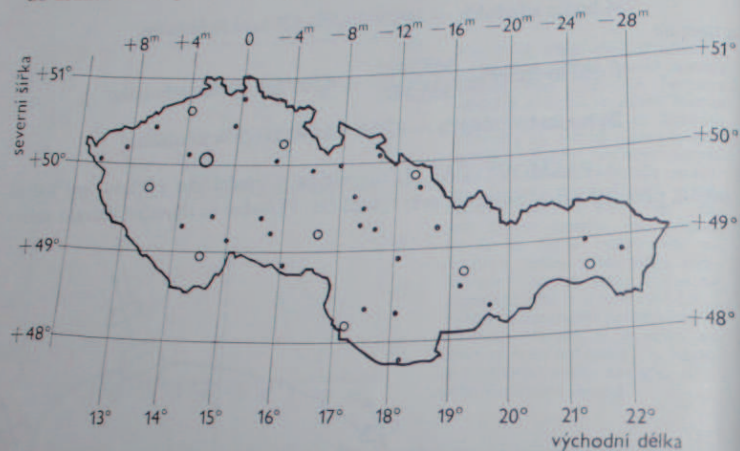
Obr. 2.13. Rotační osa Země zaujímá v prostoru během roku stále též směr (zanedbá-li se nutace a precese). Jelikož je skloněna k rovině dráhy Země, změní se deklinace Slunce během roku a dochází tak ke střídání ročních dob.

ního času. Později byl zaveden pásmový čas. Pásmový čas se vždy liší celistvým počtem hodin od světového času. Je to tedy místní čas patnáctého, třicátého, pětáctýřicátého atd. poledníku. Každý z těchto poledníků je středem pásma širokého 15° , ve kterém je jeho místní čas jednotný. Pásma nemají z důvodů praktických přesně geometrické hranice, nýbrž sledují pokud možno hranice států.

U nás používáme středoevropského času, tj. místního času 15° poledníku východní délky, který prochází v blízkosti měst Nymburka, Kolína a Jindřichova

Hradce. Místní čas v českých zemích se liší od středoevropského v rozsahu +8 minut až 13 minut, na východním Slovensku o -25 minut*. Středoevropský čas je o hodinu odlišný od času světového a užívá se v celé střední a západní Evropě.

DATOVÁ MEZ. S pásmovým časem úzce souvisí i pojem datové meze. Představme si, že bychom velmi rychle přecházeli z jednoho časového pásma do druhého. Předpokládejme, že by u nás bylo právě 20 hodin, středa 1. června.



Obr. 2.14. Rozdíl místního času vzhledem k času středoevropskému v různých místech ČSSR.

Kdybychom v myšlenkách šli směrem na východ, přejdeme do místa, kde bude 2 hodiny po půlnoci, tedy čtvrtek 2. června. Postupujeme-li nekonečně rychle stále na východ, přecházíme z pásma do pásma, až přijdeme do východního místa, kde sice bude 22 hodin, ale náš kalendář bude ukazovat datum čtvrtek 2. června, ačkoli ve skutečnosti je v tomto místě teprve středa 1. června. Kdybychom postupovali na západ, opět bychom došli až k pásmu „půlnočnímu“, avšak při jeho překročení bychom pochopitelně měnili datum na úterý 31. května. Tyto nesrovnalosti nám naznačují skutečnost, kterou jsme nevzali v úvahu, že tedy datum musí někde vzniknout. Místo vzniku je čára vedená přibližně po 180° poledníku a vyhýbající se obydleným krajům. Na této tzv. datové mezi nebo čáře datum vzniká o půlnoci, postupuje s místní půlnocí na západ a opět na datové mezi zaniká. To znamená, že pásmový čas po obou stranách datové meze je tentýž, avšak na západ od datové

* Kladné znaménko značí, že místní čas se zpožďuje, záporné, že se předchází.

meze je datum o den vyšší než na východě. Při přejezdu datové hranice je nutno příslušně opravit datum.

KALENDÁŘ. Mimo časové jednotky, jako je hodina, minuta a sekunda, máme časové jednotky den, týden, měsíc a rok, které jsou základem kalendáře. Kalendář udává datum zcela určitého dne. Hospodářský a společenský vývoj lidstva vyvolal potřebu kalendáře již v prvním úsvitu kultury. Periodické střídání ročních období přímo ovlivňuje přírodu a donutilo člověka, aby tato období nějak dělil. Postupem doby vznikly tři druhy kalendářů: lunární, lunárně-sluneční a sluneční. Lunární kalendáře se pravděpodobně používalo již v dobách velmi dávných. Měsíční fáze, pravidelně se opakující během 29 až 30 dnů, umožnily rozdělit roční období na 12 až 13 téměř stejně dlouhých úseků, tj. měsíců. V moderní době se užívá kalendáře slunečního (řídícího se ročním oběhem Slunce), který ovšem také prošel vývojem. Původ našeho kalendáře je v kalendáři egyptském, kde rok měl 365 dnů. Avšak zdánlivý oběh Slunce či tropický rok má 365,242 198 79 dnů; to znamená, že egyptský rok byl zhruba o 1/4 dne kratší, čili přibližně za 4 roky je rozdíl jednoho dne. Před 2000 lety při reformě římského kalendáře, který byl do té doby lunární, bylo použito kalendáře slunečního, avšak do každého čtvrtého roku nového římského kalendáře byl vložen jeden den. Tímto přestupným dnem byl 24. únor každého čtvrtého roku*.

Když v jednom roce připadne jarní rovnodennost na poledne 21. března, v dalším roce nastane večer, v třetím roce o půlnoci a ve čtvrtém roce by byla jarní rovnodennost ráno 22. března. Tím, že do každého čtvrtého roku přidáme před jarní rovnodennost jeden den, vrátí se okamžik rovnodennosti na 21. březen. Každý čtvrtý rok v tzv. juliánském (římském) kalendáři je rok přestupný a má 366 dní. Jsou to roky s letopočtem dělitelným čtyřmi. Ale ani juliánský kalendář nevyrovnává naprosto přesně zlomky dne, neboť průměrná délka jeho roku je větší než u roku tropického. Juliánský rok má průměrně 365,2500 dní, tropický rok má 365,2422 dní, rozdíl je 0,0078 dne. To znamená, že juliánský rok je o 11 minut a 14 vteřin delší než rok tropický. Tento rozdíl sice není veliký, ale přece způsobil, že jarní rovnodennost se za 128 roků posunula o jeden den zpět. Koncem 16. století nastávala rovnodennost již 11. března. Proto byla v roce 1582 provedena reforma kalendáře tak, že po 4. říjnu následoval ihned 15. říjen. Současně bylo stanoveno, aby roky, kterými končí století, např. 1700, 1800, 1900, byly přestupné jen tehdy, jsou-li dělitelné 400. Byl tedy přestupný rok 1600 a bude přestupný rok 2000, 2400 atd. Ostatní léta, tj. 1700, 1800, 1900, 2100, 2200, 2300, přestupná nejsou. Tím se zkrátí průměrná délka kalendářního roku na 365,2425 dne a je delší o $3 \cdot 10^{-4}$ dne než rok tropický. Za 3000 let vzroste rozdíl mezi dnem jarní rovnodennosti a 21. březnem

* Mezi 23. a 25. únorem byly v každém čtvrtém roce vsunuty dva dny, které byly právně pokládány za den jediný. S římským právem se toto počítání udrželo až do našich dob; teprve v některých novějších obchodních zákonech se pokládá za přestupný den 29. únor.

na jeden den, což je prakticky bezvýznamné. Tento kalendář nazýváme *gregoriánským* (řeckořským – podle papeže Řehoře XIII., který reformu nařídil).

V astronomii nemůžeme při výpočtech dost dobře používat normálního začátku občanského roku, jelikož jeho délka se nikdy nerovná délce roku tropického. Proto používáme počátku roku astronomického, který začíná v okamžiku, kdy rektascenze druhého středního Slunce je 18^h40^m . Rok takto definovaný se nazývá *annus fictus* nebo rok Besselův. Pro sledování periodických změn se s výhodou používá průnebo rok Besselův. Pro sledování periodických změn se s výhodou používá průnebo rok Besselův. Pro sledování periodických změn se s výhodou používá průnebo rok Besselův. Pro sledování periodických změn se s výhodou používá průnebo rok Besselův.

2.11. Změny v rotaci Země

Zavedením přesných normálů kmitočtů, jako jsou křemenné či atomové hodiny, bylo možno odhalit nepravidelnosti, popř. i sekulární změny v rotaci Země. Ideálně přesné hodiny udávající efemeridový čas (viz 2.12) by vykazovaly změny rozdílu měřeného času ve srovnání s hodinami „jdicoucími podle“ rotace Země s těmito periodami.

1. Roční periodu s amplitudou přibližně 22 milisekund. Příčina je v pravidelných klimatických změnách na povrchu Země, zejména v přesunu vzdušných a vodních hmot (led a sníh apod.).

2. Půlroční periodu s amplitudou přibližně 10 milisekund způsobenou elipticitou dráhy Země, a tím i periodickým kolísáním gravitačního působení Slunce na rotující Zemi.

3. Periodu 13,8 a 27,6 dne (amplitudu pod jednu milisekundu) způsobuje excentricita měsíční dráhy.

Amplitudy, které jsou zde uvedeny, znamenají, o kolik se „zemské hodiny“ předběhnou či opozdí. Délka dne, tj. jedna otočka, se příliš nemění, jen v červnu a v červenci je o něco kratší, přibližně o 0,6 milisekundy. V květnu „jde Země pozadu“, zhruba o 30 milisekund, v září je napřed přibližně o 25 milisekund.

Kromě těchto periodických kolísání jsou zde sekulární změny rotace. Je pozorováno, že siderická doba oběhu Měsíce se prodloužila za 100 let o 0,031 s, což částečně nutno přičíst změně doby rotace Země. Mechanismus brzdění rotace Země je třeba hledat především ve slapech – přílivu a odlivu (viz kapitola 2.32).

Sečtením všech změn se dospělo k denní změně délky dne $4,8 \cdot 10^{-8}$ sekund, tj. prodloužení dne o jednu sekundu za 60 000 let.

Nutno poznamenat, že toto – byť nepatrné – zmenšování rotačního momentu

Země znamená, že se převádí energie téměř $2 \cdot 10^8$ kW do přílivů a odlivů moří apod. Tato energie se pozvolna vyzáří převážně jako tepelná energie z vodních hladin.

2.12. Moderní definice času

Změny rotace Země vynutily též nové definice času, který by podle newtonského pojetí plynul rovnoměrně, tj. čas efemeridový.

Základem efemeridového času, tj. času rovnoměrně plynoucího, je pro potřeby nebeské mechaniky definovaná efemeridová čili astronomická sekunda

$$\frac{1}{31\,556\,925,974\,74} \text{ tropického roku}$$

pro začátek roku 1900. Podle mezinárodně přijaté definice z roku 1967, sekunda jako fyzikální jednotka času je doba trvání 9 192 631 770 period záření, odpovídajícího přechodu mezi dvěma hladinami v jemné struktuře atomu cesia ^{133}Cs .

Čas, který rovnoměrně plyne, se liší od času středního slunečního. V roce 1975 narostl rozdíl efemeridový čas – střední sluneční na +44 sekund!

V poslední době se užívají tyto časy:

- UT 0 je z astronomických pozorování odvozený čas – světový čas (Universal Time), který je vztažen k 0° poledníku (do jisté míry shodný s dřívějším „greenwichským“ středním časem GMT);
- UT 1 je UT 0 opravený o pohyb zemského pólu, někdy též označovaný jako rotační čas;
- UT 2 (méně používaný) je UT 1 opravený o roční variace v rotaci Země;
- UTC je světový čas koordinovaný (coordinated) byl zaveden 1. ledna 1972. Je to čas plynoucí rovnoměrně, avšak v pravidelných intervalech po skocích o 1 sekundu opravovaný tak, aby se nelišil od času UT 1 více než 0,7 s. (V praxi se označuje jako GMT čas);
- ET efemeridový čas je v podstatě UT 2 vztažený na počátek roku 1900;
- AT atomový čas je blízký efemeridovému času; liší se toliko definicí sekundy; IAT – mezinárodní atomový čas – vzniká jako vážený průměr ze sedmi nejlepších atomových časových laboratoří, které mají v celku k dispozici několik desítek cезiových atomových hodin a speciálních časových atomových normálů.

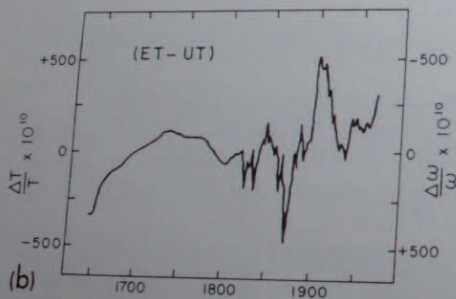
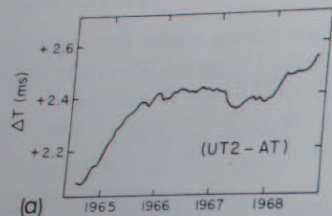
Jak patrně, časy skupiny UT a zejména UTC jsou časy, které vyhovují potřebám navigace, poněvadž lépe definují orientaci zemského povrchu ke střednímu Slunci. Naproti tomu ET a AT vyhovují laboratorní potřebě přesné stálé frekvence. Časový signál československého rozhlasu je blízký systému UTC.

Pro praktické potřeby výše uvedené definice času plně postačí. Jisté však je, že velikost časové jednotky z hlediska obecné relativity závisí například na gravitač-

ním poli. Ovšem rozdíly v gravitačním potenciálu na povrchu Země jsou tak malé, že střední chyby těchto nejdokonalějších časových etalonů jsou větší než možné relativistické odchylky.

2.13. Důsledky rotace Země – Coriolisova síla

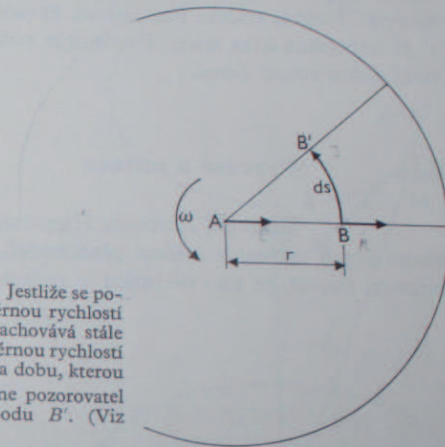
Jak ukazuje historie astronomie, zdánlivý denní pohyb oblohy není jednoznačným důkazem rotace Země a připouští dvojitý výklad, z něhož pouze jeden je správný. Existuje však možnost dokázat rotaci Země bez pozorování oblohy. V dalším výkladu nechť Země toliko rotuje, ale její střed se vzhledem k pevnému souřadnému systému nepohybuje.



Obr. 2.15. Změny rozdílu mezi různě definovanými časy, tj. změna délky dne: a) Změna rozdílu mezi atomovým časem (prakticky shodný s časem efemeridovým) a časem UT2 (viz text) (podle Stoyko). Časové jednotky jsou milisekundy. b) Změna rozdílu efemeridového času a času určeného z astronomických pozorování (UT). Časová jednotka: střední den 10^{-10} .

Jestliže nějaký předmět je uveden do pohybu ve směru místního poledníku, jeho dráha se uchyluje směrem západním při pohybu od severu k jihu a k východu při pohybu od jihu k severu. Tento jev vysvětlil v roce 1835 G. G. Coriolis. Jestliže je těleso původně v zeměpisné šířce φ , pak jeho okamžitá postupná rychlost (při zanedbání zploštění Země a výškových rozdílů na povrchu), vzhledem k pevným souřadnicím v prostoru, bude $0,46 \text{ km s}^{-1} \cos \varphi$, tj. bod na zemském rovníku se pohybuje rychlostí $0,46 \text{ km s}^{-1}$. Na pólech je ovšem rychlost nulová. Je-li těleso uvedeno v pohyb směrem po místním poledníku, pak má příslušnou složku rychlosti obecně kolmou na poledník. Je-li například vypuštěna raketa po poledníku

v zeměpisné šířce $\varphi = 60^\circ$, pak tato složka je $0,23 \text{ km s}^{-1}$ a raketa na rovník dopadne západně od poledníku procházejícím místem startu. V opačném směru by se raketa uchýlila o stejnou vzdálenost na východ. Obdobná situace nastává i u tělesa pohybujícího se volně a bez tření po rotujícím kotouči. Hmotný bod ve středu kotouče se uvede v přímočarý rovnoměrný pohyb rychlostí v směrem k nějakému



Obr. 2.16. Pohyb tělesa na rotujícím kotouči. Jestliže se pohybuje hmotný bod – např. kulička rovnoměrnou rychlostí ze středu rotujícího kotouče k jeho okraji, zachovává stále též směr i když se kotouč pod ní otáčí rovnoměrnou rychlostí (předpokládá se, že neexistuje žádné tření). Za dobu, kterou kulička urazí vzdálenost $AB = r$ se posune pozorovatel pevně spojený s kotoučem v bodě B do bodu B' . (Viz text.)

místu B ve vzdálenosti r od středu kotouče, kam by bod dospěl na nerotujícím kotouči za čas t . Rotuje-li kotouč úhlovou rychlostí ω , posune se místo B do místa B' po dráze $ds = r \omega dt$. Jelikož $dr = v dt$, pak je zřejmé, že

$$s = v \omega t^2. \quad (2.13.1)$$

Pozorovatel v místě B unášený rotací kotouče by pozoroval, že na pohybující se hmotný bod působí zrychlení kolmé k průvodiči střed kotouče – pozorovatel a kterému působí proti rotaci kotouče, neboť by mohl popsat dráhu s vztahem

$$s = \frac{1}{2} a_{\text{cor}} t^2, \quad (2.13.2)$$

kde a_{cor} by bylo Coriolisovo zrychlení způsobeno Coriolisovou silou,

$$a_{\text{cor}} = 2v\omega. \quad (2.13.3)$$

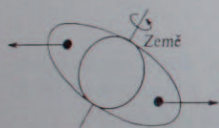
Coriolisova síla způsobuje stáčení vzdušných proudů na Zemi (pasáty, antipasáty), nerovnoměrné vymílání západních (východních) břehů řek, tekoucích ve směru poledníku, vede k vytváření meandrů, nerovnoměrnému opotřebování kolejí na tratích apod. Podobně se uplatňuje Coriolisova síla ve všech rotujících systémech.

Coriolisovým efektem lze vysvětlit též stáčení roviny kyvu kyvadla, které předvedl v roce 1851 Foucault. (Původní Foucaultovo kyvadlo byla těžká koule zavěšená

na 60metrovém ocelovém lanku pod kopulí pařížského Pantheonu). Rovina kyvu v prostoru se nemění. Kyvadlo na zemských pólech by neustále kývalo stejným směrem, tj. rovina kyvu by neustále směřovala k jistému bodu v prostoru, např. k nějaké hvězdě. Avšak Země se pod kyvadlem otáčí, čili roviny kyvu by se vzhledem k souřadnicím na Zemi otočila o 360° jednou za 24 hodin hvězdného času. Kyvadlo na zemském rovníku kývající ve směru východozápadním by žádné stáčení nejevilo. Perioda stáčení Foucaultova kyvadla (v hodinách) je $P = 24/\sin \varphi$, kde φ je zeměpisná šířka místa. Foucaultův pokus je velmi často předváděn jako klasický důkaz rotace Země.

2.14. Precese a nutace

Starověký astronom Hipparchos objevil téměř před 2100 lety srovnáním svých měření předchůdců, že ekliptikální délky hvězd vesměs vzrostly. Poznal, že toto vzrůstání je způsobeno pohybem jarního bodu, který se

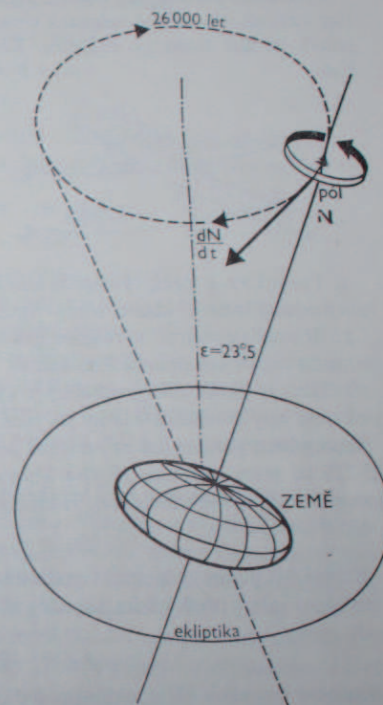


Měsíc

neustále posouvá proti zdánlivému ročnímu pohybu. Hipparchos i jeho následovník Ptolemaios určili, že roční hodnota tohoto posunutí je okolo $36''$. Později ve středověku, kolem roku 1260, našel perský hvězdář Nassir Edin hodnotu $51''$. Dnešní přesná hodnota $50,256''$ je této poslední nejbliže; je to velikost úhlu, o který se posune za rok jarní bod vstříc pohybu Slunce po ekliptice. Od dob Hipparcha se posunul o 29° , čili o celé jedno znamení zvěrokruhu. Za 72 let činí tato změna přibližně 1° . Fyzikálně vysvětlit tento jev se podařilo teprve Newtonovi na základě jeho gravitačního zákona. Na obr. 2.18 a 2.19 je poledníkový řez Země znázorněn jako průřez rotačního elipsoidu, do kterého lze vložit kouli o poloměru rovném menší, tj. rotační poloose. Rovníkové přebytky hmoty znamenají přebytky hmoty na obvodu setrvačnicku – neboť Země je skutečně obrovský setrvačnick. Kdyby na tento zemský setrvačnick nepůsobila žádná rušivá síla, zachovávala by osa rotace – osa zemská – v prostoru neustále stejný směr (viz kapitola 2.22). Avšak rušivé síly, především gravitační síly Měsíce a Slunce, nutí zemskou osu konat tentýž pohyb, jako koná osa setrvačnicku, na který působí vnější rušivé síly. Setrvačnick se nepoddá

přímo účinku rušivých sil, nýbrž jeho osa vykonává po plášti kužele pohyb, a to rychlostí, která závisí na momentu setrvačnosti a velikosti rušivých sil.

Dvojice rušivých sil působících na Zemi je ta složka přitažlivé síly Měsíce a Slunce, která působí nikoli na celou Zemi, ale na přebytky hmoty (působí jakoby



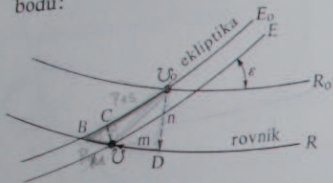
Obr. 2.18. Rušivé síly působící na rotující Zemi vyvolávají pohyb osy Země po plášti kužele o vrcholovém úhlu přibližně $23,5^\circ$. Směr precesního pohybu je v opačném směru než je směr rotace Země. Perioda precesního pohybu je 26 000 let. Vektor N leží v rotační ose (viz kap. 2.22).

v těžištích oněch přebytků). Tato dvojice sil se snaží narovnat osu rotace kolmo ke směru, ve kterém působí rušivá tělesa (Měsíc a Slunce), tedy kolmo k ekliptice. V důsledku toho vykonává osa rotace Země precesní pohyb. Vykonává jednak vlastní precesní kuželový pohyb přibližně jednou za 26 000 let (tzv. platonský rok), pak v době necelých 19 let vlnivý pohyb nutační (nebo stručně nutaci), který objevil Bradley v roce 1747. Precesní pohyb zemské osy se děje tak, že osa Země opisuje plášť kužele, jehož osa je kolmá k rovině ekliptiky, tj. vykonává takový pohyb, že při plné otočce vytvoří kužel (vlastně dva kužele o společném vrcholu ve středu Země) o vrcholovém úhlu $2 \cdot 23,5^\circ = 47^\circ$. Nebeský pól vykoná tudíž jednou za 26 000 let kolem pólu ekliptiky kruhový pohyb o poloměru rovnajícím

se sklonu ekliptiky k rovníku, přibližně $23,5^\circ$ (změna sklonu zemské osy k rovníku je zanedbávána).

Nutace je způsobena převážně Měsícem. Projeví se v kmitání světové osy kolem střední stopy precesního světového pólu.

Výsledkem precesního i nutačního pohybu osy zemské je posun průsečíků ekliptiky s rovníkem. Jelikož jedním z těchto průsečíků je jarní bod, znamená precese pohyb jarního bodu po ekliptice. Rozoznáváme tyto precesní pohyby jarního bodu:



Obr. 2.19. Změna polohy jarního bodu v důsledku precese. Jestliže původní poloha jarního bodu byla v průsečíku ekliptiky E_0 a rovníku R_0 , pak v důsledku precese se posune za jednotku času (např. rok) do bodu, který je průsečíkem ekliptiky E a rovníku R . V rovníkových souřadnicích vztazených na rovník R_0 , změní se poloha jarního bodu v deklinaci o hodnotu n a v rektascenzi o m (viz text).

1. Precesi lunisolární, vyvolanou kombinací gravitačních účinků Měsíce a Slunce (z latinského luna = Měsíc, sol = Slunce).

2. Precesi planetární, vyvolanou gravitačními účinky planet, která je ovšem nepoměrně menší než precese lunisolární.

3. Precese všeobecná (generální) je výsledným precesním pohybem, ve kterém jsou obsaženy gravitační účinky jak planet, tak i Měsíce a Slunce.

Lunisolární precese má za následek posun jarního bodu po ekliptice s periodou 25 725 let proti ročnímu pohybu Slunce, čili jarní bod jde vstříc Slunci (proto precese z latinského precedere). Hodnota tohoto posuvu je

$$p_{1s} = 50'',371/\text{rok}$$

Rušivé síly planet způsobují v podstatě precesi pólu ekliptiky (tedy nikoli zemské rotační osy jako v předchozím případě). Planetární precese přidává k posuvu jarního bodu posuv

$$p_{p1} = -0'',125/\text{rok}$$

a současně zmenšuje sklon ekliptiky o $0'',47/\text{rok}$.

Z lunisolární a planetární precese se skládá všeobecná precese (generální). Jestliže v okolí jarního bodu Υ_0 na počátku roku (viz obr. 2.20) je poloha ekliptiky E_0 a rovníku R_0 a po roce se změní na E a R , čili posunutý jarní bod bude Υ , pak lunisolární precese přispívá k posunutí $p_{1s} = \Upsilon_0 \rightarrow B$, tedy posunutí, které by bylo možno změřit, kdyby se jarní bod posouval pouze po ekliptice E_0 , kdežto planetární precese způsobí posun $p_{p1} = B \rightarrow \Upsilon$, jako by se pouze jarní bod posouval po rovníku R .

Celková (generální) precese v délce je

$$p = p_{1s} - p_{p1} \cos \epsilon = 50'',2528/\text{rok} \quad (\text{pro rok 1974}).$$

Předpokládá se, že změna $\cos \epsilon$, resp. $\sin \epsilon$ za rok je nepatrná.

Celková precese v deklinaci je

$$n = \Upsilon_0 \rightarrow D = p_{1s} \sin \epsilon = 20'',047/\text{rok}$$

Celková precese v rektascenzi je

$$m = D \rightarrow \Upsilon = p_{1s} \cos \epsilon - p_{p1} = 46'',085/\text{rok}$$

Pro roční změnu polohy hvězdy v důsledku precese je

$$\begin{aligned} \Delta \alpha / \text{rok} &= m + n \operatorname{tg} \delta \sin \alpha \\ \Delta \delta / \text{rok} &= n \cos \alpha \end{aligned} \quad (2.14.1)$$

Při přesných měřeních je však nutno uvážit i dlouhodobé (sekulární) variace výchozích hodnot, neboť jak sklon ekliptiky, tak i precese v délce p jsou funkce času

$$\begin{aligned} \epsilon(t) &= 23^\circ 27' 8'',26 - 0'',4684 t, \\ p(t) &= 50'',2564 + 0'',0222 t, \end{aligned}$$

kde t je vyjádřeno v tropických letech počínaje rokem 1900.

Ovšem polohy opravené o precesi jsou vztaheny na jakousi střední polohu rovníku, resp. osy zemské rotace. Tedy k jakési střední poloze světového pólu.

Ve skutečnosti tento pól vykonává ještě nutační pohyb. Nutace je, jak již bylo řečeno dříve, periodické kolísání pólu, tedy rotační osy Země, vyvolané pohybem uzlu měsíční dráhy. (Pojem uzlu dráhy viz kapitola 2.34). V menší míře zde působí všechny periodické poruchy, které mají za následek kolísání v precesním pohybu jarního bodu a sklonu ekliptiky.

Měsíční dráha je skloněna k ekliptice přibližně o 5° a gravitační síly Slunce se snaží měsíční dráhu narovnat do roviny ekliptiky. Výsledek je precesní pohyb měsíční dráhy s periodou 18,6 let. Z toho plynou periodické změny ve směru, ve kterém se sčítají maximální rušivé síly Slunce a Měsíce na rotující Zemi. Výsledkem je, že světový pól opisuje kolem střední polohy nutační elipsu s velkou poloosou $9'',21$ a malou poloosou $6'',86$. Nutace tak mění polohu jarního bodu na ekliptice a zároveň sklon ekliptiky. Obě tyto změny jsou periodické a závisí na úhlové vzdálenosti výstupného uzlu měsíční dráhy od jarního bodu Ω . Změna v délce je $d_\lambda = -17'',24 \sin \Omega$ a změna ve sklonu ekliptiky $d_\epsilon = 9'',21 \cos \Omega$. Skutečný pól opisuje vlivem precese a nutace na obloze vlnovku.

Precese znamená plynulou a pravidelnou změnu polohy pólu, kdežto nutace jsou změny periodické a v podstatě vynucené kmity.

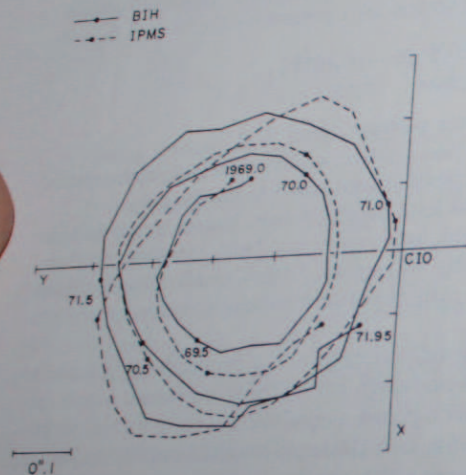
Přesné určení polohy zemského pólu naráží na četné obtíže. Již sama precese je známa pouze z pozorování a nelze ji přesně teoreticky odvodit, i když příčiny jsou fyzikálně jasné. Není totiž přesně známo rozdělení hmoty uvnitř zemského tělesa a teprve nedávno pomocí umělých družic bylo dosaženo podstatnějšího pokroku. Až dosud bylo možno precesní konstanty určit pouze empiricky ze změn poloh hvězd vzhledem k jarnímu bodu. Tato měření jsou však nepříznivě ovlivněna skutečností, že i hvězdy mají vlastní pohyby.

Precese je z fyzikálního hlediska pravidelný pohyb osy rotujícího tělesa, na které působí nějaká vnější síla.

Nutace ve fyzikálním pojetí jsou kmity volně rotujícího setrvačnicku, kdy osa rotace je nesymetrická k rozložení hmoty (popř. se toto rozložení ještě mění s časem).

Vzhledem k precesi a nutaci se rozlišují polohy hvězd na:

1. zdánlivá místa, tj. polohy skutečně pozorované, opravené o refrakci a denní aberaci,
2. pravá místa, tj. zdánlivá místa opravená o roční aberaci a paralaxu,



Obr. 2.20. Poloha zemského severního pólu vzhledem k smlouvené souřadné soustavě v letech 1969—1972 podle Bureau Internationale de l'Heure (Mezinárodní časové služby BIH v Paříži) a International Polar Motion Service (mezinárodní služby pro studium pohybu pólů IPMS). Průměr oblasti, ve které se pól pohyboval je přibližně 15 metrů.

3. střední místa, tj. pravá místa při započtení nutace a precese převedená na jisté datum, tzv. epochu nebo ekvinokcium (např. 1970, 0 apod.), tj. počátek Besselova roku. (V katalogích jsou uváděna střední místa například pro ekvinokcium pro rok 1950 nebo 2000 apod.).

Při udání polohy nějakého objektu, např. komety, je vždy nutno připojit údaj, ke kterému ekvinokciu či epoše je poloha vztažena.

Oprava na precesi je též nutná při automatickém nastavování velkých astronomických přístrojů, pokud poloha hvězdy je udána pro nějaké časově vzdálené ekvinokcium. Pro tyto účely většinou postačí jednoduché precesní tabulky dostatečně přesné až do deklinací $\pm 60^\circ$. V blízkosti pólů ovšem výpočet polohy vyžaduje přesnějšího postupu.

Precese se odráží i v definici délky roku, neboť tropický rok, což je doba mezi dvěma po sobě následujícími průchody středních Sluncí jarním bodem, není totožný s dobou oběhu Země kolem Slunce v pevném souřadném systému. Země

uzavře svou dráhu za rok siderický, tj. za dobu, která uplyne mezi dvěma průchody Slunce určitým bodem na obloze pevným vzhledem ke hvězdám. Jelikož se jarní bod za jeden rok posune vzhledem ke hvězdám o $50''{,}3$ směrem k západu, je siderický rok přibližně o 20 minut delší nežli rok tropický. Délka siderického roku je 365,25636 dne středního.

Pro úplnost je nutno dodat, že nepatrná pozvolná změna polohy dráhy Země v prostoru znamená, že doba, která uplyne mezi dvěma posobě následujícími průchody Země přísluním se nekryje se siderickým rokem, ale je o něco delší, tj. 365,25946 dne. Tato doba je tzv. rokem anomalistickým.

2.15. Souhvězdí, označení hvězd

Jelikož hvězdy jsou různě jasné, je možné vyčlenit nápadná a charakteristická hvězdná seskupení či souhvězdí usnadňující orientaci na obloze a identifikaci jednotlivých hvězd. Původ jmen souhvězdí není jednotný. Mnoho souhvězdí, pojmenovaných podle zvířat, má pravděpodobně svůj původ v Mezopotámii. Názvy většiny souhvězdí jsou odvozeny z řecké a římské mytologie. Ptolemaios popsal 48 souhvězdí, jejichž názvy se používají dodnes. Později, zejména v době velkých námořních cest, byla pojmenována většina jižních souhvězdí. Proto zde najdeme názvy jako Sextant, Oktant, Dalekohled, Plachty, Mečoun, Tabulová hora, Indián.

Na rozdíl od jasných hvězd, které definovaly tvar souhvězdí a jejichž příslušnost k jednotlivým souhvězdím byla tedy nesporná, byly slabší hvězdy někdy přiřazovány různým souhvězdím a bylo nutno stanovit jejich hranici.

V současné době rozumíme pod pojmem souhvězdí určitou oblast na obloze. Podle usnesení Mezinárodní astronomické unie je celá obloha rozdělena na 88 souhvězdí.

Nejednotnost v ohraničení souhvězdí byla odstraněna teprve v r. 1930, kdy byly mezinárodní úmluvou definovány hranice souhvězdí pomocí deklinačních a rovnoběžkových kružnic. Graficky jsou tyto nové hranice souhvězdí vyznačeny např. v Bečvářově Atlasu Coeli.

Seskupení hvězd v souhvězdí usnadňuje pouze orientaci na hvězdné obloze. Hvězdy v souhvězdí spolu mnohdy prostorově nesouvisí. Mohou být v různých vzdálenostech a pouze se promítají do stejné oblasti. V některých souhvězdích se ovšem setkáváme též s fyzikální souvislostí: např. většina jasných hvězd ve Velkém voze tvoří prostorovou skupinu, podobně též hvězdy v Orionu nebo Plejádách.

Mnohé jasné hvězdy byly již ve starověku pojmenovány vlastními jmény. Některá, jako Sirius a Capella, jsou řeckého a latinského původu, jiná jsou původu arabského (Rigel, Vega, Aldebaran). Historický vliv Arabů ve vývoji astronomie je patrný z častého výskytu určitého členu „al“ ve jménech hvězd, např. Altair, Algol. Sotva desetina těchto jmen se však dnes ještě používá.

Roku 1603 zavedl Bayer ve svém atlase Uranometria označení hvězd řeckým písmenem a názvem souhvězdí (např. α Aurigae). Přitom pořadí v abecedě obvykle odpovídá klesající jasnosti. V souhvězdích bohatých na hvězdy bylo po vyčerpání písmen řecké abecedy použito malých písmen abecedy latinské. Takto je označena většina hvězd přibližně do 4. velikosti. Jiný způsob označení, a to číslem, byl použit později. Přitom se v každém souhvězdí postupuje ve směru rostoucí rektascenze. Známa je např. hvězda 61 Cygni, která je jednou z prvních hvězd, pro které byla změřena vzdálenost. Proměnné hvězdy (tj., které pravidelně nebo nepravidelně mění jas), pokud nemají běžné označení, označují se písmeny v časovém pořadí objevu R, S, ... Z a názvem souhvězdí, ve kterém se nalézají (např. T Tauri). Po vyčerpání jednoduchých písmen se používá zdvojení RR, RS, ... RZ, SS, ST, ... až ZZ (např. RR Lyrae, SS Cygni). Pak následují kombinace AA, AB, ... QZ. Celkem lze takto označit 335 proměnných hvězd v jednom souhvězdí. Poté následuje označení V336, ... (např. V603 Aquilae). Nejúplnější katalog proměnných hvězd sestavili sovětské astronomové Kukarkin a Parenago, poslední jeho vydání z roku 1968 obsahuje 20 448 hvězd a je doplňován pravidelně vydávanými dodatky.

2.16. Katalogy hvězd – ročenky, efemeridy a hvězdné atlasy

Souřadnice hvězd jsou udány v pozičních katalozích a seznamech hvězd, které uvádějí pozice hvězd s větší nebo menší přesností pro jistou polohu jarního bodu. Polohy Měsíce, Slunce, planet a různých objektů jsou uváděny v astronomických ročenkách a efemeridách, vydávaných pro každý rok. Při jakémkoli poněkud přesnějším údaji rektascenze a deklinace hvězdy či jiného tělesa na obloze je nezbytné doplnit údaje o *epochu*, ke které se udaná pozice vztahuje, např. α (1975,0) δ (1975,0) znamená, že poloha je vztažena k počátku Besselova roku 1975. Moderní katalogy hvězd jsou většinou pro epochu 1950,0 nebo 1975,0 či dokonce 2000,0.

Podle přesnosti se dělí katalogy na:

a) Katalogy fundamentální obsahující relativně nevelký počet hvězd s velmi přesně určenými polohami. Tyto katalogy slouží za základ pro odvození poloh ostatních hvězd. Polohy hvězd jsou získány vhodnou metodou navazující na základní inerciální systém souřadnic, tj. v prostoru pevný systém.

b) Katalogy poloh a některých ostatních hlavních údajů (jasnosti, vlastní pohyb, paralaxa apod.), kde polohy jednotlivých hvězd jsou určeny relativně vzhledem k hvězdám ve fundamentálních katalozích.

Nejdůležitější katalogy jsou:

1. FK4 (Vierter Fundamentalkatalog, Heidelberg 1963), obsahuje velmi přesné polohy asi 1500 hvězd pro epochu 1950,0 a 1975,0. Vnitřní přesnost poloh je přibližně $\Delta\delta = \pm 0''05$, $\Delta\alpha = \pm 0''005$ sec δ .

2. GC (General Catalogue, B. Boss), méně přesný než FK4. Obsahuje polohy 33 342 hvězd.

3. SAOC (Smithsonian Astrophysical Observatory Catalogue, Cambridge, Mass. USA 1969), obsahuje polohy většiny hvězd jasnějších 9^m, některé však nejsou tak přesné jako v GC.

4. AGK (Astronomische Gesellschaft Katalog), obsahuje relativní polohy 200 000 hvězd vztažené k polohám fundamentálních katalogů. Přesný název: Katalog der Astronomischen Gesellschaft.

AGK 1 je pro epochu 1880 (měřeno v letech 1863),

AGK 2 je pro epochu 1930 (měřeno v letech 1928–1932),

AGK 3 je pro epochu 1950 (měřeno v letech 1956–1963).

V jednotlivých epochách byla měření nezávislá. AGK katalogy jsou zdrojem informací o *vlastních* pohybech hvězd (viz kapitola o pohybech hvězd).

5. Pro identifikaci velkého množství hvězd a jiných objektů slouží katalogy s nevelkou přesností v polohách, které jsou souhrnně označovány zřítým názvem Durchmusterung.

Jsou to: BD (Bonner Durchmusterung) pro deklinaci $+90^\circ$ do -23° ,
CD (Cordoba Durchmusterung) pro deklinaci -22° do -90° .

Oba tyto katalogy jsou rozděleny do zón podle deklinace (epocha 1855, 1875) po stupních, např. BD $+15^\circ$ 1482 je hvězda 1482 v pásu od $+15^\circ$ do $+16^\circ$ deklinace. BD obsahuje 458 000 hvězd, CD 614 000 hvězd.

Novějším katalogem tohoto druhu je Henry Draper Catalog pro epochu 1900,0 obsahující polohy a jasnosti (obojí nepřiliš přesné) 223 000 hvězd. Hvězdu BD $+15^\circ$ 1482 lze v HD katalogu nalézt pod číslem 54 351, tedy BD $+15^\circ$ 1482 = HD 54 357. V posledních letech se stále hojněji užívá katalogu SAOC. HD katalog byl prvním katalogem obsahujícím spektrální klasifikaci hvězd v dodnes používaném systému.

Pro jiné objekty než hvězdy, např. mlhoviny, galaxie, hvězdokupy apod., byly sestaveny zvláštní katalogy. Nejstarší katalog Messierův z roku 1781 obsahuje 107 objektů, které při pozorování s menšími dalekohledy mohou být zaměněny za slabší kometu. Objekty podle tohoto katalogu jsou označeny písmenem M a číslem. Například známá hvězdokupa v souhvězdí Herkula nese označení M 13. Jiný velmi známý objekt, jakým je například galaxie v souhvězdí Andromedy, má číslo Messierova katalogu 31. Z novější doby pochází daleko úplnější katalog New General Catalogue zkráceně NGC, sestavený Dreyerem v roce 1888. Objekt M 74, který je spirální galaxií, nese též označení NGC 628. (Dodatkem k NGC je Index Catalogue zkratka IC). V roce 1973 byl katalog NGC revidován a vydán pod názvem „The Revised New General Catalogue of Nonstellar Objects“. Objekty pozorované jinou technikou než v optickém oboru jsou většinou označovány podle speciálních katalogů jednotlivých observatoří. Například pulsar CP 1919 znamená Cambridge

Pulsar v rektascenzi $\alpha = 19^h 19^m$. (Způsob označení některých speciálních objektů je blíže vysvětlen v příslušné kapitole.)

K mnoha hvězdným katalogům byly vydány i atlasy (např. tzv. Bonnské mapy ke katalogům BD a CD). Pro našeho čtenáře jsou dostupné výborné atlasy A. Bečváře. Je to především třetí vydání Atlasu Coeli (z r. 1962) pro ekvinoxium 1950,0 v.á. Je to především třetí vydání Atlasu Coeli (z r. 1962) pro ekvinoxium 1950,0. Skládá se ze šestnácti listů formátu 42×59 cm a zachycuje polohy přibližně 35 000 objektů. K atlasu byl vydán i katalog objektů, zakreslených na jednotlivých mapách. Od téhož autora byl vydán v r. 1959 Atlas Eclipticalis zachycující v pásech $\pm 30^\circ$ kolem rovníku polohy hvězd. Na tento atlas navazuje později publikovaný Atlas Borealis a Atlas Australis pro oblasti kolem severního a jižního pólu.

Nejvýznamnější fotografické atlasy, tj. kopie přímých fotografií oblohy, jsou tzv. Palomarské mapy vydané v omezeném rozsahu počátkem padesátých let. Jsou to negativní kopie fotografických snímků oblohy pořízených velkou Schmidtovou komorou na observatoři Mt Palomar. Zachycují celou severní oblohu a část jižní oblohy až do deklinace -33° .

Mezi pomůcky pro astronomickou praxi patří astronomické ročenky. Mezi nejdůležitější mezinárodní ročenky patří Astronomičeskij Ježegodnik SSSR a The Astronomical Ephemeris. Pro zájemce v ČSSR je každý rok vydávána Hvězdářská ročenka. Vedle poloh Slunce, Měsíce, planet a jasných hvězd a údajů o řadě úkazů (zatmění apod.) shrnuje v dodatku pokroky astronomie v letech předcházejících.

Hlavním obsahem astronomických ročenek jsou efemeridy, tj. dopředu vypočtené polohy pro určité přesně definované časové okamžiky (např. pro 0^h světového času pro každý den) objektů jako Slunce, Měsíc, planety apod.

2.17. Zdánlivý a skutečný pohyb planet

Pozorováním oblohy v průběhu roku lze sledovat pohyb Měsíce a planet mezi hvězdami i změny polohy Slunce. Tyto pohyby jsou zdánlivé, neboť jsou vztaženy k pozorovateli, který se Zemí vykonává řadu pohybů – rotaci kolem osy, roční oběh kolem Slunce apod.

Nejjednodušší je zdánlivý roční oběh Slunce, který je způsoben oběhem Země kolem Slunce. Země obíhá kolem Slunce v eliptické dráze ležící v rovině ekliptiky. Jeden oběh Země kolem Slunce trvá rok.* Sklon roviny zemského rovníku vůči rovině oběžné dráhy Země se rovná sklonu ekliptiky $\varepsilon \doteq 23^\circ 27'$. V tomto sklonu tkví změna maxima výšky Slunce během roku nad obzorem. Slunce se posune zdánlivě po ekliptice za jeden den o

$$\frac{360^\circ}{365,25} \doteq 0,99^\circ = 59' 24''$$

* Přesná definice roku je uvedena na str. 49.

(365,25 je přibližný počet dní v roce), tedy o necelý stupeň. Během roku mění Slunce svou výšku v poledních hodinách a mění se i délka oblouku jeho zdánlivé dráhy nad obzorem. Délka *denního oblouku* vyjádřená v míře časové nám udává, jak dlouho je Slunce (nebo jiné těleso) nad obzorem. Je pochopitelné, že délka oblouku nezávisí jen na deklinaci, ale i na zeměpisné šířce.

Mnohem složitější jsou zdánlivé pohyby planet. Kolem Slunce obíhá 9 velkých planet podobně jako Země, ovšem nikoli jednou za rok, nýbrž v době odlišné. Jejich pohyb pozorovaný se Země není tak jednoduchý jako u Slunce. Z význačných zdánlivých poloh planet vzhledem k Slunci nutno uvést konjunkci, opozici a největší elongaci.

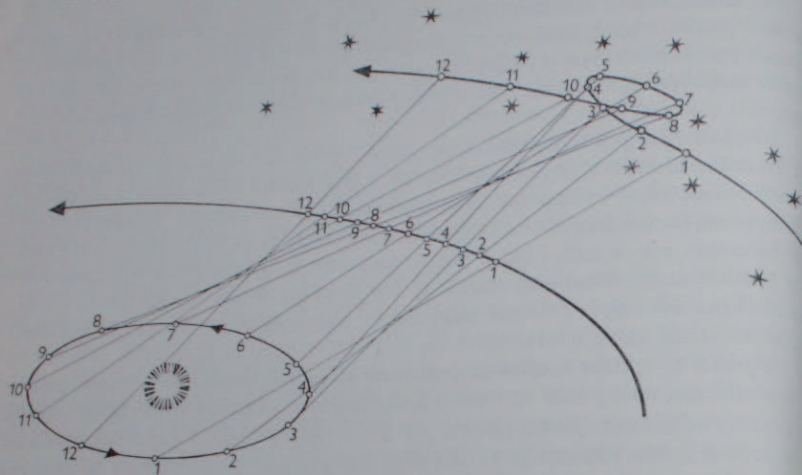
Konjunkce (tj. *spojení*) nastává tehdy, když dvě nebeská tělesa (například planeta a Slunce) mají stejnou rektascenzi nebo délku. Je-li planeta v konjunkci se Sluncem, není pochopitelně ve sluneční záři pozorovatelná. Rozeznáváme v podstatě dvojí konjunkci, *horní* a *dolní*. Dolní konjunkce nastává tehdy, když je planeta mezi Zemí a Sluncem, což je možné jen u planet vnitřních, tj. u Merkura a u Venuše (též u Měsíce, který ovšem není planetou), které obíhají uvnitř dráhy Země. Horní konjunkce nastává, je-li Slunce mezi Zemí a planetou, což nastává u všech planet (pochopitelně nikoli u Měsíce).

Opozice je opakem konjunkce a nastává tehdy, když dvě tělesa, jejichž polohy srovnáváme, mají o 180° odlišnou rektascenzi nebo délku. V době opozice nějaké planety se Sluncem je tato planeta právě na opačném místě na obloze než Slunce a vrcholí kolem půlnoci. Je to nejpříznivější poloha k pozorování. V té době má kotouček planety největší zdánlivý průměr.

Největší *elongace* je největší úhlová vzdálenost od Slunce, jakou dosáhne vnitřní planeta (Merkur nebo Venuše) na své zdánlivé dráze. (Uvádí se obvykle úhlovým rozdílem v ekliptikální délce.) Velikost tohoto úhlu závisí jak na vzdálenosti Země – Slunce, tak na vzdálenostech planeta – Slunce a Země – planeta. U Venuše kde je vzdálenost od Slunce větší než u Merkura, je proto elongace největší a činí $47^\circ 47'$, kdežto u Merkura je jen $27^\circ 56'$. Velikost největší elongace se mění podle toho, jak se mění vzdálenost planety od Slunce. U Venuše je změna malá a elongační úhel se mění od $44^\circ 57'$ do $47^\circ 47'$. U Merkura je změna poměrně veliká v mezích od $17^\circ 56'$ do $27^\circ 56'$. U vnějších planet, které obíhají vně dráhy Země, je největší elongace totožná s opozicí. Je-li vnitřní planeta (např. Venuše) na východ od Slunce, jde o východní elongaci. V té době zapadá po západu Slunce a svítí večer na západní obloze jako Večernice. V opačném případě, je-li od Slunce na západ, je v největší západní elongaci a vychází před východem Slunce na východní obloze jako Jitřenka.

Měřením polohy nějaké vnější planety v době blízko opozice lze například zjistit, že se pohybuje mezi hvězdami od západu k východu. Tento pohyb, který nazýváme přímý, se pomalu zmirňuje, v jisté době před opozicí se Sluncem se zastaví a změní se v pohyb zpětný od východu k západu, který je největší v době opozice. Po opozici se zpětný pohyb zmirňuje a po opětovné zastávce se změní na pohyb přímý. Sou-

časně se mění i deklinace, resp. šířka planety a planeta vykoná na obloze zdánlivou dráhu většinou ve formě smyčky. Velikost i tvar této smyčky závisí na vzdálenosti planety, sklonu její dráhy apod. Tato hra se opakuje při každé opozici. Jestliže je vnější planeta před konjunkcí se Sluncem, pak je tedy na večerní obloze a neustále



Obr. 2.21. Průběh skutečné dráhy vnější planety na nebeskou sféru. Dráha Země je naznačena elipsou a jednotlivé polohy Země v dráze odpovídají současným polohám planety pohybující se vně dráhy Země. Polohy planety pro pozorovatele na Zemi se během roku promítají do různých míst na obloze. Pokud je dráha planety vzhledem k dráze Země skloněna, vytvoří zdánlivá dráha planety na obloze tvar smyčky.

se přibližuje ke Slunci, čili k západu. Po konjunkci se planeta objeví na ranní obloze a úhlová vzdálenost od Slunce se opět zvětšuje. Rektascenze planety (i ekliptikální délka) sice roste, ale Slunce v tomto směru planetu „předhání“. Ve starší literatuře nalezneme též pojem *kvadratura*. Je to okamžik, kdy vnější planeta je 90° od Slunce, tedy, kdy její elongace je 90° .

Vnitřní planeta před spodní konjunkcí a v největší východní elongaci je na večerní obloze a na hvězdném pozadí se pohybuje od východu na západ, tedy ke Slunci. Po konjunkci se opět objeví na ranní obloze a pohybuje se stále směrem na západ až do okamžiku největší západní elongace. Poté se směr zdánlivého pohybu obrátí a planeta zmenšuje úhlovou vzdálenost od Slunce.

Vysvětlení těchto zdánlivých pohybů plyne zcela jednoduše promítnutím polohy pohybující se planety se Země (která je též v pohybu) na nebeskou sféru v jednotlivých časových okamžicích. Na obr. 2.21 je takový průběh znázorněn pro vnější planetu v blízkosti opozice. Starověcí i středověcí astronomové, kteří pokládali Zemi za nehybný střed světa, vysvětlovali složitý zdánlivý pohyb planet pomocí

sfér. Zeměstředná soustava, označována většinou jako soustava Ptolemaiova, byla jak už název sám říká, založena na principu geocentrismu – střed Země byl ztotožněn se středem vesmíru. Současně se vycházelo z dogmatu Aristotelova, preferující kružnici jako jeden z dokonalých geometrických útvarů. Geocentrický systém tak nutně vedl k předpokladu existence velké základní sféry hvězd, která se otáčela jednou za hvězdný den. Na jiné sféře bylo Slunce otáčející se se sférou hvězd jednou za den, ale vzhledem ke hvězdám jednou za rok. Na dalších sférah byl Měsíc a posléze planety otáčející se vzhledem ke hvězdám za dobu odpovídající siderické době jejich oběhu kolem Slunce. Aby mohli vysvětlit zpětný pohyb (smyčky) ve vzdáleném pohybu planet, museli ve svých teoriích předpokládat, že se planety pohybují ještě po malých kružnicích, jejichž rovina je pod určitým úhlem skloněna k rovině ekliptiky. Jednoduše by bylo možno předpokládat, že vnější planeta se pohybuje po malé kružnici – epicyklu za dobu jednoho roku. Střed epicyklu se pohybuje po velké kružnici – deferentu v periodě, která se rovná siderické době oběhu planety. Je to doba, kterou planeta potřebuje, aby dosáhla po jednom oběhu výchozího bodu na své dráze, který nezměnil své postavení v prostoru. Naproti tomu je zde druhý oběh zdánlivý – oběh synodický. Je to doba nezbytná k tomu, aby planeta opět dospěla do konjunkce se Sluncem. Jelikož Země se též pohybuje kolem Slunce, je pochopitelné, že doba synodického oběhu nebude souhlasit s dobou siderického oběhu. Doba synodického oběhu T_s (v rocích) je možno odvodit ze vztahu

$$\text{pro vnitřní planety} \quad T_s = \frac{T_p}{1 - T_p}, \quad (2.17.1)$$

$$\text{pro vnější planety} \quad T_s = \frac{T_p}{T_p - 1}, \quad (2.17.2)$$

kde T_p je siderická oběžná doba planety.

Vnější planety s největší oběžnou dobou mají nejkratší synodický oběh rovnající se téměř jednomu roku, což je přirozené, neboť během jednoho roku mění velmi málo svou polohu mezi hvězdami.

2.18. Keplerovy zákony

Přesná pozorování planety Marsu, která vykonal Tycho Brahe v 16. století, byla podkladem pro velký objev Keplerův, který na základě těchto pozorování empirickou cestou odvodil tři známé zákony:

1. Planety se pohybují po elipsách od kruhů málo odlišných, v jejichž společném ohnisku je Slunce.

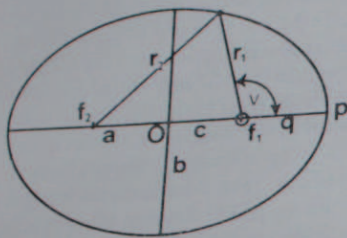
2. Plochy opsané průvodičem za jednotku času jsou stejné.

3. Dvojmoci dob oběhů mají se k sobě jako trojmoci velkých poloos.

První zákon popisuje tvar drah planet. Jsou to elipsy s malou excentricitou. Excentricita e či výstřednost elipsy je poměr vzdálenosti c ohniska f_1 od středu elipsy k velké poloose a

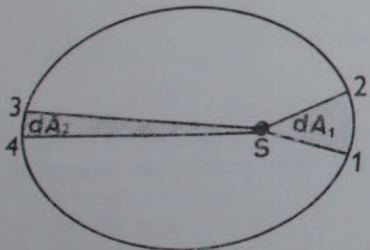
$$e = \frac{c}{a} \quad (2.18.1)$$

Čím více se tento poměr blíží nule, tím je elipsa méně výstředná. Největší výstřednost drah velkých planet je u Pluta $e = 0,248$ a Merkura $e = 0,206$. Výstřednost dráhy Země je $e = 0,0167$.*



Obr. 2.22. Hlavní parametry elipsy: a velká poloosa, b malá poloosa, f_1, f_2 ohniska, součet průvodičů $r_1 + r_2$ je konstantní. V astronomii jsou ještě důležité tyto veličiny: vzdálenost ohniska q , ve kterém se nachází centrální těleso (např. Slunce), od nejbližšího bodu na elipse p . Dále je to úhel v mezi průvodičem r_1 a q , pro který se užívá obvykle názvu pravá anomálie.

Druhý zákon Keplerův (zákon ploch) je znázorněn na obr. 2.23 šrafovanými plochami, které opsal průvodič za stejnou dobu v prvním i v druhém případě. To znamená, že planeta v místě nejbližším ke Slunci, v přísluní či perihelu, se pohybuje



Obr. 2.23. Zákon ploch. Plocha dA_1 opsaná průvodičem Slunce-planeta mezi body 1 a 2 za jednotku času je též jako plocha dA_2 opsaná průvodičem za tutéž dobu mezi body 3, 4.

nejrychleji, v místě nejbližším od Slunce, v odsuní čili afelu, se pohybuje nejpomaleji, čili uběhne úseky 1 až 2 za stejnou dobu jako úseky 3 až 4. Spojnice perihelu a afelu je velká poloosa dráhy nebo též tzv. přímka apsid.

Třetí zákon udává, v jakém poměru jsou k sobě oběžné doby a velké poloosy. Označíme si např. dobu oběhu Země T_1 a dobu oběhu jiné planety T_2 , velkou

* Kružnice nebo elipsa jsou kuželosečkami a z odvození Keplerových zákonů ze zákona gravitačního se ukazuje, že znění 1. zákona je neúplné a těleso se může ve sluneční soustavě pohybovat po jakékoli kuželosečce.

poloosu dráhy Země a_1 a planety a_2 , podle Keplerova třetího zákona platí

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3} \quad (2.18.2)$$

Přesné znění třetího Keplerova zákona bylo nalezeno až po objevení gravitačního zákona Newtonem, který empirické zákony Keplerovy zdůvodnil fyzikálně. Příslušný vztah je

$$\frac{a_1^3}{a_2^3} = \frac{T_1^2 M + m_1}{T_2^2 M + m_2} \quad (2.18.3)$$

kde M je hmotnost Slunce, m_1 a m_2 hmotnost planet. Jelikož i Jupiter, největší planeta, má jen 10^{-3} hmotnosti Slunce, lze m_1 a m_2 ve vztahu zanedbat. Pokud $M \gg m$, možno vztah 2.18.2 považovat za dostatečně přesný. Například oběžná doba Země je 1 rok a vzdálenost Slunce—Země $r_5 = 1$, lze z toho vypočítat kolikrát vzdálenější je Jupiter, jehož oběžná doba je přibližně 12 let. Dosazením do výše uvedeného vztahu

$$\frac{1^2}{12^2} = \frac{1^3}{r^3}, \quad r = \sqrt[3]{12^2} \doteq 5,24$$

lze zjistit, že Jupiter je 5,24krát dále od Slunce než Země, tj. jeho vzdálenost je 5,24 astronomické jednotky.

2.19. Souhrn základních pojmů Newtonovy mechaniky a pojem centrální síly

Keplerovy zákony byly prvním krokem k exaktnímu fyzikálnímu popisu pohybu planet. Avšak teprve gravitačním zákonem Newton dospěl k obecnému popisu vzájemného působení hmotných těles. Jak známo, z Keplerových zákonů lze odvodit gravitační zákon a naopak deduktivní cestou lze gravitačním zákonem dospět k zákonům Keplerovým.

Celá klasická mechanika, včetně nebeské mechaniky, je založena na principech Newtonovy mechaniky a předpokládá se, že je čtenář s nimi dostatečně seznámen. Přesto pro úplnost a bez bližšího výkladu jsou v následujícím hlavní poznatky shrnuty.

1. Zákon setrvačnosti: každé těleso (o hmotnosti m) setrvává v klidu nebo přímočarém rovnoměrném pohybu (rychlostí v) pokud není tento stav přinuceno změnit působením vnějších sil:

Jestliže hybnost tělesa je $p = mv$, pak platí

$$\frac{dp}{dt} = 0 \quad (2.19.1)$$

2. Zákon síly: změna hybnosti tělesa je úměrná síle působící na těleso.

Tedy
$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \quad (2.19.2)$$

a těž
$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}, \text{ resp. } \mathbf{f} = \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}), \quad (2.19.3)$$

kde \mathbf{a} je zrychlení, které je přímo úměrné síle a nepřímo úměrné hmotnosti m .
3. Zákon akce a reakce: v uzavřeném systému (těles) každá akce vyvolá stejnou reakci opačného směru, síla \mathbf{F}_1 způsobená tělesem je rovna, avšak s opačným znaménkem síle \mathbf{F}_2 , která na těleso působí

$$-\mathbf{F}_1 = \mathbf{F}_2. \quad (2.19.4)$$

V uzavřeném systému těles s hybnostmi \mathbf{p}_1 a \mathbf{p}_2 platí pro celkovou hybnost \mathbf{p}_Z vztah

$$\mathbf{p}_Z = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \text{konstantní},$$

a tedy

$$\frac{d\mathbf{p}_1}{dt} = -\frac{d\mathbf{p}_2}{dt}. \quad (2.19.5)$$

4. Pojem centrální síly: oběh planety kolem Slunce a všechny obdobné křivočaré pohyby vyžadují, aby ve smyslu zákona setrvačnosti na těleso působila nějaká síla. Pokud lze s dostatečným přiblížením popsat takový pohyb jako vzájemné působení dvou těles, pak plně vyhovuje představa, že na hmotný bod působí síla, která trvale působí ve směru k jistému bodu. U pohybu po kružnici je tento bod středem kružnice. Síla takto definovaná je síla centrální (dostředivá). Síla dostředivá působící na těleso hmotnosti m pohybující se okamžitou rychlostí v na dráze o poloměru r vyvolá dostředivé zrychlení a_c , které je dáno vztahem

$$a_c = \frac{v^2}{r}, \quad (2.19.6)$$

a tedy síla centrální F_c

$$F_c = ma_c = m \frac{v^2}{r}. \quad (2.19.7)$$

2.20. Jednoduché odvození gravitačního zákona

Nechť hmotný bod m je planetou, která se pohybuje po kruhové dráze kolem Slunce M , jak je naznačeno na obr. 2.24. Výchozí místo je A . Kdyby v tom okamžiku přestala působit přitažlivá síla Slunce, která reprezentuje centrální sílu, dostala by se planeta za jednotku času do místa B . Kdyby však v tomto následujícím okamžiku opět zapůsobila přitažlivá síla Slunce a planeta by z nějakého důvodu ustala ve svém pohybu (fyzikálně to ovšem není možné), spadla by za tutéž jednotku času do bodu C . Jelikož se planeta pohybuje neustále a centrální síla na ni rovněž působí neustále, pohybuje se po dráze $A - C$. Odstředivé zrychlení

v^2/r vznikající při křivočarém pohybu je rovno zrychlení planety padající na Slunce. Pro zrychlení a a rychlost v na kruhové dráze platí

$$F_c = ma = m \frac{v^2}{r}, \quad v = \frac{2\pi r}{P}, \quad (2.20.1)$$

kde r je poloměr dráhy, P doba oběhu, m hmotnost planety, a tedy

$$ma = \frac{4\pi^2 r}{P^2} m. \quad (2.20.2)$$

Jestliže podle třetího Keplerova zákona platí pro oběžné doby dvou planet ve vzdálenostech r_1 a r_2 a s přibližně stejnou hmotností $m = m_1 = m_2$

$$\frac{P_1^2}{P_2^2} = \frac{r_1^3}{r_2^3}, \quad (2.20.3)$$

pak pro poměr zrychlení a_1, a_2 těchto planet platí

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{r_2^3}{r_1^3}. \quad (2.20.4)$$

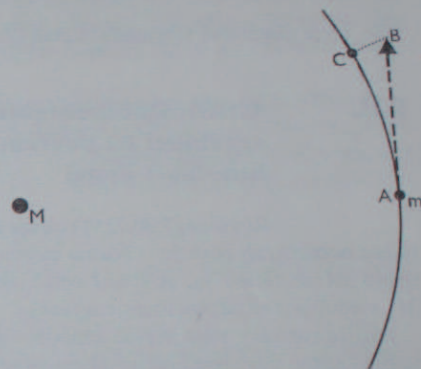
Dostředivé zrychlení je tedy nepřímo úměrné druhé mocnině vzdálenosti.

Třetí Keplerův zákon lze psát i ve tvaru

$$P^2 = kr^3, \quad (2.20.5)$$

kde k je konstanta úměrnosti závislá na volbě jednotek. Pak zřejmě platí, že

$$F = \frac{4\pi^2}{k} \frac{m}{r^2}, \quad (2.20.6)$$



Obr. 2.24. Pohyb bodu (tělesa) m v gravitačním poli M . Pokud by nebylo těleso m v gravitačním poli tělesa M , vyvolávající dostředivé zrychlení, pohybovalo by se rovnoměrně přímočaře z bodu A do bodu B . Ve skutečnosti za tutéž dobu spadne (obrazně řečeno) z bodu B do bodu C . Výsledkem je křivočarý pohyb kolem bodu M . (Předpokládá se, že hmotnost tělesa m je zanedbatelně malá vzhledem k hmotnosti tělesa M).

Síla F je tedy úměrná r^{-2} , tedy nepřímo úměrná čtverci vzdálenosti. Jelikož zrychlení způsobené centrální silou je úměrné hmotnosti bodu M (tj. v konkrétním případě Slunce), platí

$$F_{\text{gravitačn.}} = -G \frac{Mm}{r^2}, \quad (2.20.7)$$

kde G je gravitační konstanta. Vztah (2.20.7) je *všeobecný gravitační zákon*.

2.21. Gravitační konstanta, zrychlení na povrchu Země, hmotnost Země

Rovnice (2.20.7) vyjadřuje gravitační sílu, kterou na sebe působí dvě tělesa nepatrných rozměrů. Nutno poznamenat, že gravitační síla, kterou působí těleso M na těleso m , je stejně velká jako síla, kterou působí těleso m na těleso M , v soulase se zákonem akce a reakce.

Jestliže rozměry těles nejsou zanedbatelně malé vzhledem k vzdálenosti r , pak by bylo nutno uvažovat gravitační příspěvek každé části tělesa zvlášť. Avšak sférická tělesa, např. koule, se chovají na větší vzdálenosti tak, jako by veškerá hmota byla soustředěna v jejich středech. Vektor F tedy leží na spojnici středů obou těles.

Gravitační konstanta G je veličina, která musela být experimentálně určena a její číselná hodnota závisí na volbě jednotek.

MKS SI	$6,672 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ $6,672 \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$
CGS	$6,672 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$ $6,672 \cdot 10^{-8} \text{ dyn cm}^2 \text{ g}^{-2}$

Metoda určení gravitační konstanty spočívá v přemístění malých hmot umístěných na velmi citlivých vahách do bezprostřední blízkosti těžkých hmot. Cavendish v roce 1798 použil torzních vah; von Jolly v roce 1881 zjišťoval hodnotu G na upravených citlivých vahách laboratorních. Gravitační zrychlení g_{\oplus} na povrchu Země (tíhové zrychlení) plyne přímo z gravitačního zákona dosazením příslušných hmot pro hmotnost Země M_{\oplus} a poloměr R_{\oplus} , tedy

$$g_{\oplus} = G \frac{M_{\oplus}}{R_{\oplus}^2} \doteq 9,81 \text{ m s}^{-2}.$$

Skutečnost, že Země je na pólech zploštělá a rotuje, způsobuje, že hodnota g_{\oplus} je na rovníku zmenšena především o odstředivé zrychlení $3,4 \text{ cm s}^{-2}$, tedy

$$g_{\text{rovník}} = 9,781 \text{ m s}^{-2}, \quad g_{\text{pól}} = 9,832 \text{ m s}^{-2}.$$

S pojmem tíhového zrychlení na povrchu Země souvisí i pojem tíha mg_{\oplus} = hmotnost \times zrychlení. Tíha, nesprávně váha tělesa o hmotnosti m , závisí tedy na místní velikosti g_{\oplus} a má tentýž rozměr jako síla. Jednotka síly je newton N, což je síla, která hmotě 1 kg uděluje zrychlení 1 m s^{-2} . Rozměr N je kg m s^{-2} .

Gravitační zrychlení je závislé na gravitačním poli, a je tedy nutno rozlišit sat tíhové zrychlení na povrchu Země a na jiných tělesech. Jelikož g_{\oplus} lze přímo měřit, např. dobou kyvu kyvadla, pak ze známých velikostí G a R_{\oplus} lze určit hmotnost Země $M_{\oplus} = 5,976 \cdot 10^{24} \text{ kg}$.

Nutno poznamenat, že G a M_{\oplus} nelze astronomickými metodami přímo určit v jednotkách SI nebo CGS. Avšak pro astronomické výpočty (dráhy planet apod.) je možno použít gravitační konstanty G' vztažené k soustavě jednotek, kdy m = hmotnost Slunce, čas = 1 střední den a jednotka délky je astronomická jednotka. V takovém případě

$$G' = 2,960 \cdot 10^{-4}.$$

Jelikož při výpočtech je často užíváno hodnoty $|G'|$, je zavedena Gaussova gravitační konstanta

$$k = 1,720 \cdot 10^{-2}$$

nebo též $K'' = k/\text{arc } 1'' = 3548'',188$, což je Gaussova konstanta v obloukových vteřinách (je to střední denní pohyb Země vyjádřený v obloukové míře). Použití k vede numericky k výpočtu oběžné doby ve dnech, kdežto K'' umožňuje přímo zjistit střední denní pohyb planety v obloukových vteřinách.

Jelikož v dalším není pojednáno podrobněji o otázkách nebeské mechaniky ani o výpočtu drah, má ve všech následujících vztazích konstanta G význam a rozměr, který plyne ze soustavy SI. Z rozměru G možno též vyslovit slovní definici: dvě tělesa, která možno připodobnit hmotným bodům, obě o hmotnosti 1 kg, a která jsou od sebe vzdálena 1 m, působí na sebe gravitačními silami velikosti $6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N}$.

Na rotující Zemi právě tak, jako na každém rotujícím tělese (tedy i na hvězdách) působí vedle gravitační síly také síla odstředivá F_s (setrvačná) kolmá k ose rotace. V souřadné soustavě otáčející se společně se Zemí (nebo hvězdou apod.) platí pro tuto sílu vztah

$$F_s = m \omega^2 R \cos \varphi,$$

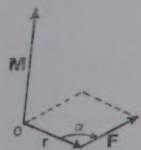
kde m je hmotnost tělesa, R jeho vzdálenost od středu Země (považované v prvním přiblížení za kouli), ω úhlová rychlost a φ je úhlová vzdálenost od rovníku (na Zemi zeměpisná šířka). Hodnota g_{\oplus} je dána výslednicí síly gravitační a síly odstředivé. Na pólech, kde $\cos \varphi = 0$, je tíhové zrychlení určeno toliko silou gravitační a směřuje do středu Země. Na rovníku je odstředivá síla, působící na těleso o hmotnosti m (a rotující spolu se Zemí) největší a působí proti směru síly gravitační. Proto je zde nejmenší hodnota zrychlení g_{\oplus} , které však směřuje do středu Země. Pro úhly $0^\circ < \varphi < \pm 90^\circ$ výslednice síly gravitační a odstředivé na rotující kouli nesměřuje do středu koule. Maximální odchylka je pro $\varphi = 45^\circ$ a na Zemi je přibližně $6'$.

2.22. Zachování momentu hybnosti a zákon ploch

Při fyzikálním výkladu Keplerových zákonů nutno vycházet z platnosti zachování momentů hybnosti a zachování energie. Zachování celkové hybnosti

$\mathbf{p} = \sum_{k=1}^n \mathbf{p}_k$ je vzpomenuto v předešlé kapitavce 2.19. Vede k poznatku, že celková

hybnost soustavy n bodů zůstává stálá i tehdy, když těžiště takové soustavy (pokud nepůsobí žádné vnější síly) je v klidu nebo přímočarém rovnoměrném pohybu. Pro další výklad je však mnohem důležitější objasnění zachování momentu hybnosti při křivočarém pohybu.



Obr. 2.25. Vektorový součin $\mathbf{r} \times \mathbf{F}$ dává moment síly \mathbf{M} vzhledem k bodu O (viz text).

Částice o hmotnosti m zavěšená na niti může se pohybovat kolem bodu O ve vzdálenosti r (obr. 2.25). Jestliže nějaká síla \mathbf{F} působí na tuto částici, pak vektorový součin \mathbf{F} a \mathbf{r} je moment síly \mathbf{M} vzhledem k bodu O .

$$|\mathbf{M}| = |\mathbf{r} \times \mathbf{F}| = |\mathbf{r}| |\mathbf{F}| \sin \alpha, \quad (2.22.1)$$

kde α je úhel sevřený vektory \mathbf{r} a \mathbf{F} . Směr vektoru \mathbf{M} je kolmý k rovině, ve které leží oba vektory \mathbf{r} a \mathbf{F} . Jestliže $\sin \alpha = 0$, pak \mathbf{F} působí ve směru \mathbf{r} , moment síly $\mathbf{M} = 0$.

Moment hybnosti pohybující se částice je určen vektorovým součinem \mathbf{p} a \mathbf{r}

$$\mathbf{N} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times m\mathbf{v}, \quad (2.22.2)$$

kde \mathbf{v} je rychlost částice (obr. 2.26).

Jelikož

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}),$$

je

$$\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}).$$

Z toho plyne, že

$$\frac{d\mathbf{N}}{dt} = \mathbf{r} \times \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = \mathbf{M}. \quad (2.22.3)$$

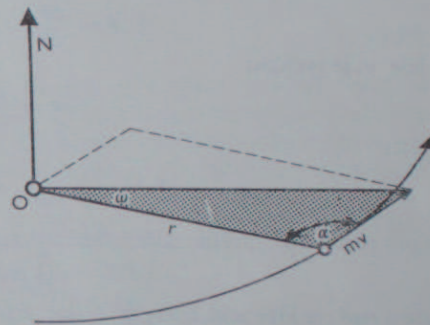
Jestliže na částici nepůsobí žádná jiná síla než síla centrální \mathbf{F}_c , která působí ve směru \mathbf{r} , pak ovšem podle definice vektorového součinu $\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}_c = 0$, a tedy

$$\frac{d\mathbf{N}}{dt} = 0. \quad (2.22.4)$$

Vztahy (2.22.3,4) vyjadřují skutečnost, že změna momentu hybnosti je úměrná momentu síly (nebo součtu momentu sil) nepůsobící ve směru centrální síly. Pokud působí pouze centrální síla, moment hybnosti se nemění a je roven $\mathbf{r} \times m\mathbf{v}$, kde \mathbf{v} je vektor okamžité rychlosti. \mathbf{N} je konstantní nejen co do velikosti, ale i co do směru. Vektory \mathbf{r} a \mathbf{v} leží v rovině kolmé k \mathbf{N} a tato rovina nemění v prostoru orientaci. Vektorový součin

$$|\mathbf{r} \times \mathbf{v}| = |\mathbf{r}| |\mathbf{v}| \sin \alpha \quad (2.22.5)$$

je konstantní a představuje dvojnásobnou plochu opsanou za jednotku času dt vektorem \mathbf{r} . Zachování momentu hybnosti vysvětluje tedy skutečnost, že se pla-



Obr. 2.26. Vektorový součin $\mathbf{N} = \mathbf{r} \times m\mathbf{v}$ je konstantní a je roven dvojnásobku plochy opsané \mathbf{r} za jednotku času (druhý Keplerův zákon – zákon ploch).

nety pohybují v rovině a jejich dráhy jsou rovinné křivky a plochy opsané průvodičem Slunce–planeta za jednotku času jsou konstantní. Rovnice 2.22.5 je vyjádřením druhého Keplerova zákona.

Keplerův zákon ploch má tedy platnost pro kterýkoli pohyb, kdy působí jakákoli centrální síla, a má obecnější platnost, než by se z původní definice zdálo.

Pro změnu směru průvodiče \mathbf{r} , tedy pro změnu úhlu ω , $d\omega/dt = \dot{\omega}$, je zřejmé

$$r\dot{\omega} = v \sin \alpha, \quad (2.22.6)$$

a tudíž

$$\mathbf{N} = mr^2\dot{\omega} = \text{konst.} \quad (2.22.7)$$

Obdobné úvahy platí i pro rotující pevné těleso, např. Zemi. Precese je prostým důsledkem toho, že změna $d\mathbf{N}/dt$ u Země není nulová, protože zde působí rušivé gravitační síly Měsíce a Slunce, a vytváří tak moment \mathbf{M} , který nutí zemskou osu vykonávat precesní pohyb. Analogie zde platí i pro nutaci. Stáčení roviny dráhy Měsíce či planet, přesněji řečeno uzlu dráhy, je opět důsledkem toho, že podmínka pro stabilní orientaci dráhy v prostoru vyjádřená vztahem (2.22.4) není přesně splněna, protože zde působí rušivé gravitační síly planet, které pochopitelně nejsou silami centrálními.

2.23. Princip zachování energie a některé aplikace

Jestliže na pohybující se částici o hmotnosti m působí síla \mathbf{F} , která posune částici o úsek $d\mathbf{r}$ svírající s \mathbf{F} úhel α , pak je vykonána práce dW , což je skalární součin obou vektorů

$$dW = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = |\mathbf{F}| |d\mathbf{r}| \cos \alpha. \quad (2.23.1)$$

Je-li posunutí $d\mathbf{r}$ kolmé k \mathbf{F} , nekoná se žádná práce. Naopak dW je největší, když vektory jsou rovnoběžné. Jelikož

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}),$$

kde \mathbf{v} je rychlost

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt},$$

platí

$$\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \mathbf{v} dt = m(\mathbf{v} \cdot d\mathbf{v}) \quad (2.23.2)$$

a pro práci dW možno naléztí snadno vztah

$$dW = d\left(\frac{1}{2}mv^2\right) = dE_k, \quad (2.23.3)$$

kde $\frac{1}{2}mv^2$ je kinetická energie částice E_k . Práce vykonaná silou \mathbf{F} na částici m změní její kinetickou energii. Jestliže \mathbf{F} je gravitační síla, kterou na sebe působí dvě tělesa o hmotnostech M a m , pak lze nalézt, že

$$\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = - \left(G \frac{Mm}{r^2} \right) dr, \quad (2.23.4)$$

a tedy

$$dW = d \left(G \frac{Mm}{r} \right). \quad (2.23.5)$$

Výraz v závorce není nic jiného než potenciální energie E_p , pro kterou platí

$$E_p = -G \frac{Mm}{r}. \quad (2.23.6)$$

Záporné znaménko vyjadřuje skutečnost, že energii E_p by bylo třeba vynaložit k přemístění částice ze vzájemné vzdálenosti r do nekonečně velké vzdálenosti $r \rightarrow \infty$, čili E_p je záporná hodnota práce potřebná k tomu, aby dva body M a m , které jsou od sebe nekonečně vzdálené, se přiblížily na vzdálenost r . Je-li tato práce W , pak platí

$$W = \int_{\infty}^r \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = -E_p \quad (2.23.7)$$

a analogicky lze psát

$$E_p = -G \int_r^{\infty} \frac{Mm}{r^2} dr = -G \frac{Mm}{r}. \quad (2.23.8)$$

Jelikož není vykonána žádná práce ve směru kolmém na spojnici obou těles, jak ostatně plyne ze skalárního součinu $|\mathbf{F}| |d\mathbf{r}| \cos \alpha$, kdy $\alpha = 90^\circ$, nezáleží na tom, jakou cestou se k sobě tělesa přibližují. Potenciální energie E_p i kinetická energie E_k mají stejný rozměr jako práce W a absolutní hodnoty změn těchto veličin musí vyhovovat zákonu zachování celkové energie E daného systému. To znamená, že součet kinetické energie i potenciální energie pro vzdálenosti r_1 a r_2 musí vyhovovat vztahu

$$(E_p + E_k)_{r_1} = (E_p + E_k)_{r_2} = E = \text{konstantní}. \quad (2.23.9)$$

Celková energie E výše popsaného systému dvou těles M a m je tedy dána vztahem

$$E = \frac{1}{2}mv_1^2 + \frac{1}{2}Mv_2^2 - G \frac{Mm}{r}, \quad (2.23.10)$$

kde v_1 a v_2 jsou rychlosti těles m a M , pro které platí, že jejich rozdíl v je rychlost, kterou by bylo možno naměřit, jestliže v daném souřadném systému by jedno těleso (např. M) bylo považováno za nehybné. Hybnosti těchto těles vyhovují podmínce, že celková hybnost (nebo též lineární součet hybností) je stálá, a tedy

$$M\mathbf{v}_2 = -m\mathbf{v}_1, \quad (2.23.11)$$

z čehož plyne, že

$$\mathbf{v}_1 = \frac{M\mathbf{v}}{M+m}, \quad \mathbf{v}_2 = -\frac{m\mathbf{v}}{M+m}. \quad (2.23.12)$$

Dosazením do vztahu pro celkovou energii lze nalézt, že

$$E = Mm \left(\frac{v^2}{2(M+m)} - \frac{G}{r} \right). \quad (2.23.13)$$

Jestliže $M \gg m$, možno psát

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{r}. \quad (2.23.14)$$

Jelikož E je pro danou soustavu hmotných bodů (např. Slunce-planeta) veličina stálá, pak je zřejmé, že s klesajícím r rychlost roste a naopak. Je též možno zjistit, v jakém vztahu jsou energie E_p a E_k v případě, že těleso m obíhá kolem společného těžiště s tělesem M . Pro pohyb v kruhové dráze nepochybně platí

$$\frac{mv^2}{r} = -G \frac{Mm}{r^2} \quad (2.23.15)$$

a jednoduchou úpravou lze zjistit, že

$$mv^2 = -G \frac{Mm}{r}. \quad (2.23.16)$$

Jelikož mv^2 je dvojnásobek kinetické energie, platí pro kruhovou dráhu v každém jejím bodě, že

$$2|E_k| = |E_p|. \quad (2.23.17)$$

Kruhová dráha je jedním (i když ne typickým) příkladem stabilního systému dvou těles. Pro takový systém platí $E_k + E_p < 0$ a podle této definice je celková energie záporná. Potenciální energie v tomto vztahu vystupuje se záporným znaménkem. Jestliže naopak by celková energie byla pozitivní, převládala by kinetická energie a tělesa by se od sebe mohla vzdálit do nekonečna. Toto platí analogicky pro systém hmotných bodů. Jestliže například celková energie hvězdné soustavy – třeba nějaké galaxie – je pozitivní, pak je to systém nestabilní a má snahu se rozpadat. Tuto skutečnost možno ilustrovat příkladem tělesa m , které se pohybuje po parabolické dráze. Jestliže těleso bude v nekonečnu, pak obě energie, jak potenciální, tak kinetická, budou nulové. Na přemístění tělesa do nekonečna je nutno vynaložit práci, čímž těleso pozbývá kinetickou energii, a tedy i rychlost, v nekonečnu bude rychlost $v = 0$. Avšak vzdálenost r poroste nade všechny meze, tedy $r \rightarrow \infty$ a současně $E_p \rightarrow 0$. Nejen pro $r \rightarrow \infty$, ale pro každé r platí

$$\frac{1}{2}mv^2 = -\frac{GMm}{r}, \quad (2.23.18)$$

a tedy

$$E_k = -E_p. \quad (2.23.19)$$

Absolutní hodnoty obou energií jsou si rovny v každém bodě dráhy. Logika tohoto vztahu je prostá: těleso v každém bodě dráhy musí mít takovou kinetickou energii, která se rovná práci potřebné k jeho přemístění do nekonečna. Z výrazu 2.23.16 plyne i jednoduché odvození třetího Keplerova zákona, neboť pro kruhovou rychlost platí

$$v = \left(\frac{GM}{r}\right)^{1/2}. \quad (2.23.20)$$

Oběžná doba P je

$$P = 2\pi r/v = 2\pi(GM)^{-1/2} r^{3/2}. \quad (2.23.21)$$

Jestliže $GM/4\pi^2 = \text{konst.}$, pak zřejmě platí

$$P^2 = r^3 \text{ konst.}$$

Což není nic jiného než vyjádření třetího Keplerova zákona, ovšem za předpokladu, že rozdíl ve hmotnostech planet lze zanedbat.

Porovnání vztahů (2.23.18) a (2.23.16) pro rychlost v kruhové dráze $v = v_0$ a v parabolické dráze $v = v_\infty$ vede ke vztahu

$$v_\infty = v_0 / \sqrt{2},$$

kteřý platí pro tutéž vzdálenost r . Parabolická rychlost je rychlost úniková. Jestliže kruhová rychlost v_0 ve dráze Země kolem Slunce je 30 km s^{-1} , pak rychlost tělesa, ve vzdálenosti jedné astronomické jednotky, které by trvale uniklo ze sluneční soustavy, je $30 / \sqrt{2} = 42,4 \text{ km s}^{-1}$. Kruhová rychlost umělé družice nad povrchem zemským je $7,9 \text{ km s}^{-1}$, úniková rychlost z povrchu Země je tudíž $11,2 \text{ km s}^{-1}$. Rychlosti $v > v_\infty$ jsou rychlosti hyperbolické, pro které platí, že součet $E_k + E_p$ je pozitivní.

I když v dosavadním výkladu nebylo dokázáno, že tvary drah jsou obecně kuželosečky, je možno alespoň intuitivně odhadnout stabilitu systému hmotných těles.

Celková energie systému	Tvar dráhy	Stabilita systému
$E < 0$	„uzavřené“ křivky* elipsy, kružnice	velká
$E = 0$	neuzavřené křivky paraboly	velmi malá
$E > 0$	neuzavřené křivky silně hyperbolické dráhy	žádná

Pro úplnost je nutno dodat, že výraz pro potenciální energii je totožný s pojmem gravitačního potenciálu, který závisí pouze na vzdálenosti obou těles

$$\Phi(r) = -G \frac{M}{r}.$$

V tomto případě $m = 1$ a $\Phi(r)$ je potenciál v gravitačním poli hmoty M ve vzdálenosti r . Obecně pole nemusí být sféricky symetrické, a proto $\Phi(r, \vartheta, \varphi)$ je funkcí souřadnic r, ϑ, φ .

Z těchto úvah plyne též jedno důležité zjištění. Jednotlivá planeta nebo hvězda nemůže sama „zajmout“ nějaké jiné těleso, které se k ní přiblíží a donutit je obíhat v uzavřené dráze. Takové těleso se totiž vždy přiblíží ze vzdálenosti $r \rightarrow \infty$, a tudíž při setkání s hvězdou bude mít soustava celkovou energii $E \geq 0$. Kinetická energie takto přibližujícího se tělesa vzhledem k planetě (hvězdě) je příliš velká a jedině nějakou jinou silou než gravitační silou hvězdy je možno energii snížit. To znamená, že je zapotřebí dalšího nebo více dalších těles, která by svými gravitačními účinky napomáhala k zachycení, tj. k přibrzdění nového tělesa. Jako brzda ovšem může působit odporující prostředí nebo magnetické pole, srážky apod. Naopak, je-li systém na hranici stability, například dráha komety s velmi výstřednou drahou a velkou poloosou, kdy celková energie systému Slunce-kometa je jen nepatrně negativní, pak postačí vhodný rušivý zrychlující účinek nějaké planety, aby energie vzrostla do kladných hodnot a dráha komety se stala hyperbolickou.

2.24. Geometrie rovinné dráhy

Pohyb tělesa pod vlivem centrální síly se děje v rovině, jak už o tom byla zmínka dříve. První zákon Keplerův v původním znění mluví explicitě o po-

* Dráhy ve stabilním systému více těles nejsou nutně uzavřenými rovinnými křivkami.

hybu planet v elipsách. Elipsa je množina bodů, které mají od dvou ohnisek f a f' konstantní součet vzdáleností r, r' , kde r je rádiusvektor vedený z ohniska f a r' je rádiusvektor vedený z ohniska f' , tedy

$$r + r' = \text{konstanta}.$$

Z geometrie elipsy dále plyne (viz obr. 2.22)

$$\begin{aligned} \text{hlavní poloosa} & a = \frac{1}{2}(r + r'), \\ \text{vedlejší poloosa} & b = \sqrt{a^2 - a^2e^2}, \\ \text{excentricita} & e = \frac{c}{a}, \quad c = \text{vzdálenost ohniska} \\ & \quad \quad \quad \text{od středu elipsy} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c &= ae, \\ \text{vzdálenost pericentra}^* & q = a(1 - e), \\ \text{vzdálenost apocentra}^* & Q = a(1 + e). \end{aligned}$$

Pravá anomálie v = úhel, který svírá rádiusvektor r s velkou poloosou (měřeno od pericentra), totéž platí pro v' a r' . Dále platí ze vztahů v trojúhelníku

$$\frac{r}{r'} = \frac{\sin v'}{\sin v}, \quad r' \cos v' - r \cos v = 2ae. \quad (2.24.1)$$

Z toho lze odvodit, že

$$r' = (r^2 + 4aer \cos v + 4a^2e^2)^{1/2} \quad (2.24.2)$$

a s použitím vztahu $r + r' = 2a$ lze zjistit, že

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos v}. \quad (2.24.3)$$

Jestliže excentricita má hodnoty $0 < e < 1$, pak dráha má tvar elipsy. Pro kruhovou dráhu je $e = 0$, a tedy $r = a$. Jestliže $e = 1$, pak ohnisko f_2 leží v nekonečnu a platí rovnice pro parabolu

$$r = \frac{2q}{1 + \cos v} = \frac{q}{\cos^2 \frac{v}{2}}, \quad (2.24.4)$$

kde $q = r$ pro $v = 0$ je vzdálenost pericentra (podle výše uvedené definice). V konkrétní parabolické dráze kosmického tělesa je q vzdálenost perihelu (perigea, periastra, perigalaktika). U hyperboly $e > 1$ je příslušný vztah

$$r = \frac{a(e^2 - 1)}{1 + e \cos v}. \quad (2.24.5)$$

Pro rovnici elipsy v pravouhlých souřadnicích x, y , s počátkem v jejím středu, platí rovnice elipsy

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 = 1 \quad (2.24.6)$$

* Pojem pericentra a apocentra je zde zaveden pouze vzhledem k pojímům jako perihel a podobně.

a z toho též

$$\begin{aligned} r'^2 &= (x + ae)^2 + y^2, \\ r^2 &= (x - ae)^2 + y^2. \end{aligned}$$

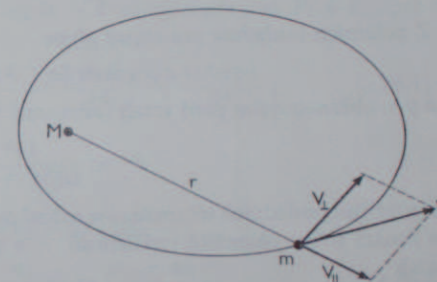
Pro plochu elipsy A platí

$$A = \pi ab. \quad (2.24.7)$$

2.25. Rychlost ve dráze

Rychlost v tělesa m , pohybujícího se v dráze, která je obecně kuželosečkou, lze rozložit na dvě kolmé složky, a to ve směru průvodiče r , která je označena $v_{||}$, a na složku v_{\perp} kolmou k r . Pro složku v_{\perp} platí podle zákona ploch

$$\frac{rv_{\perp}}{2} = \frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} N_p = \text{konstantní}, \quad (2.25.1)$$



Obr. 2.27. Odvození rychlosti ve dráze.

kde dA je část plochy elipsy opsané průvodičem r a N_p a má význam dvojnásobné plošné rychlosti. Ze vztahů pro geometrii eliptické dráhy lze nalézt, že poměr

$$\frac{2A}{P} = \frac{2\pi ab}{P} = r^2(d\theta/dt) = rv_{\perp} = N_p = \text{konstantní}. \quad (2.25.2)$$

θ má význam pravé anomálie (pozor, pouze v tomto odstavci s ohledem na podobnost v a v) a P je doba oběhu. Z toho lze odvodit, že

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{2\pi a^3}{Pr^2}(1 - e^2)^{1/2}, \quad (2.25.3)$$

kde e je excentricitou elipsy s velkou poloosou a . Pro rovnici elipsy v polárních souřadnicích platí

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta} \quad (2.25.4)$$

a jelikož $v_{\perp} = r \frac{d\theta}{dt}$ a $v_{||} = \frac{dr}{dt}$,

lze okamžitě nalézt

$$v_{\parallel} = \frac{2\pi a}{P} e \sin \theta (1 - e^2)^{-1/2}, \quad (2.25)$$

$$v_{\perp} = \frac{2\pi a}{P} (1 + e \cos \theta) (1 - e^2)^{-1/2}. \quad (2.25)$$

Jelikož v pericentrech a apocentrech (např. perihelu a afelu) $v_{\parallel} = 0$ a $v_{\perp} = v$ platí pro rychlost v těchto bodech

$$v_{\text{per}} = \frac{2\pi a}{P} \left(\frac{1+e}{1-e} \right)^{1/2}, \quad (2.25)$$

$$v_{\text{ap}} = \frac{2\pi a}{P} \left(\frac{1-e}{1+e} \right)^{1/2}. \quad (2.25)$$

Pro ostatní místa $v^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2$,

$$\text{čili} \quad v^2 = \frac{4\pi^2 a^2}{P^2} \frac{1 + 2e \cos \theta + e^2}{1 - e^2}. \quad (2.25)$$

Z polárních souřadnic pro elipsu plyne

$$e \cos \theta = [a(1 - e^2) - r] r^{-1} \quad (2.25.1)$$

a pro oběžnou dobu platí vztah (odvozený v dalším odstavci 2.26)

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(M+m)} a^3. \quad (2.25.1)$$

S použitím posledních tří rovnic lze nalézt pro okamžitou rychlost v dráze v , která je funkcí toliko okamžité vzdálenosti r a velké poloosy dráhy, čili $v = v(r, a)$ vztah

$$v^2 = G(M+m) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right). \quad (2.25.1)$$

Pro tělesa na dráze kolem Slunce $M = M_{\odot}$ platí s velkou přesností

$$v = \left[GM_{\odot} \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \right]^{1/2}. \quad (2.25.1)$$

Rovnice vyjadřující zachování celkové energie nebo též integrál energie je možno psát též

$$E = \frac{1}{2} \mu (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) - \frac{GMm}{r}, \quad (2.25.1)$$

kde

$$\mu = \frac{Mm}{M+m}.$$

Jednotlivé složky rychlosti jsou

$$v_{\parallel} = \frac{dr}{dt} = \dot{r}, \quad v_{\perp} = r \left(\frac{d\theta}{dt} \right) = r\dot{\theta}, \quad (2.25.1)$$

kde $\dot{\theta}$ je změna pravé anomálie (pravá anomálie se obvykle označuje písmenem v , v tomto případě však by mohlo dojít k záměně za symbol pro rychlost). Gravitační a potenciální energie je $\left(-\frac{GMm}{r} \right) = \phi(r)$; možno zapsat integrál energie ve formě:

$$E = \frac{1}{2} \mu (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) + \phi(r). \quad (2.25.16)$$

2.26. Přesné znění třetího Keplerova zákona

V předešlém odstavci je zmínka o relativních rychlostech v_1 a v_2 těles, která se vzájemně přitahují, a které plynou z principu akce a reakce, resp. z celkové hybnosti soustavy. Nepřekvapí tedy, že dvě tělesa, která kolem sebe obíhají, obíhají kolem společného těžiště v periodě P . Jestliže vzdálenost tělesa o hmotnosti m_1 od těžiště je r_1 , tělesa m_2 je r_2 a centrální síly jsou F_1 a F_2 , pak platí podle zákona akce a reakce

$$F_1 = \frac{m_1 v_1^2}{r_1} = F_2 = \frac{m_2 v_2^2}{r_2} = \frac{4\pi^2 m_1 r_1}{P^2} = \frac{4\pi^2 m_2 r_2}{P^2}, \quad (2.26.1)$$

z čehož plyne

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Jestliže vzdálenost středů těles je $r_1 + r_2 = a$, platí

$$a = r_1 \frac{m_1 + m_2}{m_2} = r_2 \frac{m_1 + m_2}{m_1} \quad (2.26.2)$$

a z výrazu pro sílu

$$F = F_1 = F_2 = G \frac{m_1 m_2}{a^2}. \quad (2.26.3)$$

Pro nejjednodušší případ, kdy $r_1 + r_2 = a$ je po celou dráhu konstantní (dráha je kruhová), lze nalézt, že platí vztah (2.25.11)

$$\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)}. \quad (2.26.4)$$

Avšak platnost tohoto vztahu není omezena jen na kruhovou dráhu. Lze dokázat, že pro eliptickou dráhu a má význam velké poloosy, tedy konstantní veličiny a vztah (2.26.4) = (2.25.11) je přesné znění třetího Keplerova zákona. Poměr r_1/r_2 je pro jakékoli místo dráhy stejný. To znamená, že tělesa obíhají vzhledem k těžišti po drahách, které mají stejný tvar, tj. jsou to kružnice či elipsy se stejnou excentricitou, ovšem různé velikosti. Jestliže $m_1 \gg m_2$, pak výše uvedené přesné znění třetího Keplerova zákona přejde na jednoduchý tvar uvedený již dříve.

2.27. Pohybové rovnice, problém dvou těles

V předešlém výkladu byl diskutován fyzikální význam druhého, třetího a částečně prvního Keplerova zákona. Důkaz platnosti prvního zákona v obecném tvaru podán nebyl. Většinou se k důkazu volí poměrně zdoluhavé řešení, které možno nalézt v řadě učebnic nebeské mechaniky. Nicméně je vhodné alespoň naznačit postup.

Vzdálenost r mezi dvěma tělesy m_1 a m_2 lze vyjádřit v pravouhých souřadnicích

$$r = (r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{1/2},$$

kde r_x, r_y, r_z jsou difference pravouhých souřadnic středů těles, směrové kosiny spojnice těles jsou

$$r_x/r, r_y/r, r_z/r.$$

Pohybové rovnice pro souřadnici x tělesa m_1 a m_2 jsou

$$m_1 \ddot{x}_1 = G \frac{m_1 m_2}{r^3} r_x, \quad \left(\ddot{x} = \frac{d^2 x}{dt^2} \right) \quad (2.27.1)$$

$$m_2 \ddot{x}_2 = -G \frac{m_1 m_2}{r^3} r_x,$$

apod. pro y, z .

Jednoduchou úpravou lze nalézt výraz pro zrychlení

$$\ddot{r}_x = -G \frac{m_1 + m_2}{r^3} r_x, \quad (\ddot{r}_x = \ddot{x}_2 - \ddot{x}_1), \quad (2.27.2)$$

apod. pro y, z , popř. ve vektorovém zápisu, kde \mathbf{r} je vektor vzdálenosti

$$\ddot{\mathbf{r}} = -G \frac{m_1 + m_2}{r^3} \mathbf{r}. \quad (2.27.3)$$

K řešení problému dvou těles je tak sestaven systém diferenciálních rovnic druhého řádu, a tedy šest integrací, které všechny mají řešení. 1. až 3. integrace vede k důkazu, že se tělesa pohybují v rovině, 4. integrace dokazuje zákon ploch (druhý zákon), 5. integrace dokazuje třetí zákon, 6. integrace dokazuje, že dráhy jsou kuželosečky (první zákon).

Jak patrně z předešlých kapitol, lze vyložit Keplerovy zákony ze zákona gravitačního jinou cestou, než zde již bylo naznačeno, s výjimkou zákona prvního. V následujícím textu je proto pouze stručně popsán výsledek šesté integrace. (Podrobnější výklad tohoto problému lze nalézt v knize P. Andrlého *Základy nebeské mechaniky*). Šestá integrace příslušných rovnic vede k výsledku

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v}, \quad (2.27.4)$$

což je již známá rovnice pro kuželosečku v polárních souřadnicích, kde v je pravá anomálie, $p = a(1 - e^2)$. Excentricita e a parametr p jsou funkce rychlosti i gravitačního potenciálu. Platí totiž

$$p = \frac{N_p^2}{GM}, \quad (2.27.5)$$

kde $M = m_1 + m_2$ a N_p je skalární výraz pro pohybový (kinetický) moment, tj. dvojnásobnou plošnou rychlost (viz vztah (2.25.2))

$$N_p = r^2 \frac{dv}{dt}. \quad (2.27.6)$$

N_p je totožný s momentem hybnosti teprve po vynásobení hmotností. Pro excentricitu kuželosečky s ohniskem v počátku soustavy platí

$$e^2 = 1 + 2E \left(\frac{N_p}{GM} \right)^2. \quad (2.27.7)$$

Jestliže hmotnosti těles jsou $m_1 = M \gg m_2$ a $m_2 = 1$, pak E je celková energie tělesa m_2 , pohybujícího se kolem tělesa M po dráze s poloosou a , excentricitou e , vzdálenosti pericentra q . Použití vztahů pro geometrii rovinné dráhy a rychlost tělesa

$$v^2 = GM \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right), \quad (2.27.8)$$

vede k výrazu pro celkovou energii tělesa

$$E = \frac{1}{2} v^2 - \frac{GM}{r} = -\frac{GM}{2a}. \quad (2.27.9)$$

Vzdálenost pericentra je $r_{\min} = q = a(1 - e)$ a lze snadno odvodit jednoduchý vztah mezi excentricitou a celkovou energií

$$e = 1 + 2E \frac{q}{GM}. \quad (2.27.10)$$

Z toho jednoznačně plyne relace:

celková energie $\leftrightarrow e \leftrightarrow$ tvar dráhy ($r_{\min} = q$)		
< 0	< 1	elipsa
$= 0$	$= 1$	parabola
> 0	> 1	hyperbola
$-(GM)/(2q)$	0	kružnice.

2.28. Princip problému n těles

V kosmickém prostoru je obrovské množství jednotlivých těles o různé hmotnosti, která se nutně vzájemně gravitačně ovlivňují. Pohyb planet, měsíců, dvojhvězd, umělých družic apod. v drtivé většině nebude naprosto shodný

s pohybem, jehož popis by vycházel z řešení dvou těles. Ve skutečnosti téměř vždy existuje nejméně jedno další těleso, které gravitačně působí na ona dvě tělesa. Například pohyb Měsíce kolem Země je ovlivňován gravitačním účinkem Slunce a pochopitelně i dalších planet. Mohou se zde podstatně uplatňovat vzájemně působící síly. Studium takových případů se zahrnuje do problému n těles. Pohybové rovnice rozepsané pro pravouhlé souřadnice pro těleso o hmotnosti m_i v souřadnicích x_i, y_i, z_i mají tvar

$$m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} = - \sum_{k=1}^n G m_i m_k \frac{x_i - x_k}{r_{i,k}^3}, \quad (2.28.1)$$

(a analogicky pro souřadnice y, z), kde $x_i - x_k$ je rozdíl souřadnic mezi i -tým tělesem, jehož pohyb je zkoumán, a tělesem k -tým o hmotnosti m_k . V podstatě to znamená, že u n těles existuje $3n$ diferenciálních rovnic druhého řádu, pro které je nutno provést $6n$ integrací.

Pro problém 3 těles, tedy 9 diferenciálních rovnic, je nutno provést $6 \times 3 = 18$ integrací, ze kterých je však známo pouze deset. (Podrobné řešení pro tři tělesa nalezne čtenář například v knize P. Andrlého Nebeská mechanika.)

Postupným sečtením rovnic pro jednotlivé souřadnice, tj. $m_1 \ddot{x}_1 + m_2 \ddot{x}_2 + \dots = \sum_i m_i \ddot{x}_i = 0$, kterou lze dále dvakrát integrovat

$$m_1 x_1 + m_2 x_2 \dots = \sum_i m_i x_i = \alpha_x t + \beta_x \quad (2.28.2)$$

(zde α_x, β_x jsou integrační konstanty), lze ukázat, že těžiště celé soustavy je buď v klidu ($\alpha_x = 0$), nebo se rovnoměrně přímočaře pohybuje. Tento poznatek se též označuje jako věta o těžišti, kterou možno dokázat u tří těles šesti integracemi.

Jako v problému dvou těles i zde platí pro plošný integrál, že součet přes hmotnosti násobené projekcí plošné rychlosti, tj. $\sum_i m_i (x_i \dot{y}_i - y_i \dot{x}_i)$, je konstantní. (Obdobně pro souřadnice x, z ; y, z). To znamená, že zde lze trojí integrací (u tří těles) dokázat platnost zachování momentu hybnosti. Konečně z výrazu pro potenciál

$$\Phi = -G \sum_{i < k} \frac{m_i m_k}{r_{ik}}, \quad (2.28.3)$$

ve kterém se sumace provede pro každé r_{ik} jen jednou, lze opět rozepsáním do diferenciálních rovnic a jejich integrací dokázat, že

$$\frac{1}{2} \sum_i m_i (\dot{x}_i^2 + \dot{y}_i^2 + \dot{z}_i^2) + \Phi = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2 + \Phi = \text{konst.}$$

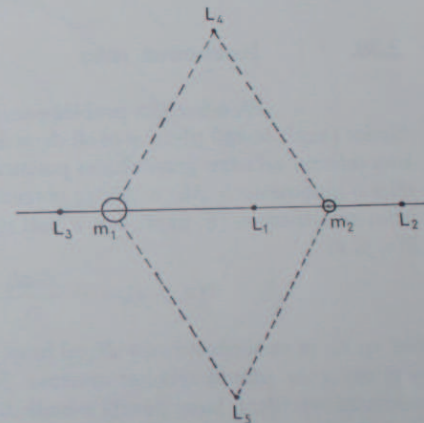
Tato rovnice v podstatě vyjadřuje, že součet kinetické energie všech těles v dané soustavě a potenciální energie soustavy je konstantní. Ve starší literatuře se označuje tato věta též jako věta o „živé“ síle. Hodnota Φ se rovná v tomto případě práci, která byla nutná, aby každé těleso ze soustavy n těles bylo přemístěno do nekonečné vzdálenosti.

Výše uvedený stručný přehled řešení problému n těles ukazuje, že již pro tři tělesa lze nalézt pouze deset integrací (tj. šest ve vztahu k těžišti soustavy, tři ve

vztahu k hybnosti a jednu ve vztahu ke konstantnímu součtu energií). Bylo by třeba nalézt ještě dalších osm integrálů, ke kterým však nevede žádné čistě matematické řešení. Tedy již problém tří těles je v obecném případě analyticky neřešitelný a užívá se většinou jen numerických metod. Jen v některých speciálních případech je pohyb tří těles řešitelný (restringovaný problém tří těles).

2.29. Řešitelné problémy tří těles

Již v roce 1772 Lagrange ukázal, že existuje řešitelný problém tří těles v případě periodických pohybů, kdy se po určité době všechna tři tělesa (z nichž jedno má nepatrnou hmotnost) vracejí do stejné výchozí polohy a mají stejné směry a velikosti vektorů rychlosti.



Obr. 2.28. Lagrangeovy librační body.

Pro každou soustavu dvou těles (hmotných bodů) lze nalézt pět význačných bodů v souřadném systému, který se otáčí společně se spojnicí obou těles. Na obr. 2.28 jsou oba hmotné body m_1 a m_2 a k nim příslušné librační body L_1 až L_5 . Librační body L_4 a L_5 tvoří s tělesy m_1 a m_2 rovnostranné trojúhelníky, body L_1, L_2 a L_3 leží na přímce spojující obě tělesa a jejich polohy závisí na hmotnostech m_1 a m_2 . Bod L_1 leží mezi tělesy, ostatní dva leží vně systému. Librační body jsou v podstatě místa, ve kterých se přitažlivé a odstředivé síly působící na malé tělesko m vyrovnávají. Těleso umístěné v těchto bodech může v nich setrvat a poměr vzájemných vzdáleností všech tří těles zůstane nezměněn. Jestliže by se těleso m_2 pohybovalo v kružnici kolem m_1 , pak i těleso m_3 umístěné v kterémkoli libračním bodě se bude též pohybovat v kruhu kolem m_1 . Prakticky však lze trvalou polohu tělesa m_3 v bodech L_1 až L_3 snadno vyloučit i nepatrným ruši-

vým impulsem, a tudíž stabilita řešení není velká. Mnohem stabilnější jsou polohy v bodech L_4 a L_5 , kde nepatrné rušivé síly způsobí pouze oscilaci tělesa m_3 kolem těchto libračních bodů. Jsou známy planetoidy (tzv. skupina Trojánů – planety nesoucí jména hrdinů trojské války), které oscilují kolem libračních bodů L_4 a L_5 soustavy Slunce-Jupiter. Soudí se, že v soustavě Země-Měsíc by mohla v těchto libračních bodech být též „uvězněna“ nevelká tělesa (případně meteority), která by kolem Země obíhala ve stejné vzdálenosti a za stejnou dobu jako Měsíc, ovšem předcházela nebo následovala by tohoto soupутníka naší planety na obloze přibližně o 60° .

V řadě dalších případů řešení problému tří těles (nikdy nejde o exaktní řešení, ale pouze o velmi dobré přiblížení) se předpokládá, že hmotnost třetího tělesa je zanedbatelná, všechna se pohybují v jedné rovině a tělesa m_1 a m_2 se pohybují nerušeně kolem společného těžiště.

2.30. Rocheova mez

Při některých problémech, kdy se studuje pohyb nějaké velmi malé částice (např. atomů plynu v okolí dvou hvězd), je důležité znát tvar ploch, které jsou místem určitého gravitačního potenciálu. V případě rotujícího systému dvou těles o hmotnostech M_1 a M_2 je potenciál v souřadném systému x, y, z rotujícím se soustavou (tj. např. osa x leží na spojnici M_1, M_2) pro libovolný bod $B(x, y, z)$

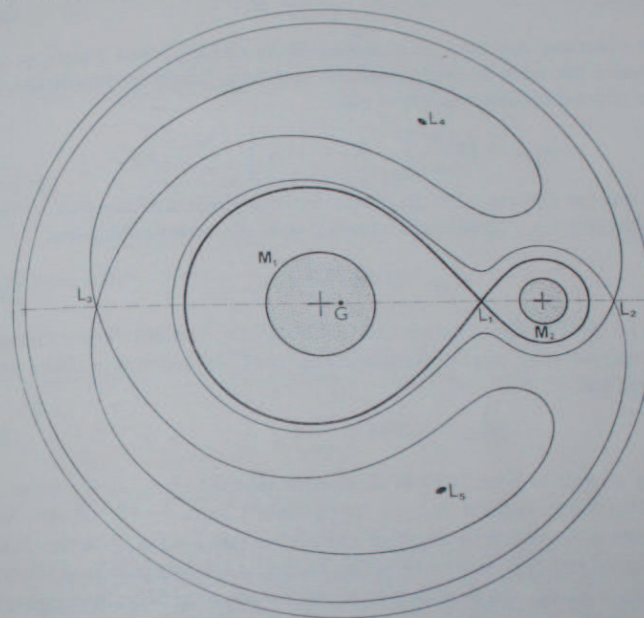
$$\phi(x, y, z) = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{r_0^2 \omega^2}{2}, \quad (2.30.1)$$

kde r_1, r_2 je vzdálenost bodu B od hmot M_1 a M_2 , r_0 jeho vzdálenost od rotační osy a ω úhlová rychlost systému. Je patrné, že první dva členy vyvolávají gravitační zrychlení, které působí v bodě B obě hmoty, kdežto třetí je odpovědný za odstředivé zrychlení vyvolané rotací systému.

Takový systém vytváří potenciální hladiny, které jsou v průřezu kolmém na rotační osu systému znázorněny na obr. 2.29. V blízkosti hmotných bodů jsou ekvipotenciální plochy téměř kulového tvaru oddělené pro každý bod. Ve velké vzdálenosti mají obě hmotná tělesa společné ekvipotenciální plochy. Ekvipotenciální plochy, které se dotýkají v jednom bodě (je to librační bod L_1), tvoří kritickou Rocheovu mez. Uvnitř této meze se hmotný bod pohybuje převážně pod vlivem gravitačního pole jednoho nebo druhého tělesa. V libračním bodě L_1 může přecházet ze „sféry vlivu“ jednoho tělesa do oblasti gravitačního působení druhého tělesa. Rocheova mez je v podstatě kritickou ekvipotenciální plochou, která vymezuje kolem každého tělesa jistý prostor. Tento prostor může být však vyplněn i tělesem samým, např. hvězdou. V takovém případě však může další zvětšování objemu tělesa způsobit doslova přetékání hmoty na druhé těleso. Tak lze vyložit některé

případy vývoje dvojhvězd. Pochopitelně i pevné těleso konečných rozměrů se může přiblížit natolik že librační bod L_1 je vlastně uvnitř méně hmotného tělesa. V takovém případě mohou diferenciální gravitační síly, tedy v podstatě slapy, hmotnějšího tělesa méně hmotné doslova roztrhnout.

Jestliže tedy například satelit s malou hmotností m se přiblíží příliš blízko mateřské planetě, může se rozpadnout na drobné částice. Patrně tak vznikly Saturnovy



Obr. 2.29. Průřez ekvipotenciálními plochami v soustavě dvou těles (dvojhvězdy) o hmotnostech M_1, M_2 . Silněji vytažena je Rocheova mez, G je těžiště systému. Vyznačení řezu ekvipotenciálních ploch na obrázku je toliko schematické.

prstence. Diference gravitačních zrychlení ve středu satelitu působených planetou nebo nějakým ústředním mnohem hmotnějším tělesem o hmotnosti M ve vzdálenosti r na jeho vzdálenějším okraji je

$$a = \frac{GM}{r^2} - \frac{GM}{(r + R_s)^2} \approx 2 \frac{GM}{r^3} R_s, \quad (2.30.2)$$

kde R_s je poloměr satelitu. Úhlová rychlost způsobující dostředivé zrychlení je podle Keplerova třetího zákona

$$\omega = \left(G \frac{M + m_s}{r^3} \right)^{1/2}, \quad (2.30.3)$$

Rozdíl dostředivých zrychlení ve středu satelitu a na vzdálenějším okraji v případě, že $r \gg R_c$ a $M \gg m_c$, je

$$b = \omega^2(r + R_c) - \omega^2 r = \epsilon^2 R_c = \frac{GMR_c}{r^3}. \quad (2.30.4)$$

Součet obou rozdílu zrychlení způsobených gravitací a rotací systému, tedy

$$a + b = 3 \frac{GM}{r^3} R_c, \quad (2.30.5)$$

musí být vyrovnán vlastními gravitačními silami satelitu, jehož hmotnost je m_c . Jestliže tomu tak není, je satelit roztržen slapovým účinkem centrálního tělesa. Proto pro jeho minimální vzdálenost platí

$$r_{\text{krit}} = \left(3 \frac{M}{m_c}\right)^{1/3} R_0 = 1,44 \sqrt[3]{\left(\frac{M}{m_c}\right)} \cdot R_0. \quad (2.30.6)$$

Jelikož střední hustota těles je přímo úměrná jejich hmotnostem a nepřímo objemu, platí pro r_{krit} vyjádřenou v poloměrech R_0 centrálního tělesa

$$r_{\text{krit}} = 1,44 \left(\frac{\rho_M}{\rho_m}\right)^{1/3}, \quad (2.30.7)$$

kde ρ_M a ρ_m jsou střední hustoty centrálního tělesa a satelitu. Tento předpoklad platí pro naprosto tuhý satelit. Jestliže satelit není ideálně tuhý a chová se spíše jako tekutina, pak

$$r_{\text{krit}} = 2,5445 \left(\frac{\rho_M}{\rho_m}\right)^{1/3}. \quad (2.30.8)$$

Tento vztah odvodil v roce 1850 E. Roche, vzdálenost r_{krit} je *Rocheova mezní vzdálenost*. Pro Měsíc vychází $r_{\text{krit}} \sim 2,9$ poloměrů Země = 18 500 km. Většina přirozených satelitů-měsíců ve sluneční soustavě je vně Rocheovy meze. Saturnův měsíc Janus je velmi blízko této vzdálenosti, která je u Saturna přibližně 150 000 km.

Umělé družice Země jsou vesměs uvnitř prostoru vymezeného Rocheovou mezí. Avšak jejich roztržení zabráňuje pevnost materiálu. Například ocelová plná koule o průměru 1 metr by se rozpadla v důsledku slapových sil teprve ve vzdálenosti přibližně 100 metrů od hmotného bodu, jehož hmotnost by se rovnala hmotnosti Země!

2.31. Poruchy - rušivé gravitační síly

Pohyby planet a družic se v praxi počítají nikoli jako problém n těles, ale jako problém dvou těles (Slunce-planeta, Země-Měsíc), avšak s předpokladem, že na jejich pohyb působí těleso třetí, které je však příliš vzdálené, popř. má i malou hmotnost. Vliv gravitačních poruch na pohyb například planety P ko-

lem Slunce S působený třetím tělesem M lze odhadnout z představy, že všechna tělesa leží v jedné přímce. Vzdálenost Slunce S - planeta P je $SP = r_0$, vzdálenost planeta P - rušivé těleso M je $PM = r$. Gravitační zrychlení, které těleso o hmotnosti M uděluje planetě P , je

$$a_P = G \frac{M}{r^2} \quad (2.31.1)$$

a Slunci S

$$a_S = G \frac{M}{(r + r_0)^2}. \quad (2.31.2)$$

Velikost rušivého zrychlení bude

$$a_P - a_S = GM \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{(r + r_0)^2} \right).$$

Jestliže však $r \gg r_0$, pak lze rozvinout v řadu vztah

$$\frac{1}{(r + r_0)^2} = \frac{1}{r^2} \left(1 - 2 \frac{r_0}{r} \right) = \frac{1}{r^2} - 2 \frac{r_0}{r^3} \dots, \quad (2.31.3)$$

z toho pak s omezením na první dva členy rozvoje

$$a_P - a_S = 2GM \frac{r_0}{r^3}, \quad (2.31.4)$$

a znamená to, že účinek rušivých gravitačních sil ubývá s třetí mocninou vzdálenosti rušivého tělesa.

2.32. Slapy, Příliv a odliv

Významným úkazem, který vzniká vlivem gravitačních sil, je příliv a odliv, pravidelné periodické stoupaní a klesání vodní hladiny, které lze u většiny pobřeží velkých moří snadno pozorovat. Stoupaní i pokles hladiny trvá o něco déle než 6 hodin a perioda je přibližně polovina doby, která uplyne mezi dvěma kulminacemi Měsíce, tedy $\frac{1}{2} 24^{\text{h}} 53^{\text{m}} \sim 13^{\text{h}}$. Obdobné úkazy - souhrnně označované *slapy* - možno zjistit i v kůře zemské. Souvislost se zdánlivým oběhem Měsíce je zřejmá a již Isaac Newton vytvořil tzv. statickou teorii slapů. V této teorii se předpokládá, že změna polohy Měsíce a Slunce vzhledem k Zemi je velmi pomalá, a že se v každém okamžiku vytvoří rovnovážné rozdělení vodních mas na zemském povrchu. Dokonalejší teorie slapů je *Laplaceova dynamická teorie*.

Princip statické teorie vyplývá snadno ze zjednodušeného modelu Země, která je představována tuhou koulí (jejíž tvar se vlivem slapů nemění). Jestliže tato koule je pokryta rovnoměrně vodní hladinou, gravitační zrychlení vyvolané Měsícem v bodě A je podstatně větší než totéž zrychlení ve středu Země (bod C) a ještě větší než v bodě B , který je od Měsíce odvrácen. Vektor vyznačující velikost zrychlení způsobeného Měsícem ve středu Země nutno odečíst od vektorů zrychlení v kte-

lze okamžitě nalézt

$$v_{\parallel} = \frac{2\pi a}{P} e \sin \theta (1 - e^2)^{-1/2}, \quad (2.25.5)$$

$$v_{\perp} = \frac{2\pi a}{P} (1 + e \cos \theta) (1 - e^2)^{-1/2}. \quad (2.25.6)$$

Jelikož v pericentrech a apocentrech (např. perihelu a afelu) $v_{\parallel} = 0$ a $v_{\perp} = v$, platí pro rychlost v těchto bodech

$$v_{\text{per}} = \frac{2\pi a}{P} \left(\frac{1+e}{1-e} \right)^{1/2}, \quad (2.25.7)$$

$$v_{\text{ap}} = \frac{2\pi a}{P} \left(\frac{1-e}{1+e} \right)^{1/2}. \quad (2.25.8)$$

Pro ostatní místa $v^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2$,

$$\text{čili} \quad v^2 = \frac{4\pi^2 a^2}{P^2} \frac{1 + 2e \cos \theta + e^2}{1 - e^2}. \quad (2.25.9)$$

Z polárních souřadnic pro elipsu plyne

$$e \cos \theta = [a(1 - e^2) - r] r^{-1} \quad (2.25.10)$$

a pro oběžnou dobu platí vztah (odvozený v dalším odstavci 2.26)

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(M+m)} a^3. \quad (2.25.11)$$

S použitím posledních tří rovnic lze nalézt pro okamžitou rychlost v dráze v , která je funkcí toliko okamžité vzdálenosti r a velké poloosy dráhy, čili $v = v(r, a)$, vztah

$$v^2 = G(M+m) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right). \quad (2.25.12)$$

Pro tělesa na dráze kolem Slunce $M = M_{\odot}$ platí s velkou přesností

$$v = \left[GM_{\odot} \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \right]^{1/2}. \quad (2.25.13)$$

Rovnice vyjadřující zachování celkové energie nebo též integrál energie je možno psát též

$$E = \frac{1}{2} \mu (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) - \frac{GMm}{r}, \quad (2.25.14)$$

kde

$$\mu = \frac{Mm}{M+m}.$$

Jednotlivé složky rychlosti jsou

$$v_{\parallel} = \frac{dr}{dt} = \dot{r}, \quad v_{\perp} = r \left(\frac{d\theta}{dt} \right) = r\dot{\theta}, \quad (2.25.15)$$

kde $\dot{\theta}$ je změna pravé anomálie (pravá anomálie se obvykle označuje písmenem v , v tomto případě však by mohlo dojít k záměně za symbol pro rychlost). Gravitační a potenciální energie je $\left(-\frac{GMm}{r} \right) = \Phi(r)$; možno zapsat integrál energie ve formě:

$$E = \frac{1}{2} \mu (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) + \Phi(r). \quad (2.25.16)$$

2.26. Přesné znění třetího Keplerova zákona

V předešlém odstavci je zmínka o relativních rychlostech v_1 a v_2 těles, která se vzájemně přitahují, a které plynou z principu akce a reakce, resp. z celkové hybnosti soustavy. Nepřekvapí tedy, že dvě tělesa, která kolem sebe obíhají, obíhají kolem společného těžiště v periodě P . Jestliže vzdálenost tělesa o hmotnosti m_1 od těžiště je r_1 , tělesa m_2 je r_2 a centrální síly jsou F_1 a F_2 , pak platí podle zákona akce a reakce

$$F_1 = \frac{m_1 v_1^2}{r_1} = F_2 = \frac{m_2 v_2^2}{r_2} = \frac{4\pi^2 m_1 r_1}{P^2} = \frac{4\pi^2 m_2 r_2}{P^2}, \quad (2.26.1)$$

z čehož plyne

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Jestliže vzdálenost středů těles je $r_1 + r_2 = a$, platí

$$a = r_1 \frac{m_1 + m_2}{m_2} = r_2 \frac{m_1 + m_2}{m_1} \quad (2.26.2)$$

a z výrazu pro sílu

$$F = F_1 = F_2 = G \frac{m_1 m_2}{a^2}. \quad (2.26.3)$$

Pro nejjednodušší případ, kdy $r_1 + r_2 = a$ je po celou dráhu konstantní (dráha je kruhová), lze nalézt, že platí vztah (2.25.11)

$$\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)}. \quad (2.26.4)$$

Avšak platnost tohoto vztahu není omezena jen na kruhovou dráhu. Lze dokázat, že pro eliptickou dráhu a má význam velké poloosy, tedy konstantní veličiny a vztah (2.26.4) = (2.25.11) je přesné znění třetího Keplerova zákona. Poměr r_1/r_2 je pro jakékoli místo dráhy stejný. To znamená, že tělesa obíhají vzhledem k těžišti po drahách, které mají stejný tvar, tj. jsou to kružnice či elipsy se stejnou excentricitou, ovšem různé velikosti. Jestliže $m_1 \gg m_2$, pak výše uvedené přesné znění třetího Keplerova zákona přejde na jednoduchý tvar uvedený již dříve.

2.27. Pohybové rovnice, problém dvou těles

V předešlém výkladu byl diskutován fyzikální význam druhého, třetího a částečně prvního Keplerova zákona. Důkaz platnosti prvního zákona v obecném tvaru podán nebyl. Většinou se k důkazu volí poměrně zdlouhavé řešení, které možno nalézt v řadě učebnic nebeské mechaniky. Nicméně je vhodné alespoň naznačit postup.

Vzdálenost r mezi dvěma tělesy m_1 a m_2 lze vyjádřit v pravouhých souřadnicích

$$r = (r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{1/2},$$

kde r_x, r_y, r_z jsou difference pravouhých souřadnic středů těles, směrové kosiny spojnice těles jsou

$$r_x/r, r_y/r, r_z/r.$$

Pohybové rovnice pro souřadnici x tělesa m_1 a m_2 jsou

$$m_1 \ddot{x}_1 = G \frac{m_1 m_2}{r^3} r_x, \quad \left(\ddot{x} = \frac{d^2 x}{dt^2} \right) \quad (2.27.1)$$

$$m_2 \ddot{x}_2 = -G \frac{m_1 m_2}{r^3} r_x,$$

apod. pro y, z .

Jednoduchou úpravou lze nalézt výraz pro zrychlení

$$\ddot{r}_x = -G \frac{m_1 + m_2}{r^3} r_x, \quad (\ddot{r}_x = \ddot{x}_2 - \ddot{x}_1), \quad (2.27.2)$$

apod. pro y, z , popř. ve vektorovém zápisu, kde \mathbf{r} je vektor vzdálenosti

$$\ddot{\mathbf{r}} = -G \frac{m_1 + m_2}{r^3} \mathbf{r}. \quad (2.27.3)$$

K řešení problému dvou těles je tak sestaven systém diferenciálních rovnic druhého řádu, a tedy šest integrací, které všechny mají řešení. 1. až 3. integrace vede k důkazu, že se tělesa pohybují v rovině, 4. integrace dokazuje zákon ploch (druhý zákon), 5. integrace dokazuje třetí zákon, 6. integrace dokazuje, že dráhy jsou kuželosečky (první zákon).

Jak patrně z předešlých kapitol, lze vyložit Keplerovy zákony ze zákona gravitačního jinou cestou, než zde již bylo naznačeno, s výjimkou zákona prvního. V následujícím textu je proto pouze stručně popsán výsledek šesté integrace. (Podrobnější výklad tohoto problému lze nalézt v knize P. Andrlého Základy nebeské mechaniky). Šestá integrace příslušných rovnic vede k výsledku

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v}, \quad (2.27.4)$$

což je již známá rovnice pro kuželosečku v polárních souřadnicích, kde v je pravá anomálie, $p = a(1 - e^2)$. Excentricita i parametr p jsou funkce rychlosti i gravitačního potenciálu. Platí totiž

$$p = \frac{N_p^2}{GM}, \quad (2.27.5)$$

kde $M = m_1 + m_2$ a N_p je skalární výraz pro pohybový (kinetický) moment, tj. dvojnásobnou plošnou rychlost (viz vztah (2.25.2))

$$N_p = r^2 \frac{dv}{dt}. \quad (2.27.6)$$

N_p je totožný s momentem hybnosti teprve po vynásobení hmotností. Pro excentricitu kuželosečky s ohniskem v počátku soustavy platí

$$e^2 = 1 + 2E \left(\frac{N_p}{GM} \right)^2. \quad (2.27.7)$$

Jestliže hmotnosti těles jsou $m_1 = M \gg m_2$ a $m_2 = 1$, pak E je celková energie tělesa m_2 , pohybujícího se kolem tělesa M po dráze s poloosou a , excentricitou e , vzdáleností pericentra q . Použití vztahů pro geometrii rovinné dráhy a rychlost tělesa

$$v^2 = GM \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right), \quad (2.27.8)$$

vede k výrazu pro celkovou energii tělesa

$$E = \frac{1}{2} v^2 - \frac{GM}{r} = -\frac{GM}{2a}. \quad (2.27.9)$$

Vzdálenost pericentra je $r_{\min} = q = a(1 - e)$ a lze snadno odvodit jednoduchý vztah mezi excentricitou a celkovou energií

$$e = 1 + 2E \frac{q}{GM}. \quad (2.27.10)$$

Z toho jednoznačně plyne relace:

celková energie	$\Leftrightarrow e$	\Leftrightarrow tvar dráhy ($r_{\min} = q$)
< 0	< 1	elipsa
$= 0$	$= 1$	parabola
> 0	> 1	hyperbola
$-(GM)/(2q)$	$= 0$	kružnice.

2.28. Princip problému n těles

V kosmickém prostoru je obrovské množství jednotlivých těles o různé hmotnosti, která se nutně vzájemně gravitačně ovlivňují. Pohyb planet, měsíců, dvojhvězd, umělých družic apod. v drtivé většině nebude naprosto shodný

s pohybem, jehož popis by vycházel z řešení dvou těles. Ve skutečnosti téměř vždy existuje nejméně jedno další těleso, které gravitačně působí na ona dvě tělesa. Například pohyb Měsíce kolem Země je ovlivňován gravitačním účinkem Slunce a pochopitelně i dalších planet. Mohou se zde podstatně uplatňovat vzájemně působící síly. Studium takových případů se zahrnuje do problému n těles. Pohybové rovnice rozepsané pro pravouhlé souřadnice pro těleso o hmotnosti m_i v souřadnicích x_i, y_i, z_i mají tvar

$$m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} = - \sum_{k=1}^n G m_i m_k \frac{x_i - x_k}{r_{i,k}^3}, \quad (2.28.1)$$

(a analogicky pro souřadnice y, z), kde $x_i - x_k$ je rozdíl souřadnic mezi i -tým tělesem, jehož pohyb je zkoumán, a tělesem k -tým o hmotnosti m_k . V podstatě to znamená, že u n těles existuje $3n$ diferenciálních rovnic druhého řádu, pro které je nutno provést $6n$ integrací.

Pro problém 3 těles, tedy 9 diferenciálních rovnic, je nutno provést $6 \times 3 = 18$ integrací, ze kterých je však známo pouze deset. (Podrobné řešení pro tři tělesa nalezne čtenář například v knize P. Andrelho Nebeská mechanika.)

Postupným sečtením rovnic pro jednotlivé souřadnice, tj. $m_1 \ddot{x}_1 + m_2 \ddot{x}_2 + \dots = \sum_i m_i \ddot{x}_i = 0$, kterou lze dále dvakrát integrovat

$$m_1 x_1 + m_2 x_2 \dots = \sum_i m_i x_i = \alpha_x t + \beta_x \quad (2.28.2)$$

(zde α_x, β_x jsou integrační konstanty), lze ukázat, že těžiště celé soustavy je buď v klidu ($\alpha_x = 0$), nebo se rovnoměrně přímočaře pohybuje. Tento poznatek se též označuje jako věta o těžišti, kterou možno dokázat u tří těles šesti integracemi.

Jako v problému dvou těles i zde platí pro plošný integrál, že součet přes hmotnosti násobené projekcí plošné rychlosti, tj. $\sum_i m_i (x_i \dot{y}_i - y_i \dot{x}_i)$, je konstantní. (Obdobně pro souřadnice x, z ; y, z). To znamená, že zde lze trojí integrací (u tří těles) dokázat platnost zachování momentu hybnosti. Konečně z výrazu pro potenciál

$$\Phi = -G \sum_{i < k} \frac{m_i m_k}{r_{ik}}, \quad (2.28.3)$$

ve kterém se sumace provede pro každé r_{ik} jen jednou, lze opět rozepsáním do diferenciálních rovnic a jejich integrací dokázat, že

$$\frac{1}{2} \sum_i m_i (\dot{x}_i^2 + \dot{y}_i^2 + \dot{z}_i^2) + \Phi = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2 + \Phi = \text{konst.}$$

Tato rovnice v podstatě vyjadřuje, že součet kinetické energie všech těles v dané soustavě a potenciální energie soustavy je konstantní. Ve starší literatuře se označuje tato věta též jako věta o „živé“ síle. Hodnota Φ se rovná v tomto případě práci, která byla nutná, aby každé těleso ze soustavy n těles bylo přemístěno do nekonečné vzdálenosti.

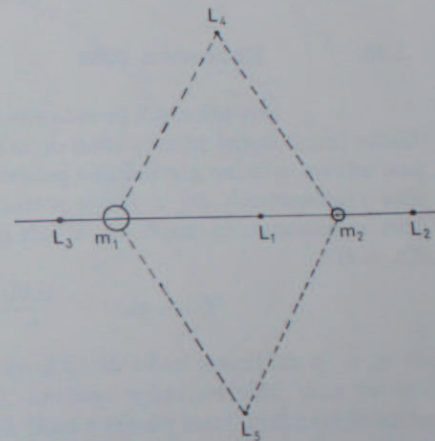
Výše uvedený stručný přehled řešení problému n těles ukazuje, že již pro tři tělesa lze nalézt pouze deset integrací (tj. šest ve vztahu k těžišti soustavy, tři ve

vztahu k hybnosti a jednu ve vztahu ke konstantnímu součtu energií). Bylo by třeba nalézt ještě dalších osm integrálů, ke kterým však nevede žádné čisté matematické řešení. Tedy již problém tří těles je v obecném případě analyticky neřešitelný a užívá se většinou jen numerických metod. Jen v některých speciálních případech je pohyb tří těles řešitelný (restringovaný problém tří těles).

Řešitelné problémy tří těles

2.29.

Již v roce 1772 Lagrange ukázal, že existuje řešitelný problém tří těles v případě periodických pohybů, kdy se po určité době všechna tři tělesa (z nichž jedno má nepatrnou hmotnost) vracejí do stejné výchozí polohy a mají stejné směry a velikosti vektorů rychlosti.



Obr. 2.28. Lagrangeovy librační body.

Pro každou soustavu dvou těles (hmotných bodů) lze nalézt pět význačných bodů v souřadném systému, který se otáčí společně se spojnicí obou těles. Na obr. 2.28 jsou oba hmotné body m_1 a m_2 a k nim příslušné librační body L_1 až L_5 . Librační body L_4 a L_5 tvoří s tělesy m_1 a m_2 rovnostranné trojúhelníky, body L_1, L_2 a L_3 leží na přímce spojující obě tělesa a jejich polohy závisí na hmotnostech m_1 a m_2 . Bod L_1 leží mezi tělesy, ostatní dva leží vně systému. Librační body jsou v podstatě místa, ve kterých se přitažlivé a odstředivé síly působící na malé tělesko m vyrovnávají. Těleso umístěné v těchto bodech může v nich setrvat a poměr vzájemných vzdáleností všech tří těles zůstane nezměněn. Jestliže by se těleso m_2 pohybovalo v kružnici kolem m_1 , pak i těleso m_3 umístěné v kterémkoli libračním bodě se bude též pohybovat v kruhu kolem m_1 . Prakticky však lze trvalou polohu tělesa m_3 v bodech L_1 až L_3 snadno vyloučit i nepatrným ruši-

vým impulsem, a tudíž stabilita řešení není velká. Mnohem stabilnější jsou polohy v bodech L_4 a L_5 , kde nepatrné rušivé síly způsobí pouze oscilaci tělesa m_3 kolem těchto libračních bodů. Jsou známy planetoidy (tzv. skupina Trojánů – planety nesoucí jména hrdinů trojské války), které oscilují kolem libračních bodů L_4 a L_5 soustavy Slunce-Jupiter. Soudí se, že v soustavě Země-Měsíc by mohla v těchto libračních bodech být též „uvězněna“ nevelká tělesa (případně meteority), která by kolem Země obíhala ve stejné vzdálenosti a za stejnou dobu jako Měsíc, ovšem předcházela nebo následovala by tohoto souputníka naší planety na obloze přibližně o 60° .

V řadě dalších případů řešení problému tří těles (nikdy nejde o exaktní řešení, ale pouze o velmi dobré přiblížení) se předpokládá, že hmotnost třetího tělesa je zanedbatelná, všechna se pohybují v jedné rovině a tělesa m_1 a m_2 se pohybují nerušeně kolem společného těžiště.

2.30. Rocheova mez

Při některých problémech, kdy se studuje pohyb nějaké velmi malé částice (např. atomů plynu v okolí dvou hvězd), je důležité znát tvar ploch, které jsou místem určitého gravitačního potenciálu. V případě rotujícího systému dvou těles o hmotnostech M_1 a M_2 je potenciál v souřadném systému x, y, z rotujícím se soustavou (tj. např. osa x leží na spojnici M_1, M_2) pro libovolný bod $B(x, y, z)$

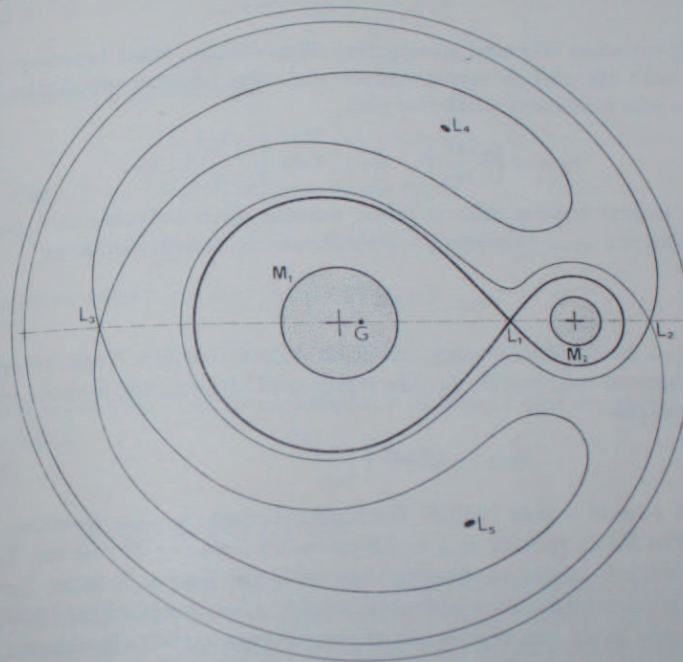
$$\Phi(x, y, z) = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{r_0^2 \omega^2}{2}, \quad (2.30.1)$$

kde r_1, r_2 je vzdálenost bodu B od hmot M_1 a M_2 , r_0 jeho vzdálenost od rotační osy a ω úhlová rychlost systému. Je patrné, že prvé dva členy vyvolávají gravitační zrychlení, které působí v bodě B obě hmoty, kdežto třetí je odpovědné za odstředivé zrychlení vyvolané rotací systému.

Takový systém vytváří potenciální hladiny, které jsou v průřezu kolmém na rotační osu systému znázorněny na obr. 2.29. V blízkosti hmotných bodů jsou ekvipotenciální plochy téměř kulového tvaru oddělené pro každý bod. Ve velké vzdálenosti mají obě hmotná tělesa společně ekvipotenciální plochy. Ekvipotenciální plochy, které se dotýkají v jednom bodě (je to librační bod L_1), tvoří kritickou Rocheovu mez. Uvnitř této meze se hmotný bod pohybuje převážně pod vlivem gravitačního pole jednoho nebo druhého tělesa. V libračním bodě L_1 může přecházet ze „sféry vlivu“ jednoho tělesa do oblasti gravitačního působení druhého tělesa. Rocheova mez je v podstatě kritickou ekvipotenciální plochou, která vymezuje kolem každého tělesa jistý prostor. Tento prostor může být však vyplněn i tělesem samým, např. hvězdou. V takovém případě však může další zvětšování objemu tělesa způsobit doslova přetékání hmoty na druhé těleso. Tak lze vyložit některé

případy vývoje dvojhvězd. Pochopitelně i pevné těleso konečných rozměrů se může přiblížit natolik, že librační bod L_1 je vlastně uvnitř méně hmotného tělesa. V takovém případě mohou diferenciální gravitační síly, tedy v podstatě slapy, hmotnějšího tělesa méně hmotné doslova roztrhnout.

Jestliže tedy například satelit s malou hmotností m se přiblíží příliš blízko mateřské planetě, může se rozpadnout na drobné částice. Patrně tak vznikly Saturnovy



Obr. 2.29. Průřez ekvipotenciálními plochami v soustavě dvou těles (dvojhvězdy) o hmotnostech M_1, M_2 . Silněji vytažena je Rocheova mez, G je těžiště systému. Vyznačení řezu ekvipotenciálních ploch na obrázku je toliko schematické.

prstence. Diference gravitačních zrychlení ve středu satelitu působených planetou nebo nějakým ústředním mnohem hmotnějším tělesem o hmotnosti M ve vzdálenosti r na jeho vzdálenějším okraji je

$$a = \frac{GM}{r^2} - \frac{GM}{(r + R_\zeta)^2} \approx 2 \frac{GM}{r^3} R_\zeta, \quad (2.30.2)$$

kde R_ζ je poloměr satelitu. Úhlová rychlost způsobující dostředivé zrychlení je podle Keplerova třetího zákona

$$\omega = \left(G \frac{M + m_\zeta}{r^3} \right)^{1/2}. \quad (2.30.3)$$

Rozdíl dostředivých zrychlení ve středu satelitu a na vzdálenějším okraji v případě, že $r \gg R_c$ a $M \gg m_c$, je

$$b = \omega^2(r + R_c) - \omega^2 r = \omega^2 R_c = \frac{GMR_c}{r^3}. \quad (2.30.4)$$

Součet obou rozdílů zrychlení způsobených gravitací a rotací systému, tedy

$$a + b = 3 \frac{GM}{r^3} R_c, \quad (2.30.5)$$

musí být vyrovnán vlastními gravitačními silami satelitu, jehož hmotnost je m_c . Jestliže tomu tak není, je satelit roztržen slapovým účinkem centrálního tělesa. Proto pro jeho minimální vzdálenost platí

$$r_{krit} = \left(3 \frac{M}{m_c}\right)^{1/3} R_0 = 1,44 \sqrt[3]{\left(\frac{M}{m_c}\right)} \cdot R_0. \quad (2.30.6)$$

Jelikož střední hustota těles je přímo úměrná jejich hmotnostem a nepřímo objemu, platí pro r_{krit} vyjádřenou v poloměrech R_0 centrálního tělesa

$$r_{krit} = 1,44 \left(\frac{\rho_M}{\rho_m}\right)^{1/3}, \quad (2.30.7)$$

kde ρ_M a ρ_m jsou střední hustoty centrálního tělesa a satelitu. Tento předpoklad platí pro naprosto tuhý satelit. Jestliže satelit není ideálně tuhý a chová se spíše jako tekutina, pak

$$r_{krit} = 2,5445 \left(\frac{\rho_M}{\rho_m}\right)^{1/3}. \quad (2.30.8)$$

Tento vztah odvodil v roce 1850 E. Roche, vzdálenost r_{krit} je *Rocheova mezní vzdálenost*. Pro Měsíc vychází $r_{krit} \sim 2,9$ poloměrů Země = 18 500 km. Většina přirozených satelitů-měsíců ve sluneční soustavě je vně Rocheovy meze. Saturnův měsíc Janus je velmi blízko této vzdálenosti, která je u Saturna přibližně 150 000 km.

Umělé družice Země jsou vesměs uvnitř prostoru vymezeného Rocheovou mezí. Avšak jejich roztržení zabraňuje pevnost materiálu. Například ocelová plná koule o průměru 1 metr by se rozpadla v důsledku slapových sil teprve ve vzdálenosti přibližně 100 metrů od hmotného bodu, jehož hmotnost by se rovnala hmotnosti Země!

2.31. Poruchy – rušivé gravitační síly

Pohyby planet a družic se v praxi počítají nikoli jako problém n těles, ale jako problém dvou těles (Slunce-planeta, Země-Měsíc), avšak s předpokladem, že na jejich pohyb působí těleso třetí, které je však příliš vzdálené, popř. má i malou hmotnost. Vliv gravitačních poruch na pohyb například planety P ko-

lem Slunce S působený třetím tělesem M lze odhadnout z představy, že všechna tělesa leží v jedné přímce. Vzdálenost Slunce S – planeta P je $SP = r_0$, vzdálenost planeta P – rušivé těleso M je $PM = r$. Gravitační zrychlení, které těleso o hmotnosti M uděluje planetě P , je

$$a_P = G \frac{M}{r^2} \quad (2.31.1)$$

a Slunci S

$$a_S = G \frac{M}{(r + r_0)^2}. \quad (2.31.2)$$

Velikost rušivého zrychlení bude

$$a_P - a_S = GM \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{(r + r_0)^2} \right).$$

Jestliže však $r \gg r_0$, pak lze rozvinout v řadu vztah

$$\frac{1}{(r + r_0)^2} = \frac{1}{r^2} \left(1 - 2 \frac{r_0}{r} \right) = \frac{1}{r^2} - 2 \frac{r_0}{r^3} \dots, \quad (2.31.3)$$

z toho pak s omezením na první dva členy rozvoje

$$a_P - a_S = 2GM \frac{r_0}{r^3}, \quad (2.31.4)$$

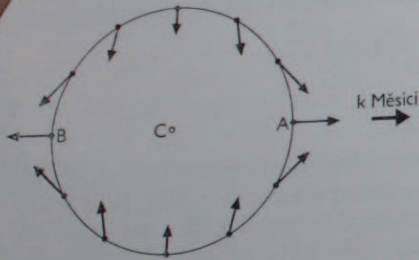
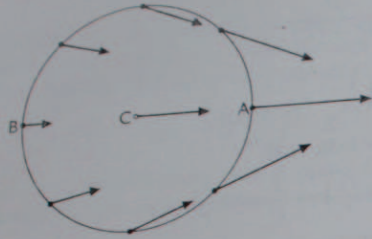
a znamená to, že účinek rušivých gravitačních sil ubývá s třetí mocninou vzdálenosti rušivého tělesa.

2.32. Slapy, Příliv a odliv

Významným úkazem, který vzniká vlivem gravitačních sil, je příliv a odliv, pravidelné periodické stoupání a klesání vodní hladiny, které lze u většiny pobřeží velkých moří snadno pozorovat. Stoupání i pokles hladiny trvá o něco déle než 6 hodin a perioda je přibližně polovina doby, která uplyne mezi dvěma kulminacemi Měsíce, tedy $\frac{1}{2} 24^h 53^m \sim 13^h$. Obdobné úkazy – souhrnně označované *slapy* – možno zjistit i v kůře zemské. Souvislost se zdánlivým oběhem Měsíce je zřejmá a již Isaac Newton vytvořil tzv. statickou teorii slapů. V této teorii se předpokládá, že změna polohy Měsíce a Slunce vzhledem k Zemi je velmi pomalá, a že se v každém okamžiku vytvoří rovnovážné rozdělení vodních mas na zemském povrchu. Dokonalejší teorie slapů je *Laplaceova dynamická teorie*.

Princip statické teorie vyplývá snadno ze zjednodušeného modelu Země, která je představována tuhou koulí (jejíž tvar se vlivem slapů nemění). Jestliže tato koule je pokryta rovnoměrně vodní hladinou, gravitační zrychlení vyvolané Měsícem v bodě A je podstatně větší než totéž zrychlení ve středu Země (bod C) a ještě větší než v bodě B , který je od Měsíce odvrácen. Vektor vyznačující velikost zrychlení způsobeného Měsícem ve středu Země nutno odečíst od vektorů zrychlení v kte-

rémkoli bodě na povrchu, neboť je možno si představit, že Země jako celek padá vlivem zrychlení v bodě C na Měsíc. Výsledné vektory jsou naznačeny na obr. 2.30. Vodní hladina má snahu zaujmout rovnovážné rozdělení po povrchu pevné zemské koule. Vznikají tak dvě vzdutí vodní hladiny, jedno směrem k Měsíci, druhé ve směru opačném. Poměrně jednoduchým výpočtem lze tuto skutečnost snadno zdůvodnit:



Obr. 2.30. Vznik slapů na povrchu Země (viz text).

Předpokládá se, že soustava Země-Měsíc se pohybuje kolem společného těžiště, které v této zjednodušené představě leží ve středu Země v bodě C , a Měsíc o hmotnosti M_{c} je považován za těleso nepatrného rozměru. Vzdálenost Měsíce od středu Země je r_0 a gravitační zrychlení, které Měsíc v bodě C působí, je tedy $a_0 = G(M_{\text{c}}/r_0^2)$. Jestliže na povrchu Země, jejíž poloměr je R , je nějaká částice v místě vzdáleném o úhel ϕ od spojnice střed Země-Měsíc (viz obr. 2.31) a vzdálenost částice od Měsíce je r , pak tento na ni působí zrychlením $a = GM_{\text{c}}r^{-2}$. Průvodiče r_0 a r svírají spolu úhel θ . Z jednoduché geometrie pak plyne, že jednotlivé složky zrychlení jsou:

ve směru spojnice střed Země-Měsíc

$$a_1 = a \cos \theta,$$

ve směru kolmém na tuto spojnici

$$a_2 = a \sin \theta.$$

Z toho pak

$$\begin{aligned} a_1 &= GM_{\text{c}}(r_0 - R \cos \phi) r^{-3}, \\ a_2 &= GM_{\text{c}}R \sin \phi r^{-3}. \end{aligned} \quad (2.32.1)$$

Vektorovým odečtením zrychlení a_0 lze nalézt v odpovídajících směrech výsledné složky zrychlení $b_1 b_2$ pro uvažovanou částici

$$\begin{aligned} b_2 &= a_2 \\ b_1 &= \frac{GM_{\text{c}}}{r^3} \left(r_0 - R \cos \phi - \frac{r^3}{r_0^2} \right). \end{aligned} \quad (2.32.2)$$

Jestliže $R/r_0 \ll 1$, pak

$$r^3 = r_0^3 \left[1 - 2 \left(\frac{R}{r_0} \right) \cos \phi + \left(\frac{R^2}{r_0^2} \right) \right]^{3/2} \simeq r_0^3, \quad (2.32.3)$$

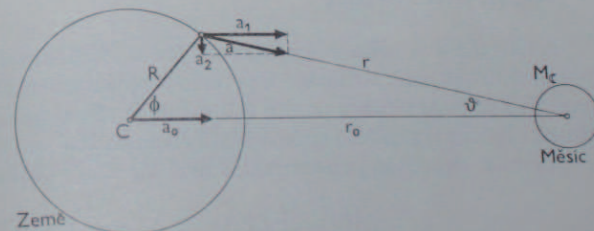
a tedy lze nalézt, že

$$b_2 \simeq GM_{\text{c}}R \sin \phi r_0^{-3} \quad (2.32.4)$$

a právě tak

$$b_1 \simeq GM_{\text{c}}R \cos \phi r_0^{-3} \quad (2.32.5)$$

což odpovídá výsledku, který byl výše pouze slovně popsán. V těchto rovnicích jsou ovšem zanedbány členy vyššího řádu. Plyne z toho též, že slapové síly jsou úměrné $MR r_0^{-3}$, kde M je hmotnost tělesa slapy působící, R poloměr tělesa, na kterém slapy vznikají, a r_0 vzdálenost obou těchto těles. V tomto případě působí Měsíc jako rušivé těleso.



Obr. 2.31. Gravitační zrychlení vyvolané Měsícem na povrchu Země a ve středu Země.

Podobně jako Měsíc také Slunce způsobuje na Zemi příliv a odliv. Vzhledem k tomu, že rušivých sil ubývá s třetí mocninou vzdálenosti, je účinek Slunce mnohem menší a plyne z poměru

$$\frac{M_{\odot}}{M_{\text{c}}} \left(\frac{r_{\text{c}}}{r_{\odot}} \right)^3 = \frac{2 \cdot 10^{30} \text{ kg}}{7,4 \cdot 10^{22} \text{ kg}} \left(\frac{3,85 \cdot 10^5 \text{ km}}{1,50 \cdot 10^8 \text{ km}} \right)^3 \simeq \frac{5}{11},$$

kde M_{\odot} je hmota Slunce a r_{\odot} jeho vzdálenost. Jestliže Měsíc je v konjunkci nebo

opozici se Sluncem, slapový účinek obou se sčítá a příliv na mořském pobřeží je nejmohutnější (vysoký příliv – spring tides).

Jelikož zemské těleso není absolutně tuhé, nastává i v zemské kůře příliv a odliv až několik centimetrů. To způsobuje, že účinky slapů na vodní hladině jsou poněkud menší, než by byly, kdyby Země byla dokonale tuhá koule. Kromě toho příliv i odliv způsobuje vynucené kmity mořského dna a členitost a rozmanitost pobřeží způsobuje opoždění přílivu oproti horní či dolní kulminaci Měsíce. Maximum přílivu je opožděno o tzv. přistavní čas, který činí až 5 či 6 hodin. Též velikost přílivu je různá v důsledku interference jednotlivých přílivových vln. V severním Skotsku je příliv až 15 m, v Severním moři asi jen 4 metry.

Vzájemným třením vodních částic, nárazem vlnobití na pobřeží apod. se ztrácí část rotační energie Země. To znamená, že rotace Země se zpomaluje a den se prodlužuje o 0,002 s za století.

Slapový účinek Země na Měsíc je značně větší vzhledem k větší hmotě naší planety, a to v poměru 1 : 20. Seismografy umístěné na Měsíci zachytily pohyby v měsíčním tělese způsobené zemskými slapy. Tyto slapy zřejmě zastavily rotaci Měsíce natolik, že dnes má pouze rotaci synchronizovanou s oběhem kolem Země. Ukazuje proto pozemskému pozorovateli jen jednu polokouli. Slapy jsou též příčinou, že vzdálenost Měsíce roste, a to přibližně o 3 cm za rok.

2.33. Určení polohy tělesa v eliptické dráze, Keplerova rovnice

Poloha tělesa ve dráze v daném okamžiku t je jednoznačně popsána tvarem dráhy a pravou anomálií. Redukuje-li se tento problém na kruhovou dráhu $e = 0$, pak postačí k jednoznačnému popisu místa, kde se těleso nalézá, poloměr dráhy r , okamžik T , což je průchod smluveným bodem na kruhové dráze, který však u eliptické dráhy je definován pericentrem, a úhel M daný vztahem

$$M = \frac{2\pi}{P} t, \quad (2.33.1)$$

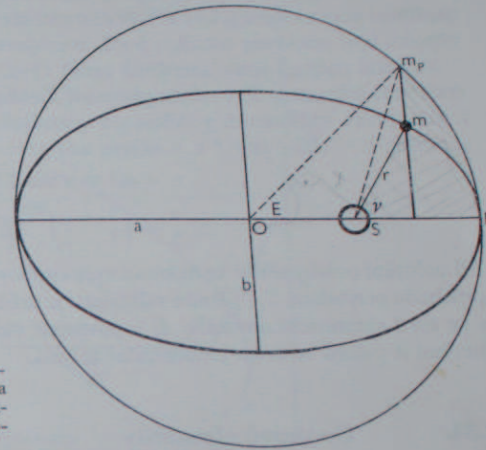
kde P je doba oběhu, t čas měřený od okamžiku T . (Je-li $t = 1$ den, pak M odpovídá střednímu dennímu pohybu.) Úhel M je obecně střední anomálie a je totožná s pravou anomálií v případě kruhové dráhy.

Pokud jde o eliptickou dráhu například planety kolem Slunce, pak nutno vzít v úvahu zákon ploch.

Je-li celková plocha elipsy A a doba oběhu P , pak nutně platí, že pro příslušný sektor ΔA

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{t}{P}, \quad \text{kde} \quad \Delta A = \frac{\pi ab}{P} t. \quad (2.33.2)$$

Úkolem je určit příslušný sektor elipsy ΔA pomocí pravé anomálie v . Vychází se většinou z představy pomocného tělesa (pomocné planety) m_p , které obíhá kolem středu elipsy po kružnici, jejíž poloměr je roven velké poloose. Doba oběhu pomocného myšleného tělesa je P – táž jako u skutečného m (viz obr. 2.32) a obě tělesa splývají v periheliu a afelu.



Obr. 2.32. Určení polohy tělesa v eliptické dráze. S – Slunce, m – poloha planety, v – pravá anomálie, E – excentrická anomálie, m_p – poloha pomocného tělesa (podrobněji viz text).

Místo, kde pomocné těleso m_p je na kruhové dráze, je průsečík kružnice s kolmicí vztyčenou k velké poloose a probíhající elipsou v místě, kde se nalézá těleso skutečné. K místu, kde je pomocné těleso m_p na kružnici, je veden průvodič ze středu elipsy O , který svírá s velkou poloosou úhel E , což je excentrická anomálie.

Sektor ΔA_p vymezený perihelium p , pomocným tělesem m_p a Sluncem S je k sektoru elipsy ΔA v poměru poloos a, b , elipsy, tedy

$$\Delta A = \frac{b}{a} \Delta A_p. \quad (2.33.3)$$

Kromě toho ΔA_p je kruhová výseč bez trojúhelníku o vrcholech S, m_p, O . Kruhová výseč je $(E/2\pi)\pi a^2$; podobně trojúhelník je $\frac{1}{2} a^2 e \sin E$, tedy

$$\Delta A_p = \frac{1}{2} a^2 (E - e \sin E) \quad (2.33.4)$$

a z toho

$$\Delta A = \frac{1}{2} ab (E - e \sin E) = \frac{\pi ab}{P} t, \quad (2.33.5)$$

čili

$$E - e \sin E = \frac{2\pi}{P} t. \quad (2.33.6)$$

Jelikož

$$\frac{2\pi}{P} t = M, \quad (2.33.6)$$

pak

$$E - e \sin E = M, \quad (2.33.7)$$

což je známá *Keplerova rovnice*. Je to transcendentní rovnice. Její řešení je možné například pomocí iterací, kdy se v prvním přiblížení položí $E \sim M$. K rychlejšímu výpočtu byly sestaveny tabulky, popř. nomogramy.

Moderní počítačací stroje umožňují zvolit vhodný iterační postup, který v krátké době vede k nalezení E s velkou přesností. Znalost excentrické anomálie E umožňuje výpočet vzdálenosti r tělesa od centrálního tělesa (resp. ohniska) a pravé anomálie v . Vztahy pro r a v nejsou zde odvozovány, ale uvedeny přímo

$$r = a(1 - e \cos E), \quad (2.33.8)$$

$$\operatorname{tg} \frac{v}{2} = \left(\frac{1+e}{1-e} \right)^{1/2} \operatorname{tg} \frac{E}{2}. \quad (2.33.9)$$

Při určování polohy tělesa ve dráze se vychází tedy z oběžné doby P a z okamžiku průchodu perihelem T . Těmito veličinami je určena střední anomálie M . Pomocí e se zjistí excentrická anomálie E a postupně vzdálenost r a pravá anomálie v , kterými je poloha ve dráze jednoznačně určena.

2.34. Dráhové elementy

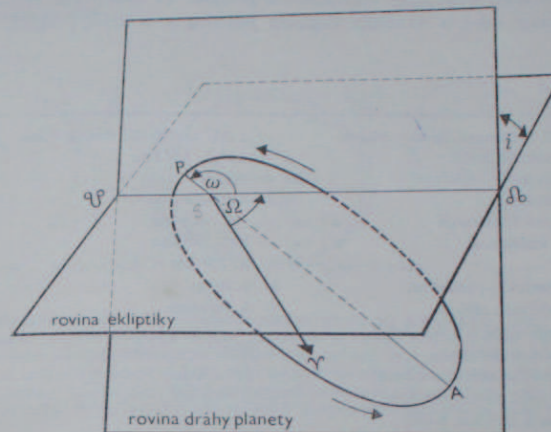
Jednoznačný popis dráhy nějakého tělesa ve vesmírném prostoru vyžaduje stanovení elementů dráhy, které určují velikost i tvar dráhy a její orientaci vzhledem ke smluvené rovině.

U těles sluneční soustavy je to rovina dráhy Země, tedy rovina proložená ekliptikou. Jednotlivé elementy eliptické dráhy jsou:

- Ω délka výstupného uzlu,
- i sklon dráhy,
- ω argument perihelu, čili délka perihelu ve dráze (ve starší literatuře též $\omega + \Omega = \bar{\omega}$ délka perihelu),
- a velká poloosa dráhy (popř. vzdálenost perihelu q),
- e excentricita dráhy,
- T okamžik průchodu perihelem.

Celkem šest elementů určuje dráhu v prostoru. Délka výstupného uzlu Ω je oblouk mezi přímkou procházející Sluncem a jarním bodem a tzv. uzlovou přímkou tj. průsečnicí roviny dráhy s rovinou ekliptiky. Je to úhlová vzdálenost uzlu dráhy od jarního bodu, počítá se ve směru pohybu Země a nabývá hodnot 0° až 360° . Výstupný uzel je místo ve dráze, kde těleso vystupuje na sever „nad“ rovinu dráhy Země. Délka sestupného uzlu je $\Omega + 180^\circ = \bar{\Omega}$.

Sklon dráhy i je úhel sevřený rovinou ekliptiky s rovinou dráhy. Pro $i < 90^\circ$ platí, že pohyb tělesa promítnutý do roviny ekliptiky se děje ve stejném směru jako pohyb Země – je to pohyb přímý. Pohyb zpětný (retrográdní) je v případě, že $i > 90^\circ$. Délkou výstupného uzlu a sklonem je dána orientace dráhové roviny v prostoru (obr. 2.33).



Obr. 2.33. Elementy dráhy planety.

Délka perihelu ve dráze ω je úhel mezi průsečnicí obou rovin a poloosou dráhy (přímkou apsid), měřený od směru výstupného uzlu k perihelu, nabývá hodnot 0° až 360° . V odborné literatuře ω je tzv. argument šířky perihelu.

$\bar{\omega}$ délka perihelu je součet $\Omega + \omega$, tedy dvou úhlů, které neleží ve stejné rovině. Velká poloosa a , jakož i excentricita e , jsou veličiny známé z dřívějšího výkladu.

T je okamžik průchodu tělesa perihelem většinou uváděný ve světovém čase.

Ω , i , ω (nebo $\bar{\omega}$) popisují polohu elipsy v prostoru.

a , e tvar a velikost dráhy; průchod perihelem umožňuje určit okamžitou polohu tělesa ve dráze.

Jelikož Ω , i , ω nebo $\bar{\omega}$ jsou závislé na zvoleném souřadném systému, který se v důsledku precese mění, je vždy nutno k dráhovým elementům připojit údaj, ke kterému epoše, tj. k počátku kterého roku se elementy vztahují.

U hyperbolických drah, kdy $e > 1$, je vedle velké poloosy a , uváděna vzdálenost perihelu q . Zvláštní případ parabolické dráhy, kdy $e = 1$, se patrně nikdy v přírodě nevyskytuje, avšak je dobrým přiblížením pro předběžný výpočet drah komet, u kterých $e \sim 1$. Předpokladem $e = 1$ se zmenší počet dráhových ele-

mentů na pět, čímž se zmenší nárok na počet úplných a dostatečně přesných pozorování nutných k výpočtu dráhy. U parabolické dráhy se údaj velké poloosy nahrazuje vzdáleností perihelu q .

Dráhové elementy umělých družic Země jsou vztaženy k rovině zemského rovníku. Délka výstupného uzlu se počítá od 0° zeměpisné délky. Argument perihelu ω je zde nahrazen analogicky argumentem perigea. K dráhovým elementům se někdy připojuje údaj o středním denním pohybu $n = 2\pi/P$, [$^\circ$ /den].

Tabulka 2.3

Dráha země

Střední vzdálenost Země—Slunce	$= 1 \text{ AU} = 149\,597\,892 \pm 5 \text{ km}$
velká poloosa dráhy	$a = 149,6 \cdot 10^6 \text{ km}$
excentricita	$e = 0,0167$
malá poloosa	$b = 0,9998 a$
perihelová vzdálenost	$a(1-e) = 147 \cdot 10^6 \text{ km}$
afelová vzdálenost	$a(1+e) = 152 \cdot 10^6 \text{ km}$
rozdíl	$a(1+e) - a(1-e) = 5 \cdot 10^6 \text{ km} = 3,3 \%$
doba průchodu perihelium	$\sim 3. \text{ ledna}$
doba průchodu afelium	$\sim 4. \text{ července}$
(léto je přibližně o 8 dní delší)	
střední denní pohyb	$n = 59'8,2 \sim 1^\circ \text{ den}^{-1}$
siderická doba oběhu perihelu	$\sim 111\,270 \text{ let}$
tropická doba oběhu perihelu (vzhledem k jarnímu bodu)	$\sim 20\,900 \text{ let}$

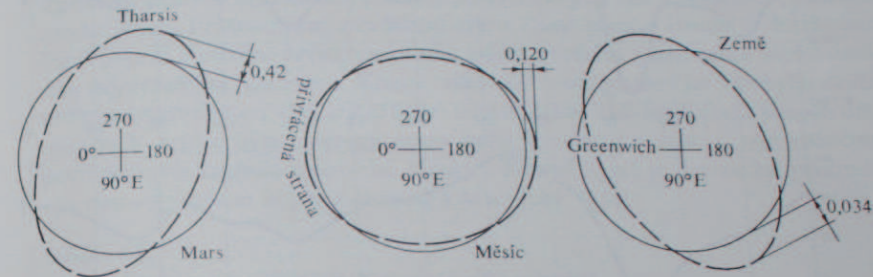
Perihel se tudíž vzhledem k tropickému roku zpožďuje přibližně o 15 minut. Před přibližně 700 lety průchod Země perihelium souhlasil se zimním slunovratem. (Za 10 000 let bude průchod perihelium spadat do letního období na severní polokouli, což může mít nevelký, ale znatelný vliv na klima.)

2.35. Princip určení gravitačního potenciálu planet pomocí umělých družic

Pohyb hmotného bodu v gravitačním poli nějakého tělesa je ideální keplerovská dráha, pokud ústřední těleso je homogenní koule. Avšak pohybuje-li se např. umělá družice v blízkosti Země, Měsíce, planet apod., pak jakékoliv nepravidelnosti v rozložení hmoty a nepravidelný tvar planety způsobují měřitelné poruchy v její dráze.

Gravitační pole centrálního tělesa je totiž velmi jednoduché v případě, že jde o homogenní kouli. Závisí jen na vzdálenosti od středu tělesa. Jakmile však je hmota v kouli nerovnoměrně rozložena nebo těleso není kulově symetrické, pak gravitační potenciál závisí i na směru, tedy u planety závisí na planetocentrické šířce a délce (u Země na zeměpisné šířce a délce) a vztah pro gravitační potenciál

je poměrně složitý. Dá se však vyjádřit pomocí řady, ve které jednotlivé členy závisí jak na průvodiči, tak na planetocentrické šířce a délce. Členy závislé na planetocentrické šířce jsou charakterizovány zonálními koeficienty J_2, J_3, \dots, J_n , kdežto členy závislé na délce a současně i šířce jsou charakterizovány koeficienty teserálními $J_{22}, J_{31}, J_{32}, J_{33}, \dots, J_{nm}$. (Jsou to v podstatě tzv. sférické harmonické koeficienty nebo Stokesovy konstanty.) Jejich hodnoty popisují průběh gravitačního pole konkrétního tělesa.



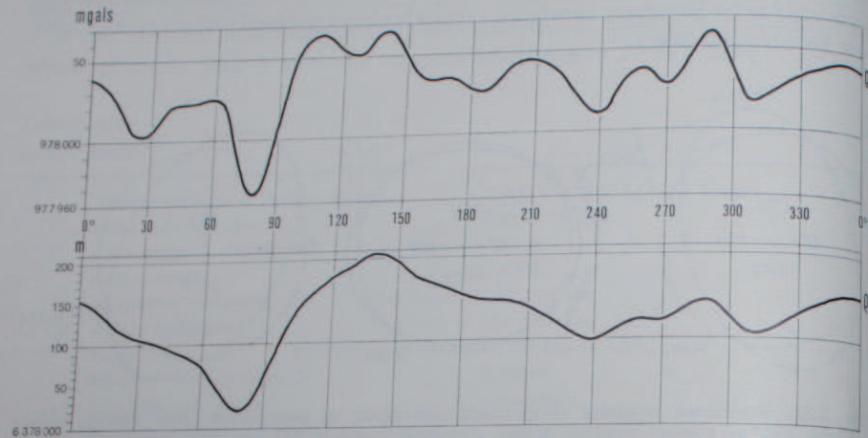
Obr. 2.34. Rovnikové zploštění ekvipotenciálních ploch tří kosmických těles: Marsu, Měsíce a Země, zjištěné pomocí umělých družic. Zploštění je ovšem pro názornost vyznačeno elipsami s přehnanou excentricitou. Mars je na rovníku protáhlý tak, že v oblasti Tharsis je ekvipotenciální plocha 0,4 km nad idealizovaným kruhovým tvarem rovníku. Též plocha u Měsíce je protáhlá ve směru střed Měsíce—Země a na odvrácené straně Měsíce je 120 metrů nad idealizovaným kruhovým tvarem rovníku. Relativně nejméně zploštělá je ekvipotenciální plocha podél rovníku Země.

Tabulka 2.4

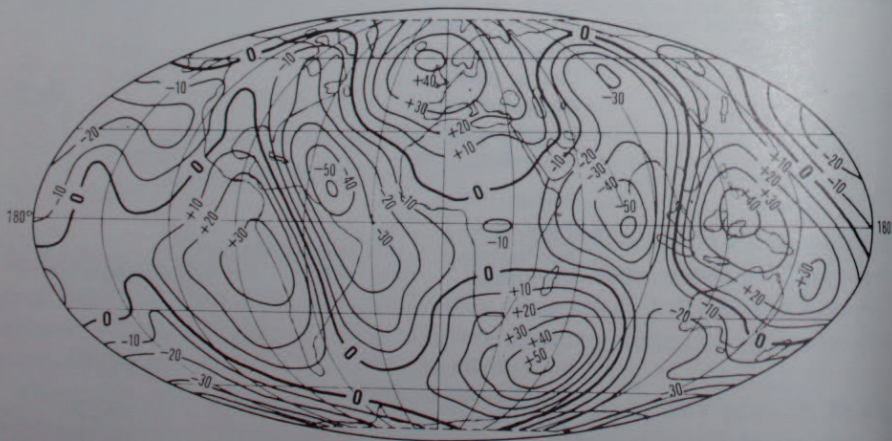
Zploštění Země určené pozemskou geodézií a z družic

Pozemskými metodami:	Méchain, Delambre (1810)	1 : 309
	Elipsoid Besselův (1841)	1 : 299,15
	Clarkův (1880)	1 : 293,47
	Hayfordův (1910)	
	(mezinárodní od 1924 do 1967)	1 : 297,00
	Krasovského (1944)	1 : 298,3
Z družic:	Buchar (1962)	1 : 298,12
	První <i>standardní Země</i>	
	Smithsonianovy astrofyzikální observatoře	
	SAO (1966)	1 : 298,25
	Geodetický referenční systém, Lucern (1967)	
	(mezinárodní od r. 1967)	1 : 298,247
	Druhá <i>standardní Země</i>	
	SAO (1969)	1 : 298,255
	Burša (1971)	1 : 298,258
	Třetí <i>standardní Země</i>	
	SAO (1973)	1 : 298,256

Význam koeficientů vyplývá z tohoto příkladu: za předpokladu, že jen J_2 má nějakou hodnotu, kdežto ostatní jsou nulové, pak vztahem pro potenciál je popsáno gravitační pole rotačního elipsoidu. J_2 je tzv. dynamické zploštění tohoto elipsoidu, které je ovšem úměrné zploštění geometrickému a je mírou zploštění planety na



Obr. 2.35a. Průběh zemské tíže podél zemského rovníku. Na spodním grafu je průběh hladinové plochy (ekvipotenciální hladinové plochy) podél zemského rovníku. Hodnoty jsou vyjádřeny v metrech. Průběh křivky v podstatě vyjadřuje v jaké vzdálenosti od středu Země lze naměřit určitou hodnotu zemské tíže. Na horním grafu je průběh zemské tíže podél zemského rovníku. V grafu je použito starších jednotek miligalů (používané hojně v geodézii), které možno snadno převést na jednotky v SI, neboť $10^5 \text{ mgal} = 1 \text{ m s}^{-2}$, tzn. hodnota zemské tíže $978\,000 \text{ mgal} = 9,78 \text{ m s}^{-2}$ (podle Burši 1970).



Obr. 2.35b. Rozdíly geoidu a trojosého elipsoidu Země zjištěné z pozorování pohybu družic. Kladné znaménko označuje výšku geoidu v metrech nad elipsoidem. Nulový poledník prochází středem mapy. V oblasti střední Evropy je převýšení geoidu asi 30 m (podle Burši).

pólech. Obdobně koeficient J_{22} vyjadřuje zploštění obvodu rovníku. To znamená, že při konečné hodnotě J_2 a J_{22} (přičemž se předpokládá, že ostatní koeficienty jsou nulové) je gravitačním potenciálem popsáno pole trojosého elipsoidu. J_3 charakterizuje tendenci k jakési nesouměrnosti nebo populárně řečeno hruškovitosti řezu poledníkem. Ostatní koeficienty pak postihují další nepravidelnosti reálného tělesa. Například koeficient J_{33} odhaluje hruškovitý tvar řezu rovníkem. Koeficienty lze určit z pohybu umělých družic. Nejdůležitější je ovšem koeficient J_2 . Zploštění Země je dnes známo přesněji z měření družic než z pozemských měření geodetických. Průkopníkem v určování tvaru Země pomocí družic je E. Buchar, který poprvé z pohybu prvních sputníků našel zploštění Země velice blízké dnešním nejpřesnějším hodnotám. Kromě celkového tvaru planety lze z pohybu družic určit i nepravidelnosti v rozložení hmot uvnitř tělesa. Tak například z poruch drah měsíčních družic byla nalezena místa vyšší koncentrace hmoty pod měsíčním povrchem (viz kapitola o povrchu Měsíce). Kromě Země je dostatečně prostudován tímto způsobem Měsíc a částečně i Mars (obr. 2.34).

Tabulka 2.5

Základní data tvaru některých těles ve sluneční soustavě

Parametr	Země	Měsíc	Mars
Velikost hlavní poloosy rovníkové elipsy a [km]	6378,140	1735,442	přibližně 3435,1
Dynamicky určené geometrické pólové zploštění	$(298,256)^{-1}$	$(3184)^{-1}$	(přibližně $191)^{-1}$
$G \cdot M \cdot 10^{-9}$ [$\text{m}^3 \text{s}^{-2}$]	398601,3	4902,78 \pm 0,05	42828,2 \pm 1,0
$J_2 \cdot 10^6$	1082,637	207,07	1965 \pm 10
$J_3 \cdot 10^6$	-2,541 \pm 0,003	6,303	
Moment hybnosti k rotační ose (Ma^2)	0,3309		0,375
Perioda precese pólu v rocích	26 000		173 000

2.36. Pohyb Měsíce

Měsíc je satelit Země, kolem které obíhá ve vzdálenosti přibližně 384 400 km.

Měsíc rotuje kolem své osy – vzhledem k hvězdám – jednou za dobu svého siderického oběhu kolem Země. Přivrací k Zemi neustále tutěž část povrchu, a proto lze pozorovat jen o něco více než polovinu z povrchu Měsíce.

Vznik měsíčních fází je velmi prostý důsledek geometrie soustavy Země – Slunce – Měsíc. V době konjunkce Měsíce se Sluncem je Měsíc mezi Zemí a Sluncem, jež osvětluje měsíční kouli na straně od Země odvrácené. Kolem kvadratury je osvětlena polovina neviditelné části a západní polovina části k Zemi přivrácené – nastává

první čtvrt. V opozici Měsíce se Sluncem je osvětlena plně celá viditelná měsíční polokoule a nastává úplňk. Pak je postup opačný, je osvětlena východní polovina měsíčního disku a nastává poslední čtvrt a za týden opět nov či nový měsíc. Během této doby se Měsíc pohybuje mezi hvězdami od západu k východu. Počet dní uplynulých od okamžiku novu je stářím Měsíce. V době první čtvrti je stářím Měsíce zhruba 7 dní, úplňk nastává v době stářím 14,7 dne a poslední čtvrt přibližně 22. den po novu.

Měsíc koná tuto pouť kolem Země na dráze mírně eliptické o výstřednosti $e = 0,05490$. Společné těžiště soustavy Země – Měsíc je ve střední vzdálenosti 4671 km od středu Země. Rovina měsíční dráhy je k rovině ekliptiky skloněna v úhlu $i = 5^{\circ}8'43''$, tento sklon poněkud kolísá.

Místo, kde se dráha Měsíce nejvíce přibližuje Zemi, je přízemí – perigeum, naopak místo nejvzdálenější je odzemí – apogeuum.

Střední vzdálenost Země–Měsíc	= 384 405 km $\approx 60,3 R_{\oplus}$,
největší vzdálenost (Měsíc v apogeu)	= 406 740 km,
nejmenší vzdálenost (Měsíc v perigeu)	= 356 410 km.

Doby oběhu Měsíce je možno rozdělit na dvě základní: oběžnou dobu synodickou a siderickou, tedy měsíc synodický a měsíc siderický.

1. Siderický měsíc je oběžná doba vzhledem k hvězdám a činí 27,321 666 středních slunečních dnů.

2. Synodický měsíc je oběžná doba Měsíce vzhledem ke Slunci. Jelikož se Slunce během siderického oběhu Měsíce pomalu posouvá každý den téměř o stupeň k východu, tedy za 27,3 dne přibližně o necelých 27°, prodlouží se délka synodického měsíce na 29,530 59 středních dnů. Odpovídá době, ve které se vystřídají všechny měsíční fáze.

Další důležité doby oběhu Měsíce jsou měsíc tropický (vzhledem k jarnímu bodu), měsíc anomalistický (vzhledem k přímcce apsid) a měsíc drakonický (vzhledem k uzlu měsíční dráhy).

Tropický měsíc je oběžná doba vzhledem k jarnímu bodu. Jarní bod se posouvá vlivem precese ročně přibližně o 50,3" na západ, tedy vstříc měsíčnímu pohybu. Za siderický měsíc toto posunutí bude zhruba 4", a proto tropický měsíc je kratší než siderický. Délka tropického měsíce je 27,321 58 středních dnů.

Konečně měsíc drakonický je doba, kterou Měsíc potřebuje, aby dospěl opět do výstupného uzlu své dráhy. Uzel se posouvá proti pohybu Měsíce tak, že vykoná celý oběh po měsíční dráze za 18,66 roku; drakonický měsíc je kratší než siderický, 27, 212 22 středních dnů. Anomalistický měsíc je 27,554 6 dnů.

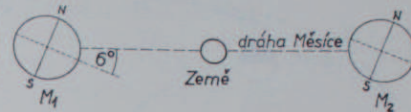
Všechny tyto pohyby se ovšem vztahují na střed Země.

Kromě toho vykonává samo měsíční těleso kolem své osy rotace periodické kývavé pohyby, které se souhrnně nazývají librace a možno je rozdělit do dvou skupin: a) zdánlivé či optické librace, způsobené vzájemným postavením pozorovatele

a Měsíce, b) fyzické librace, skutečné kývavé pohyby měsíčního tělesa. Ve srovnání jsou optické librace závažnější, neboť dosahují značných hodnot.

Osa Měsíce má k ekliptice sklon $88^{\circ}29'$, to znamená, že měsíční rovník je skloněn k ekliptice v úhlu $1^{\circ}31'$. Současně sklon dráhy Měsíce k ekliptice je $5^{\circ}9'$. Sklon rovníku Měsíce se tedy mění vzhledem k pozemskému pozorovateli v mezích $\pm 6^{\circ}40'$ a tento výkyv nazýváme optickou librací v šířce. Optická librace v délce vzniká tím, že Měsíc se rovnoměrně otáčí kolem vlastní osy (v soulase se zachováním momentu setrvačnosti), ale pohybuje se nerovnoměrně po elipse kolem

Obr. 2.36. Librace Měsíce v šířce. Jelikož měsíční rovník je skloněn přibližně o 6 stupňů (přesněji $6^{\circ}40'$) k jeho dráze kolem Země, jeví se pozorovateli ze Země zdánlivý střed měsíčního kotouče jednou blíže k severnímu měsíčnímu pólu, podruhé blíže k jižnímu. Na obrázku nejsou rozměry Země a Měsíce zachovány ve správném poměru.



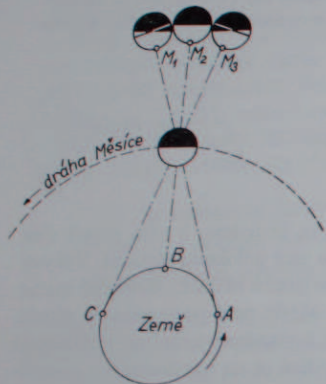
Země (v soulase se zákonem ploch). To znamená, že jednou k nám natáčí více polokouli východní, během druhé poloviny oběhu více polokouli západní. Výkyvy dosahují až $7^{\circ}53'$ (velikost úhlu rozkvyu se měří ze středu Měsíce). Konečně máme takzvanou librací paralaktickou. Vzniká tím, že Měsíc není pozorován ze středu Země, ale s jejího povrchu, což nelze vzhledem k poměrně nepatrné vzdálenosti Měsíce zanedbat. Je-li totiž Měsíc v poledníku, dívá se na něj pozemský pozorovatel zepředu, avšak je-li na obzoru, jeví se trochu z boku. Tyto výkyvy dosahují největší hodnoty u obzoru, a to až $\pm 1^{\circ}2'$. Nepatrná fyzická librace vzniká tím, že Měsíc není dokonalou koulí, nýbrž útvar, ve kterém není hmota sféricky symetricky rozložena, Měsíc se proto skutečně kývá.

Pohyb Měsíce kolem Země v podstatě nemění základní charakter dráhy Měsíce kolem Slunce, která je konkávní. To znamená, že dráha Měsíce vzhledem ke Slunci se jen velmi málo liší od dráhy Země. Nejsou zde žádné „vlny“, jak se na základě povrchního úsudku zdálo. Ve skutečnosti Měsíc jen nepatrně periodicky „kolísá“ kolem téměř kruhové dráhy Země. Za polovinu synodického oběhu Měsíce kolem Země uběhne systém Země – Měsíc $14,5^{\circ}$ na dráze kolem Slunce, což je přibližně $38 \cdot 10^6$ km. Za tu dobu se změní vzdálenost Měsíc – Slunce $2 \cdot 384\,000$ km $\sim 0,77 \cdot 10^6$ km, což je 0,02 uběhnuté dráhy.



Obr. 2.37. Jelikož Měsíc se otáčí kolem vlastní osy rovnoměrně, ale kolem Země obíhá po elipse nerovnoměrně, vzniká librace v měsíční délce. Zdánlivý střed měsíčního kotouče se během jednoho oběhu bude periodicky posouvat kolem bodu A na Měsíci. (Velikost Země a Měsíce i excentricita dráhy nejsou zachovány).

V pohybu Měsíce se odráží mnoho vlivů. Je to především nerovnoměrnost, která má příčinu v excentricitě dráhy (resp. zákonu ploch). V perigeu se poloha Měsíce mění rychleji než v apogeu. Tato takzvaná velká nerovnost v měsíčním pohybu, což je rozdíl polohy myšleného Měsíce pohybujícího se po kruhové dráze a skutečného Měsíce, je do jisté míry analogií časové rovnice. Maximální rozdíl mezi skutečným a rovnoměrným Měsícem je až $6^{\circ}17',3$.



Obr. 2.38. Optická librace Měsíce. Ze tří bodů A, B, C na povrchu Země se promítá na oblohu do míst M_1, M_2, M_3 Měsíc. Zdánlivý střed měsíčního kotouče pro pozorovatele v bodu A není týž jako pro pozorovatele v bodu B nebo C. Změna zdánlivého středu měsíčního kotouče se bude měnit i pro pozorovatele na zemském rovníku během dne.

Další nepravidlosti vznikají rušivým účinkem sil Slunce, tedy rozdílem zrychlení Země – Slunce, tj.

$$a_{\odot} = 2GM_{\odot} \frac{R}{r^3},$$

kde R je vzdálenost Země–Měsíc, r vzdálenost Slunce–Měsíc. V konjunkci a v opozici s Měsícem působí Slunce zrychlení a_{\odot} směrem od Země. V první a druhé čtvrti je $a_{\odot}/2$ směrem k Zemi a při elongaci Měsíce $54^{\circ}49'$ Slunce působí zrychlení $a_{\odot}/2$ kolmo na průvodič Země – Měsíc, čili tangenciální.

Složka zrychlení působící radiálně, tj. k Zemi nebo od Země, mění vzdálenost Měsíce. Tangenciální tečné zrychlení vyvolává změnu rychlosti ve dráze, a konečně složka a_{\odot} kolmá k rovině dráhy Měsíce se snaží rovinu dráhy orientovat tak, aby kolmá složka síly působící zrychlení byla co nejmenší. Podstatné poruchy v dráze Měsíce působené Sluncem jsou:

1. Evekce – variace ve velké nerovnosti měsíčního pohybu závislé na postavení Slunce k přímce apsid. Vyvolává odchylky až $1^{\circ}16'$ s periodou přibližně 32 dnů.
2. Variace v měsíční dráze – tečná složka zrychlení a_{\odot} působí zbrzdění nebo zrychlení měsíčního pohybu a má čtrnáctidenní periodu s amplitudou necelých $40'$.
3. Roční nerovnost způsobená změnou radiální složky a_{\odot} v důsledku rozdílné vzdálenosti od Slunce v perigeu a apogeu, doba oběhu se mění v mezích přibližně 10 minut.

Je třeba poznamenat, že tzv. velká nerovnost a evекce byla v podstatě známa již Prolemaiovi (ne-li Hipparchovi). Variace a roční nerovnost v pohybu Měsíce objevil Tycho Brahe.

K těmto periodickým nepravidlostem přistupuje sekulární zrychlování měsíčního pohybu, což znamená odchylku přibližně $6''/100$ let v poloze měsíčního disku na obloze. Skutečná hodnota je $8''$. Přebytek $2''$ se přičítá zpomalování rotace Země.



Obr. 2.39. Úsek dráhy Země a Měsíce vzhledem ke Slunci. Jak patrně, dráhy se liší jen nepatrně.

Současně s těmito poruchami stáčí se přímka apsid v periodě 8,85 let jako i uzel měsíční dráhy. Stáčení uzlu dráhy je důsledek toho, že Slunce se snaží srovnat rovinu dráhy Měsíce do roviny ekliptiky. To znamená, že měsíční dráha vykonává jistý druh precesního pohybu s periodou 18,6 let.

2.37. Zatmění Slunce a Měsíce

S pohybem Měsíce úzce souvisí zatmění Slunce a Měsíce a zákryty hvězd.

Zatmění nastává, dopadne-li na pozorovací místo stín Měsíce, což nastává při zatmění Slunce, nebo vstoupí-li Měsíc do stínu Země, což nastane při zatmění Měsíce.

Délka stínu Země nebo Měsíce závisí na poloměru Slunce, Země nebo Měsíce a na vzájemné vzdálenosti těles. Prvé hodnoty jsou stálé, druhé se mění v malých mezích.

Tečné paprsky vedené se Slunce ohraničují jednak polostín, ze kterého pozorovatel vidí jen částečně zakryté Slunce, jednak ohraničují plný stín, ze kterého pozorovatel vidí Slunce úplně zakryté. Polostín i plný stín je kužel, jehož vrchol leží na ose stínu.

Důležitá je otázka, zda může nastat úplné zatmění Měsíce nebo Slunce. To znamená, zda dopadne na Zemi nebo na Měsíc plný stín. Záleží na tom, zda plný stín má nejméně takovou délku, aby alespoň jeho vrchol dopadl na Zemi (nebo na Měsíc).

Je-li R_{\odot} poloměr Slunce, R poloměr Měsíce (Země) a r jejich vzájemná

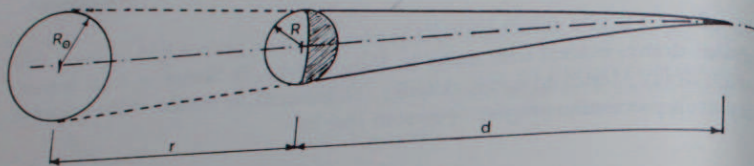
vzdálenost, pak z obrázku 2.40 snadno plyne, pro délku stínu d vztah

$$d = \frac{Rr}{R_{\odot} - R} \quad (2.37.1)$$

Dosadí-li se za $R = 1,74$ tisíc kilometrů, za poloměr Země 6,38 tisíc kilometrů, za vzdálenost $r = 149\,500$ tisíc kilometrů a za poloměr Slunce 696,1 tisíc kilometrů, pak délka plného stínu

$$\begin{aligned} \text{Měsíce} &\approx 373\,000 \text{ km,} \\ \text{Země} &\approx 1\,376\,000 \text{ km.} \end{aligned}$$

Jelikož vzdálenost Země od Měsíce je přibližně 380 000 km, dopadne na povrch Země právě tak konec stínu Měsíce, to znamená, že úplné zatmění Slunce nastane jen v těch místech, kam vrchol stínu dosáhne. Jelikož vzdálenost Měsíce je proměnná, může nastat zatmění Slunce:



Obr. 2.40. Odvození délky stínu Země nebo Měsíce.

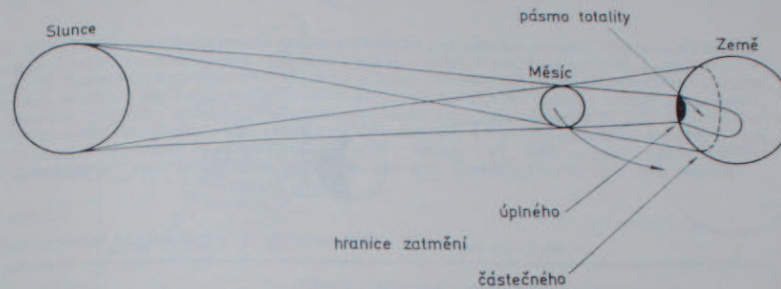
1. částečné, kdy na pozorovací místo dopadá jediné polostín,
 2. úplné, kdy na pozorovací místo blízko osy stínu dopadá alespoň vrchol úplného stínu,
 3. kruhové (prstencové), kdy na pozorovací místo, ležící na ose stínu, nedopadne již měsíční stín, který je kratší než okamžitá vzdálenost Země – Měsíc.
- Okolnost, že délka stínu Měsíce může být shodná se vzdáleností Země—Měsíc, plyne již z toho, že shodou okolností zdánlivý průměr Měsíce i Slunce, tedy zorný úhel, pod kterým vidíme obě tělesa, je stejný. Střední zdánlivý poloměr obou těles je přibližně 15'. Tečné paprsky plného stínu svírají přibližně stejný úhel, pod kterým se jeví zdánlivý průměr Slunce i Měsíce.

Jelikož úplné zatmění Slunce je možné pozorovat jen v místech, kde přejde stopa plného stínu po povrchu Země – v pásmu totality – je okamžik úplného zatmění jednak krátký, maximálně sedm minut, jednak vzácný pro určité místo. Například v Čechách v tomto století nastává jedno úplné zatmění Slunce, a to v roce 1999. Částečná zatmění Slunce jsou již méně vzácná.

Úplná sluneční zatmění jsou přírodní jevy nejen zajímavé, ale i důležité pro různé obory astronomie i astrofyziky, proto se konají vědecké výpravy do míst, kde sluneční zatmění nastane.

Měsíční zatmění jsou naproti tomu pozorovatelná všude tam, kde právě v době zatmění je Měsíc nad obzorem. Také doba zatmění je nepoměrně delší, neboť zemský stín ve vzdálenosti Měsíce má poloměr 82', tj. trojnásobek zdánlivého poloměru měsíčního disku.

Při úplném totálním zatmění nemizí Měsíc zcela, nýbrž zůstává viditelný a má tmavohnědé zabarvení. Je to způsobeno tím, že tečné paprsky musí u povrchu



Obr. 2.41. Schéma zatmění Slunce.

Země projít atmosférou, kde se lámou směrem do stínu. Jelikož krátkovlnné záření se většinou atmosférou Země pohltí, procházející záření má zdánlivý nadbytek červeného světla. Atmosférické podmínky jsou velice proměnlivé, takže i hustota stínu Země se mění a jasnost ani zabarvení Měsíce při úplném zatmění nejsou vždy stejné.

Předpovídání zatmění bylo jedním z úkolů, které se podařilo rozřešit již starověké astronomii.

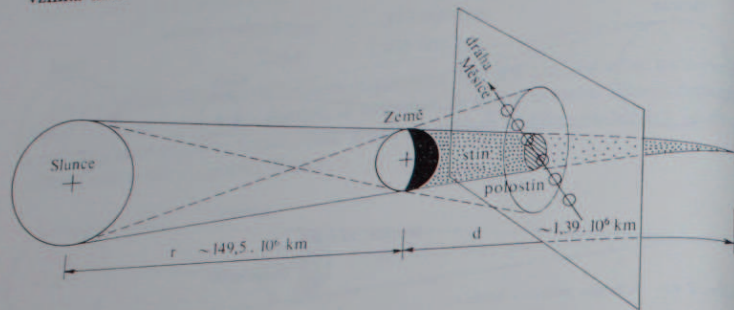
První podmínkou pro vznik zatmění je, aby v době konjunkce, resp. v době opozice se Sluncem byl Měsíc v blízkosti uzlu své dráhy. Pro úplné nebo kruhové zatmění Slunce musí být tato podmínka splněna přísně, pro zatmění Měsíce může být střed Měsíce vzdálen $1/2^\circ$ od ekliptiky, aby nastalo úplné zatmění, $3/4^\circ$, aby nastalo částečné zatmění a 1° , aby Měsíc vstoupil do polostínu.

Kdyby se Měsíc pohyboval po ekliptice, nastávalo by každý měsíc jedno zatmění Slunce a jedno zatmění Měsíce, avšak sklon dráhy měsíční omezuje vznik zatmění jen na určité okamžiky, kdy Měsíc je v konjunkci nebo v opozici se Sluncem (tj. v novu nebo úplňku) a zároveň v jednom z uzlů své dráhy (tj. v rovině dráhy Země). Jinými slovy: příčinou, proč zatmění nenastává při každém novu a úplňku, je sklon měsíční dráhy ke dráze Země. K zatmění tedy může dojít jen tehdy, je-li Měsíc v okamžiku konjunkce nebo opozice se Sluncem v uzlu měsíční dráhy.

I když se to zdá paradoxní, počet slunečních zatmění je větší než měsíčních. Souvisí to s jednoduchým faktem, že stínový kužel se za Zemí zužuje, kdežto směrem ke Slunci rozšiřuje. To znamená, že oblast, ze které může Měsíc na Zem

vrhnout stín, je větší než oblast, kde Měsíc může být zakryt stínem Země. Proto jsou sluneční zatmění 1,56krát častější než měsíční.

Ukázalo se, že zatmění se periodicky opakují v období asi 18 let a 11 dnů, což souvisí s periodou stáčení uzlů měsíční dráhy. Po uplynutí této doby se zatmění opakují ve stejném pořádku jako předtím. Toto období se nazývá saros. Saros vzniká takto: 223 synodických měsíců trvá 6585,32 dnů = 18 let 11 dní 7^h42^m,



Obr. 2.42. Schéma zatmění Měsíce. Na myšlené rovině kolmé na osu stínu a proložené okamžitou dráhou Měsíce je promítnuta oblast plného stínu a polostínu, kterou prochází Měsíc.

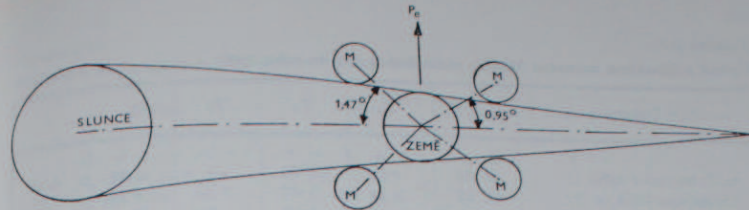
242 drakonických měsíců trvá 6585,36 dnů = 18 let 11 dní 8^h40^m. Je-li Měsíc některý den v novu (nebo úplňku) a současně v uzlu své dráhy, bude se stejná situace opakovat za 18 let 11 dní, čili za 223 synodických měsíců. V periodě saros nastává 70 zatmění, z toho 41 slunečních a 29 měsíčních.

Ovšem počet dnů u 223 synodických a 242 drakonických měsíců přesně nesouhlasí, rozdíl je 0,04 dne (přibližně hodina) a průchod Měsíce uzlem nastane v příštím období sarosu o 1 hodinu později než v období předešlém. To znamená, že zatmění nebudou přesně stejná, nýbrž například zatmění Měsíce začne jako částečné, po několika periodách sarosu bude úplné, později se zase stane částečným, až zanikne, aby bylo nahrazeno nově vznikajícím zatměním.

V období 1000 let je 1543 měsíčních zatmění a 2375 slunečních zatmění (pozorovatelných z některého místa na Zemi), z toho:

	slunečních	měsíčních
úplných	659	716
částečných	838	827
prstencových	773	—
prstencových/úplných*	105	—

* Prstencová zatmění mohou být pro některé místo na Zemi i úplná.



Obr. 2.43. Poměr pravděpodobnosti vzniku slunečního a měsíčního zatmění. Aby nastalo alespoň nepatrné částečné zatmění Slunce, viditelné alespoň v jednom místě na povrchu Země, musí se Měsíc *M* dotknout tečného paprsku. Právě tak je tomu i u měsíčních zatmění (polostínová zatmění Měsíce se do této úvahy nezahrnují). Na obrázku je schematický řez kolmý k rovině dráhy Země. *P_e* označuje směr pólu ekliptiky. Podmínka pro vznik slunečního zatmění je, aby Měsíc nebyl v době konjunkce se Sluncem více vzdálen od ekliptiky než ±1,47°. U měsíčních zatmění je tato vzdálenost pro opozici se Sluncem menší: ±0,95°. Poměr 1,47 : 0,95 = 1,547 udává relativní pravděpodobnost vzniku slunečního a měsíčního zatmění. Sluneční zatmění jsou tedy častější.

Tabulka 2.6

Úplná zatmění Slunce viditelná do roku 2000

Datum	Oblast viditelnosti (max. délka totality v min)
20. července 1963	Aljaška, Hudsonův záliv (5)
30. května 1965	Tichý oceán (5,3)
12. listopadu 1966	Bolivie, Argentina, Brazílie (1,9)
22. září 1968	Arktida, Sibiř, Čína (1,0)
7. března 1970	Mexiko, Florida (3,3)
10. července 1972	severovýchodní Asie, Kanada, Labrador (2,7)
30. června 1973	Jižní Amerika, Afrika, Atlantický oceán (7,2)
20. června 1974	severozápadní Austrálie, Indický oceán (5,3)
23. října 1976	Afrika, Austrálie, Indický oceán a Tichý oceán (4,9)
12. října 1977	Venezuela, Tichý oceán (2,8)
26. února 1979	USA, Kanada, Tichý oceán, Severní ledové moře (2,7)
16. února 1980	Afrika, Indie, Atlantický a Indický oceán (4,3)
31. července 1981	Tichý oceán, Sibiř (2,2)
11. června 1983	Java, Tichý oceán (5,4)
22. listopadu 1984	Tichý oceán, Patagonie (2,1)
12. listopadu	Antarktida (0,8)
3. října 1986	Grónsko (1,7)
29. března 1987	Atlantický oceán, rovníková Afrika (0,3)
18. března 1988	Indický oceán a Tichý oceán, Sumatra (4,0)
22. července 1990	Finsko, Arktida, severovýchodní Sibiř (2,6)
11. července 1991	Tichý oceán, Havaj, Střední Amerika (7,1)
30. června 1992	jižní Atlantický oceán (5,4)
3. listopadu 1994	Tichý oceán, Jižní Amerika (4,6)
24. října 1995	Tichý oceán a Indický oceán (2,4)
9. března 1997	východní Sibiř (2,8)
26. února 1998	Tichý oceán a Atlantický oceán, Střední Amerika (4,4)
11. srpna 1999	západní a střední Evropa, Írán, Indie (2,6)

Tabulka 2.7

Úplná a částečná zatmění Měsíce viditelná u nás do roku 2000

Datum	T_1	T_2	T_3	T_4	g	
	h m	h m	h m	h m		
6./7. července 1963	21 32	—	23 00	—	0 28	0,72
25. června 1964	0 17	1 18	2 07	2 56	3 57	1,57
19. prosince 1964	1 51	3 03	3 35	4 07	5 19	1,18
14. června 1965	2 01	—	2 51	—	3 41	0,20
13. dubna 1968	4 06	5 21	5 49	6 17	7 32	1,13
17. srpna 1970	6 55	8 03	8 42	9 21	10 29	0,42
10. února 1971	18 52	19 53	20 44	21 35	22 36	1,30
6. srpna 1971	2 12	—	2 48	—	3 24	1,72
10. prosince 1973	21 41	—	23 14	—	0 47	0,10
4./5. června 1974	21 42	23 01	23 24	23 47	1 06	0,82
18./19. listopadu 1975	4 30	—	5 21	—	6 12	1,09
4. dubna 1977	18 16	19 22	20 03	20 44	21 50	0,21
16. září 1978	20 36	—	22 10	—	23 44	1,31
13. března 1979	4 28	—	5 48	—	7 08	0,87
17. července 1981	19 09	20 14	20 56	21 38	22 43	0,57
9. ledna 1982	19 11	20 22	20 57	21 32	22 43	1,35
4. května 1985	17 01	18 22	18 43	19 04	20 25	1,23
28. října 1985	18 33	19 42	20 19	20 56	22 05	1,07
17. října 1986	4 48	—	4 59	—	5 10	1,27
7. října 1987	2 14	3 15	4 04	4 53	5 54	0,61
17. srpna 1989	18 30	19 49	20 12	20 35	21 54	1,60
9. února 1990	4 30	—	5 57	—	7 24	1,06
15. června 1992	22 57	0 06	0 43	1 20	2 29	0,66
9./10. prosince 1992	5 43	7 01	7 26	7 51	9 09	1,27
29. listopadu 1993	3 30	—	4 28	—	5 26	1,11
25. května 1994	23 21	0 27	1 09	1 51	2 57	0,27
3./4. dubna 1996	2 07	3 17	3 53	4 29	5 39	1,37
27. září 1996	4 04	—	5 41	—	7 18	1,24
24. března 1997	18 02	19 14	19 47	20 20	21 32	0,91
16. září 1997	—	—	—	—	—	1,20

T_1 začátek, T_2 začátek úplného zatmění, T_3 střed zatmění, T_4 konec úplného zatmění, T_5 konec zatmění, g velikost zatmění. (SEC).

Obdobou zatmění jsou zakryty hvězdy Měsícem. Měsíc zakrývá i ostatní nebeské tělesa; dochází tak k zakrytím hvězd. Avšak místo stínového kužele je zde stínový válec, neboť paprsky jsou prakticky rovnoběžné v důsledku velké vzdálenosti hvězd.

Stínový válec za jistých okolností, závislých na vzájemné poloze hvězdy, Měsíce a Země, může dopadnout na Zemi. Nalézá-li se pozorovatel ve stínovém válci, nevidí pochopitelně hvězdu, spatří ji však u měsíčního kraje, nalézá-li se u okraje válce. Průsečík stínového válce s povrchem Země ohraničuje místa

Tabulka 2.8

Přehled u nás viditelných slunečních zatmění do roku 2000

Datum	Začátek	Střed	Konec	Velikost
	h m	h m	h m	
20. května 1966	9 24,3	10 41	11 55,6	0,62
22. září 1968	10 38,0	11 42	12 45,6	0,44
25. února 1971	9 52,4	10 53	11 57,7	0,54
12. května 1975	6 23,8	7 19	8 16,1	0,44
29. dubna 1976	10 08,6	11 33	13 01,6	0,55
15. prosince 1982	8 20,6	9 29	10 58,4	0,45
30. května 1984	17 50,0	18 48	19 52,4	0,38
10. května 1994	18 39,9	—	—	0,46
12. října 1996	14 21,5	15 36	16 41,1	0,66
11. srpna 1999	10 22,0	11 40	13 03,7	0,97

Zemi, kde právě nastává, resp. končí zakrytí. Jak tento jev probíhá pro pozemského pozorovatele? Měsíc se pomalu blíží k hvězdě a těsně před okamžikem, kdy na pozorovací místo dopadne hranice stínu, je hvězda přímo u měsíčního okraje. Aby jev byl pozorovatelný, musí být hvězda dostatečně jasná, neboť slabší hvězdy jsou přezářeny jasem Měsíce. Dobře jsou pozorovatelné zakryty pouze na neosvětleném okraji, tedy v období první čtvrti. Nutno ovšem použít dalekohledu, který jas Měsíce, jakožto plošného objektu, sníží, a naopak jas bodového zdroje, jako je hvězda, zvýší. Pomocí zakrytých hvězd je možno doplnit údaje o pohybu Měsíce.

3.1. Základní vlastnosti plazmatu

V předchozích kapitolách byla popisována vzájemná působení jednotlivých těles gravitačními silami. V kosmickém prostoru však velmi často dochází k vzájemnému působení elektricky nabitých částic. Elektricky neutrální částice působí na sebe silami, které se uplatní pouze při velmi těsném přiblížení. Naproti tomu elektricky nabitě částice vytvářejí pole, ve kterém se uplatňují coulombovské síly a jejich prostřednictvím působí takové částice nejen vzájemně na sebe, ale i na neutrální částice (ruší dráhy elektronů uvnitř atomů) a ovlivňují nebo jsou samy ovlivňovány vnějším elektrickým či magnetickým polem.

Soubor velkého množství elektricky nabitých a neutrálních částic se obecně označuje pojmem *plazma*, v konkrétních astrofyzikálních podmínkách jde téměř vždy o ionizovaný plyn, neboť, aby plyn se choval jako plazma, musí nutně obsahovat jistý počet volných elektronů. Podmínky, které vedou k ionizaci plynu, jsou diskutovány v kapitole 3.7.

Jestliže je v atmosféře hvězdy nebo v mezihvězdném prostoru dostatečná zářivá energie, dochází k úplné ionizaci. Aby plyn byl plazmatem, musí být splněna určitá kritéria jeho makroskopických vlastností.

Prvním kritériem je poměr lineárního rozměru plazmatického útvaru L a vzdálenosti, ve které působí ještě náboj jednotlivé částice. V plazmatu jsou vždy současně částice s kladným i záporným nábojem. Elektron o náboji e je obklopen opačně nabitými částicemi, ionty, které zastíňují jeho pole tak, že v jisté vzdálenosti D je nulové. Tuto vzdálenost odvodil Debye, který našel vztah

$$D = \left(\frac{kT}{4\pi n e^2} \right)^{1/2}, \quad (3.1.1)$$

kde k je Boltzmannova konstanta ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$), T je teplota v Kelvinech a n je počet částic v 1 cm^3 s nábojem e . (Tento vztah platí pro elektrolyty, avšak lze jej použít i pro plynné prostředí.) Jestliže například lineární rozměr ionizova-

ného oblaku je L , pak aby tento oblak se choval v celku jako elektricky neutrální objekt, musí být značně větší než D , tedy

$$L \gg D. \quad (3.1.2)$$

Další – druhé důležité kritérium, nutné pro existenci plazmatu, je, aby Debyeova vzdálenost byla natolik velká, aby koule, jejíž poloměr je právě D , obsahovala více než jednu nabitou částici, tedy

$$\frac{4}{3}\pi n D^3 > 1. \quad (3.1.3)$$

Tyto podmínky musí být splněny též proto, aby náboje jednotlivých částic neovlivnily jejich tepelný pohyb, a tudíž nedošlo k určité polarizaci v ionizovaném oblaku. Jestliže nějaký prostor ve formě koule o poloměru r je naplněn částicemi o náboji q , pak potenciální energie jedné částice je dána součinem elektrického potenciálu V v daném místě a náboje q , tedy

$$Vq = \frac{\text{celkový náboj}}{r} q. \quad (3.1.4)$$

Pohyb částice ve směru od středu kulového prostoru na okraj může ovlivnit rozdělení potenciálu v tomto prostoru. Složka tepelné rychlosti částice ve směru r je určena teplotou plynu $1/2 kT$. Aby potenciální energie se rovnala kinetické energii, čili

$$Vq = \frac{4}{3} \frac{\pi r^3}{r} n q^2 = \frac{1}{2} kT, \quad (3.1.5)$$

je nutné, aby poloměr koule

$$r = (3kT/8\pi n q^2)^{1/2} \quad (3.1.6)$$

se rovnal vzdálenosti, ve které elektrostatický potenciál celého souboru částic je rovný tepelné energii. Jestliže tento poloměr je malý, tedy $r \ll L$, pak celkové chování ionizovaného plynu, např. rozpínání do okolního prostoru, bude určováno pouze jeho teplotou.

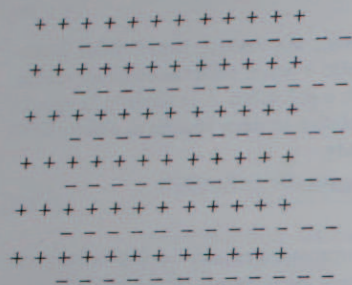
I poměrně malá nerovnováha v prostorovém rozdělení různě nabitých částic může způsobit vysoký elektrický potenciál, neboť

$$V = \frac{\text{celkový náboj}}{r} = \frac{4}{3} \pi r^2 (n_{\text{iontů}} - n_{\text{elektronů}}) e.$$

Například v atmosféře hvězdy, kde je $10^{15}/\text{cm}^3$ volných elektronů, stačí, aby tento počet v nějakém místě byl jen o 1 % vyšší než počet kladně nabitých částic a potenciál bude přibližně $6 \cdot 10^5$ voltů. Pochopitelně taková nerovnováha bude v plazmatu velmi rychle vyrovnána, to znamená, že třetí kritérium pro vznik typického plazmatu je, že počet kladně nabitých částic v jednotkovém objemu se rovná počtu záporných částic, tedy $n_{\text{iontů}} = n_{\text{elektronů}}$. Tato podmínka ovšem může být vnějšími silami narušena, což má pochopitelně určité důsledky pro chování plazmatu jako celku. Může dojít k oscilaci plazmatu, její vznik lze vysvětlit na idealizovaném příkladu plazmatického sloupce, ve kterém jsou nad sebou položeny jednotlivé

vrstvy částic se střídajícími se náboji. Lehké elektrony mohou v podstatě kmitat kolem daleko hmotnějších iontů, to znamená, jestliže vrstvy složené z elektronů jsou vysunuty nepatrně o délku Δ z idealizovaného sloupce, mají snahu se ihned zasunout zpět, ovšem s tím, že se opět povysunou na druhé straně. Elektrické pole, které je vyvoláno posunutím jednotlivých nábojů je dáno vztahem

$$E = 4\pi en\Delta, \quad (3.1.7)$$



Obr. 3.1. Schematické rozvrstvení plazmatu. Vrstva plazmatu o tloušťce L má nepatrně vzájemně posunuté kladné a záporné částice o vzdálenost Δ . Vzájemné působení částic se snaží snížit hodnotu Δ na minimum.

kde e je náboj elektronu, n jejich počet v jednotkovém objemu a Δ velikost vysunutí. Síla na jednotku plochy, která působí na jednotlivý elektron v plazmatu, je v podstatě náboj na jednotku plochy násobený velikostí elektrického pole E , a tudíž

$$LneE = 4\pi n^2 e^2 L \Delta. \quad (3.1.8)$$

Hmota na jednotku plochy, na kterou tato síla působí, je součin velikostí plazmatického útvaru $L \gg \Delta$, hmoty elektronů m a jejich počtu v jednotkovém objemu. Pohybová rovnice, čili hmota násobená zrychlením, se musí rovnat síle, která toto zrychlení působí, a má tvar

$$Lmn \frac{d^2 \Delta}{dt^2} = -4\pi n^2 e^2 L \Delta, \quad (3.1.9)$$

kde

$$\frac{d^2 \Delta}{dt^2} = \text{zrychlení elektronů.}$$

Integrací této rovnice a jednoduchou úpravou možno zjistit, že

$$\Delta = A \exp(i 2\pi \nu t), \quad (3.1.10)$$

kde A je amplituda a ν frekvence oscilace plazmatu. Jak je zřejmé, ν závisí především na hustotě volných elektronů, neboť ostatní veličiny jsou konstantami. Frekvence vyjádřená v Hz je $\nu = (ne^2/\pi m)^{1/2} = 9 \cdot 10^3 n^{1/2}$. Jestliže např. $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, pak frekvence je $9 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$.

Útlum oscilací způsobují především srážky mezi elektrony a ionty. Oscilace plazmatu je tlumena velmi málo, jestliže frekvence vzájemných srážek jednotlivých částic bude menší než frekvence oscilujícího ionizovaného oblaku. Příklady, kde se plazma vyskytuje, jsou velmi četné. Stačí jenom uvést výbojové reklamní trubice, kde ovšem hustota volných elektronů je velká při nízké teplotě. Samotný plamen je do jisté míry také plazmatem, pokud se v něm spalují látky snadno ionizovatelné. Vnější atmosféra naší Země se z části také chová jako makroskopické plazma. Avšak typickými příklady kosmických plazmatických útvarů je sluneční koróna, mezihvězdný ionizovaný vodík a atmosféry žhavých hvězd, a pochopitelně plazmou jsou i nitra hvězd.

3.2. Pohyb nabitě částice

V předešlém odstavci se posuzovalo především chování velkého počtu nabitých částic v ionizovaném plynu. Avšak v různých konkrétních případech nutno studovat chování jednotlivých částic v elektrickém nebo magnetickém poli. V podstatě se jedná o dva druhy částic s kladným, resp. záporným nábojem q , avšak s různou hmotností tzn., že v jednotlivých příkladech se zamění pouze hodnota hmotnosti elektronu m_e , resp. m_i . Pohyb nabitě částice v konstantním elektrickém poli E je stejný jako pohyb nějaké částice v poli gravitačním. Nejjednodušší případ je rovnoměrně zrychlený pohyb ve směru pole, který lze popsat rovnicí

$$m \frac{dv}{dt} = qE. \quad (3.2.1)$$

Zde je pohyb částice rovnoběžný s elektrickým polem a rychlost neustále roste, pokud je toto pole konstantní.

Naproti tomu pohyb nabitě částice v magnetickém poli je poněkud složitější. Magnetické pole působí pouze na složku rychlosti kolmo k tomuto poli. Jestliže se nabitě částice pohybují kolmo ke směru magnetického pole rychlostí v , pak toto pole působí silou $F = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ a příslušná rovnice je

$$m \frac{dv}{dt} = qvB. \quad (3.2.2)$$

Tento vztah popisuje působení Lorentzovy síly na pohybující se náboj. Příslušné veličiny jsou vyjádřeny v soustavě elektromagnetických (CGS_{em}) jednotek. Ve starší soustavě elektrostatických jednotek (CGS_{es}) odvozených též z CGS soustavy (někdy též označované jako soustava Gaussova) nutno psát vztah

$$F = \frac{q}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.2.3)$$

kde c je rychlost světla, $2,9979 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$, B je v gaussech, náboj q v jed-

notkách CGS_{es} (tj., náboj elektronu $e = -4.80 \cdot 10^{-10}$ CGS_{es}, náboj pozitronu má kladné znaménko), F je v dynech. Pro soustavu jednotek SI (těž racionalizovaná soustava) platí vztah $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, kde \mathbf{F} je síla v newtonech, q náboj v coulombech, \mathbf{v} rychlost v m s⁻¹ a \mathbf{B} magnetická indukce v T (Wb m⁻²).

Při praktickém používání vztahů uváděných v různé literatuře nutno rozlišovat mezi B (vyjádřenou v CGS_{es} a v CGS_{em} soustavě v gaussech) a intenzitou magnetického pole H (vyjádřenou v CGS_{es} a v CGS_{em} soustavě v oerstedech). Tyto veličiny jsou vázány vztahem $B/H = \text{permeabilita } \mu$. Pro vakuum v CGS_{em} soustavě je $\mu = 1$, a tudíž B i H mají stejnou numerickou hodnotu, nejde však o veličiny stejného fyzikálního významu! Pokud je síla F stálá, pak výsledný pohyb je kruhový, neboť qvB působí vždy kolmo na směr pohybu nabitě částice. Poloměr dráhy r bude ovšem záviset na velikosti B , neboť zrychlení potřebné pro kruhový pohyb ve dráze s poloměrem r je

$$\frac{v^2}{r} = \frac{dv}{dt},$$

a tedy

$$\frac{v^2}{r} = \frac{qvB}{m} \quad (3.2.4)$$

Jestliže kruhová frekvence je $\omega = v/r$, pak $\omega = qB/m$, což je *cyklotronová frekvence* a je nezávislá na rychlosti v . Cyklotronová frekvence [Hz] pro elektron

$$\omega = 1,77 \cdot 10^{11} B,$$

pro proton

$$\omega = 0,97 \cdot 10^8 B,$$

kde B je vyjádřeno v T. Tyto vztahy platí pro částice s menší energií, kdežto u vysokých rychlostí elektronů či protonů nutno vzít v úvahu relativistickou korekci pro klidovou hmotu. Poloměr dráhy r je

$$r = \frac{mv}{qB} \quad (3.2.5)$$

Složka pohybu rovnoběžná s magnetickým polem zůstává beze změny. Jestliže tedy částice s nábojem je uvedena původně do pohybu v libovolném směru relativně k orientaci magnetického pole, výsledná dráha má tvar šroubovice s osou rovnoběžnou se směrem magnetických siločar, částice je v těchto siločarách doslova uvězněna, pokud ovšem její rychlost není příliš velká, tj. pokud r je mnohem menší než velikost prostoru, ve kterém se magnetické pole uplatňuje.

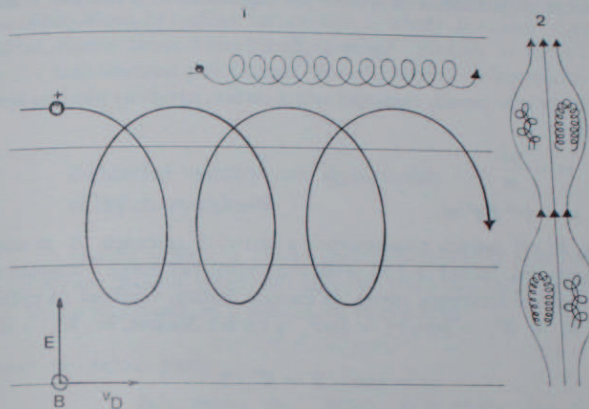
Jestliže na částici nesoucí náboj působí současně magnetické i elektrické pole, pak tvar výsledné dráhy je závislý na počátečních podmínkách.

Pokud se částice pohybuje stálou rychlostí v kolmo k B i k E , může nastat případ, že dráha se nemění, tj. zůstane přímočarou. Síla vyvolaná elektrickým polem E působí ve směru E , kdežto síla vyvolaná magnetickým polem B působí kolmo k B , a tudíž rovnoběžně s E , avšak v souhlasném nebo protichůdném směru.

Jestliže velikosti a směry obou polí jsou takové, že magnetická síla je stejná, avšak opačného směru než elektrického pole, pak platí $Eq = Bqv$. Rychlost v kolmém směru na E i B je obecně dána vztahem

$$v_D = \frac{E}{B}, \quad (3.2.6)$$

v_D je postupnou rychlostí kolmo ke směru magnetických siločar. V obecném případě počáteční rychlost částice nemusí být rovna v_D a není vždy kolmá na B . Pak ovšem částice postupuje sice rychlostí $v_D = E/B$ napříč magnetických siločar, avšak současně krouží s frekvencí $\omega = qB/m$. Směr otáčení závisí na znaménku



Obr. 3.2. Příklad pohybu nabitě částice v magnetickém poli. 1. pohyb kladně a záporně nabitě částice v případě, že elektrické i magnetické pole jsou vzájemně kolmá. Magnetické pole B je kolmé k rovině papíru (a směřuje ke čtenáři). v_D je postupná rychlost částice ve směru kolmém na E i B . 2. schematické znázornění pohybu částice v proměnném magnetickém poli, tj., kdy magnetické siločary nejsou zcela rovnoběžné.

náboje. Původní rychlost \mathbf{v} vyhovuje vektorovému součtu rychlostí $\mathbf{v} = \mathbf{v}_K + \mathbf{v}_D$, \mathbf{v}_K je rychlost, kterou by měla částice bez přítomnosti elektrického pole, tj. rychlost podmiňující kruhový pohyb (případně je zde i složka rychlosti rovnoběžná s magnetickým polem). Není-li E kolmé na B , pak nabitá částice je složkou E rovnoběžnou s B zrychlována podél magnetických siločar.

Podobný pohyb nastane, jestliže elektrické pole je nahrazeno jiným polem, např. gravitačním.

Postupná rychlost částice může být vyvolána samotným magnetickým polem. Jestliže je pole nestejnorodé, tj. hodnota B se mění od místa k místu, může nastat případ, že se částice při kruhovém pohybu dostává do silnějšího pole, než bylo v jiné části kruhové dráhy. Tím se zmenší poloměr dráhy v místech většího B

a výsledná dráha nebude kružnice, ale uzavřená křivka, podél které postupuje částice kolmo ke směru siločar. Výpočet postupné rychlosti v_D v takovém případě je poměrně složitý, lze však nalézt přibližný vztah

$$v_D = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \frac{\nabla_{\perp} B}{q B^2}, \quad (3.2.7)$$

kde v_{\perp} je složka rychlosti v rovině kolmé k B a ∇_{\perp} gradient odpovídající změně magnetického pole v této rovině.

Další významnou vlastností nabitě částice pohybující se v magnetickém poli je, že sama vyvolává vlastní magnetické pole, tedy stává se malým magnetem. Magnetický moment μ (nezaměnit za symbol pro permeabilitu) je pak dán vztahem

$$\mu = q \frac{\omega}{2\pi} \pi r^2; \quad (3.2.8)$$

v podstatě tedy je to proud, vznikající rotací částice, násobený plochou vymezenou poloměrem r .

Jelikož $\omega = \frac{qB}{m}$,
pak $\mu = \frac{1}{2} r^2 B q^2 / m$. (3.2.9)

Lze ukázat, že při malých prostorových a časových změnách B je magnetický moment konstantní. Jelikož q i m je též konstantní, pak nutně je konstantní i $B r^2$. Z definice kruhové frekvence plyne, že energie částice, vztažená na rychlost v_{\perp} , kolmou na B , je $W_{\perp} = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2$ a lze též dokázat, že $W_{\perp} = \mu B$.

Platí tedy $\mu = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 / B = W_{\perp} / B$. (3.2.10)

Částice má však i složku rychlosti v_{\parallel} kolmou na v_{\perp} , a tudíž i energii $W_{\parallel} = \frac{1}{2} m v_{\parallel}^2$. Zachování celkové energie W ovšem vyžaduje, aby $W_{\parallel} + W_{\perp} - W = 0$. Jestliže se částice pohybuje do míst s vyšším B , pak okolnost, že μ i W mají stálou hodnotu, vyžaduje zvyšování W_{\perp} na úkor W_{\parallel} . Zvyšuje se kruhová frekvence na úkor postupné rychlosti směrem k vyšším hodnotám B . Když energie W_{\perp} dosáhne velikosti W , pak $W_{\parallel} = 0$, postupná rychlost je nulová a částice již nemůže postupovat v původním směru. V tomto okamžiku $W = \mu B_{\max}$ a všechny částice s touto energií nebo s energií menší, tj. $W < \mu B_{\max}$, jsou vráceny zpět. Silné magnetické pole B_{\max} vytváří tak magnetické zrcadlo, které odráží nabitě částice určité energie. Vhodně formované magnetické pole může například uvěznit volné elektrony a protony, které se pohybují mezi dvěma magnetickými zrcadly. Takovým případem je magnetické pole Země, které tímto způsobem vytváří tzv. radiální pásy, ve kterých je vysoká koncentrace elektronů a protonů (viz kapitola 7.5). Pro relativistické částice, které se pohybují velkými rychlostmi $v \rightarrow c$, lze nalézt použitím vztahů $m v^2 = q v B r$ a $E_r = m c^2$, že

$$E_r \approx m v c \approx q B r c. \quad (3.2.11)$$

Jestliže $m v = p$, pak vztah pro impuls možno psát

$$p = q B r, \quad (3.2.12)$$

což platí pro relativistické i nerelativistické případy; poloměr r je dán vztahem

$$r = \frac{p}{B q} = \frac{m v}{B q}. \quad (3.2.13)$$

Poloměr r může být vyjádřen v parsecích pomocí vztahu

$$r = 1,08 \cdot 10^{-16} \frac{E}{B},$$

kde energie E je vyjádřena v GeV ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$), B v teslách [T]. V tomto vztahu se předpokládá, že rychlost částice $v \sim c$, a tedy $E \sim m v c = m c^2 = p c$.

Například částice kosmického záření s energií $10^6 \text{ GeV} = 10^{15} \text{ eV}$ se bude pohybovat v magnetickém poli Galaxie $B = 5 \cdot 10^{-10} \text{ T}$ v kružnici o poloměru 0,2 parsek.

3.3. Základní vztahy pro dynamiku velkých rychlostí

Jestliže rychlost v částice (hmotného bodu) se blíží rychlosti světla c , je nutno převést základní vztahy dynamiky do tvarů vyhovujících speciální teorii relativity. Bod o hmotnosti m a pohybující se rychlostí

$$v = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)^{1/2} \quad (3.3.1)$$

má hybnost, pro kterou platí

$$p_x = m v_x \gamma, \quad p_y = m v_y \gamma, \quad p_z = m v_z \gamma, \quad (3.3.2)$$

kde

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}, \quad (3.3.3)$$

což je známý výraz ze speciální teorie relativity.

Pro celkovou energii E_T a pro klidovou energii E_r částice platí dále vztahy

$$E_T = m c^2 \gamma, \quad E_r = m c^2, \quad E_T = E_r \gamma, \quad (3.3.4)$$

kde m je klidová hmotnost (hmotnost) částice. Kinetická energie E_k je dána vztahem

$$E_k = E_T - E_r = m c^2 (\gamma - 1). \quad (3.3.5)$$

Když $v \ll c$ a $\gamma \approx 1$, lze použít rozvoje

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots \quad (3.3.6)$$

a pro kinetickou energii plyne

$$E_k = m c^2 (\gamma - 1) = \frac{1}{2} m v^2 \left(1 + \frac{3}{4} \frac{v^2}{c^2} \dots\right), \quad (3.3.7)$$

s omezením na první člen $E_k = \frac{1}{2}mv^2$, jak vyžaduje dynamika v klasickém Newtonově pojetí.

Pro běžné rychlosti v astronomii, kdy v jsou desítky km s^{-1} , tedy $v \sim 10^4 \text{ m s}^{-1}$ a $v/c \sim 10^{-4}$, první korekční člen v rozvoji nebude větší než 10^{-8} . Ovšem v nitrech hvězd ve velmi horkém plazmatu, jakož i ve vesmírném prostoru, jsou objekty, které mají rychlosti srovnatelné s rychlostí světla. V takových případech je nutno použít exaktních vztahů, které pro srovnání s klasickými nerelativistickými vztahy jsou uvedeny v následujícím přehledu:

veličina	nerelativistický vztah	relativistický vztah
hybnost (impuls)	$p = mv$	$\equiv mv\gamma = mc(\gamma^2 - 1)^{1/2}$
kinetická energie	$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}$	$\equiv E_T - E_r = mc^2(\gamma - 1)$
klidová energie	—	$E_r = mc^2$
celková energie	—	$E_T = E_k + E_r = mc^2\gamma$
rychlost	$v = \frac{\text{dráha}}{\text{čas}}$	$\equiv c \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)^{1/2}$
klidová hmotnost (hmotnost)	m	m
rychlost světla	c	c

Z výše uvedených rovnic plyne, že pro hmotnost částic o rychlosti v platí $m_v = m\gamma = m[1 - (v^2/c^2)]^{-1/2}$. Tento vztah by bylo možno zavést do dynamických úvah explicitě, avšak mnohem výhodnější je, vycházet vždy z klidové hmoty m , resp. mc^2 . Pro celkovou energii $E_T = mc^2\gamma$ lze snadno nalézt vztah

$$E_T = (m^2c^4 + p^2c^2)^{1/2}. \quad (3.3.8)$$

Jestliže hmotnost částice se blíží nule $m_v \rightarrow 0$, ale má hybnost p , pak je zřejmé, že

$$E_T = pc. \quad (3.3.9)$$

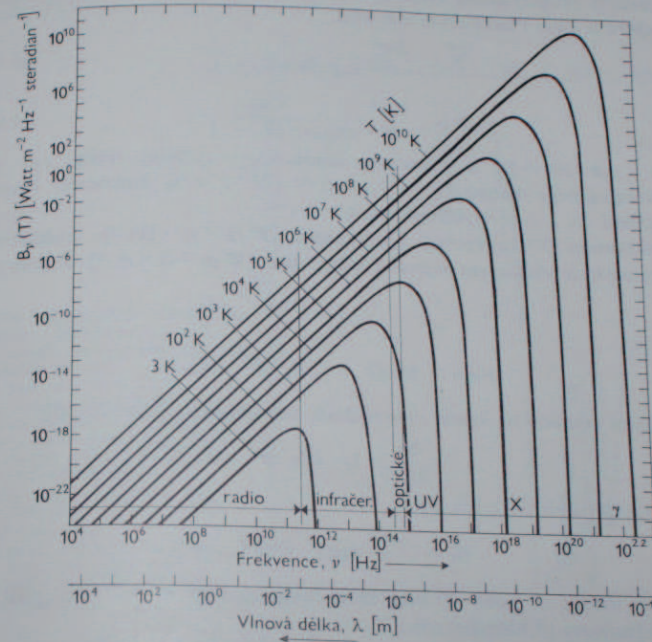
Existuje-li taková částice, pak se nutně pohybuje rychlostí světla.

3.4. Záření kosmických objektů

Informace, které dostáváme z kosmického prostoru, jsou založené převážně na příjmu a analýze světla, které jsme schopni našimi přístroji na povrchu Země nebo mimo ní zachytit. Proto v této kapitole jsou stručně shrnuty poznatky o záření nezbytné k dalšímu výkladu.

Základní data o kosmických objektech uváděná v relativních nebo absolutních hodnotách jsou: směr odkud záření přichází (poloha zářičícího tělesa), množství (např. kvant záření – tok záření, jasnost objektů apod.), kvalitativní vlastnosti záření, např. barva, vlnová délka (spektrum), polarizace apod.

Pod pojem záření nezahrnuje se v následujícím výkladu záření korpuskulární povahy, jako jsou proudy elementárních částic (protonů, elektronů apod.), tj. jde vždy o elektromagnetické záření. Základní veličiny jsou:



Obr. 3.3. Schematicky znázorněná závislost vyzařované energie černého tělesa na vlnové délce a teplotě.

1. Vlnová délka λ : v astrofyzice a spektroskopii často vyjadřovaná v angströmech, $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$. Podle soustavy SI však je nutno užívat pro vlnovou délku nanometr, $\text{nm} = 10^{-9} \text{ m} = 10 \text{ \AA}$.

2. Frekvence ν (vyjádřená počtem kmitů za vteřinu, Hz).

3. Rychlost světla $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$.

Vzájemný vztah těchto veličin je

$$\nu\lambda = c. \quad (3.4.1)$$

3.5. Spojité záření tepelného původu

Každé těleso vysílá do okolního prostoru záření, které odpovídá jeho teplotě. Ideálním případem je záření absolutně černého tělesa, které je schopno pohlcovat (i vyzařít) záření všech vlnových délek beze zbytku. Rozdělení energie ve spektru je dáno Planckovým zákonem

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (3.5.1a)$$

nebo

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(c_2/\lambda T) - 1}, \quad (3.5.1b)$$

kde $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ J s je Planckova konstanta, c rychlost světla, $c_2 = hc/k$, k Boltzmannova konstanta $= 1,4 \cdot 10^{-23}$ J K⁻¹, ν je frekvence, λ vlnová délka záření (λ a c je vyjádřeno v m a v m s⁻¹).

První rovnice (3.5.1a) vychází v jednotkách [$W m^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}$], druhá rovnice (3.5.1b) definuje vyzařovanou energii v jednotkách [$W m^{-2} sr^{-1} m^{-1}$]. Přitom platí,

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad -d\lambda = \frac{c}{\nu^2} d\nu,$$

$$B_\nu d\nu = B_\lambda d\lambda, \quad B_\nu = \frac{\lambda^2}{c} B_\lambda.$$

V případě omezení na krátké vlnové délky nebo nízké teploty T , kdy

$$x = \frac{h\nu}{kT} \gg 1, \quad \text{čili } e^x \gg 1,$$

možno použít přibližného výrazu

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp(-h\nu/kT). \quad (3.5.2)$$

Opačně, jestliže λ nebo T mají velké hodnoty, kdy $e^x \approx 1 + x$, platí Rayleighova-Jeansova přibližná rovnice

$$B_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} kT. \quad (3.5.3)$$

B_ν je tedy úměrná teplotě (pro danou frekvenci) a T jakožto *zářivá teplota* je formální hodnota vyjadřující vyzařovanou energii (používá se hlavně v radioastronomii, kde vlnové délky jsou obvykle větší než 1 cm).

Celková energie E (integrovaná přes všechny vlnové délky), vyzařovaná tělesem o teplotě T do všech směrů, je dána Stefanovým-Boltzmannovým zákonem

$$E = \sigma T^4, \quad [Wm^{-2}] \quad (3.5.4)$$

kde $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$.

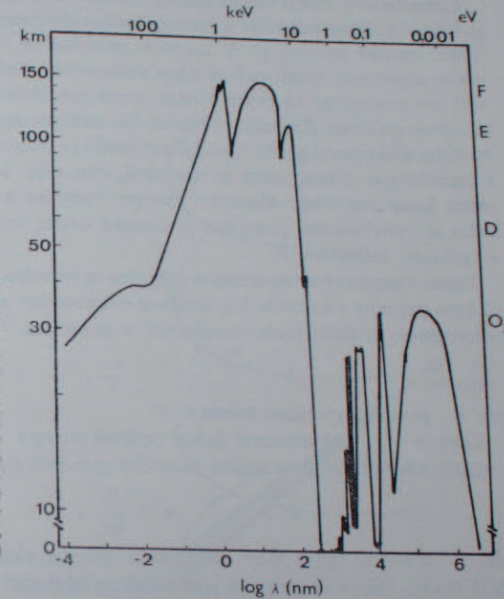
Vlnová délka maxima na Planckově křivce je dána Wienovým posouvacím zákonem

$$\lambda_{max} = \frac{0,2897}{T}, \quad [cm].$$

Energii kvant vyjádřenou v *elektronvoltech* obdržíme ze vztahu

$$E_{(eV)} = \frac{1240}{\lambda}, \quad (\lambda \text{ vyjádřena v nm}).$$

Je vhodné si zapamatovat tyto relace mezi jednotlivými druhy záření a energií (tabulka 3.1).



Obr. 3.4. Propustnost zemské atmosféry v závislosti na vlnové délce (energii fotonů) procházejícího záření. Na grafu lze odečíst výšku nad povrchem Země, ve které je záření kosmických těles zeslabeno na polovinu původní intenzity. Nejvíce absorbuje zemská atmosféra v oboru vlnových délek 1 až 100 nm. Atmosféra je prakticky zcela průhledná pro vlnové délky 380—800 nm (atmosférické okno). Po pravé straně grafu jsou písmeny označeny výšky ionosférických vrstev F, E, D a výška ozónové vrstvy (O₃) (viz kapitola 7).

Tabulka 3.1

Příklady vlnových délek a energie jednoho kvanta ($h\nu$)

Druh záření	Typická vlnová délka λ [nm]	Energie	
		[eV]	[J]
γ záření	< 0,01	> 10 ⁵	> 10 ⁻¹⁴
Röntgenovo záření (X záření)	0,1	10 ⁴	10 ⁻¹⁵
Lymanova série (vodík)	< 120	≥ 10	10 ⁻¹⁸
Viditelné záření	~ 500	2,5	10 ⁻¹⁹
Infračervené záření	> 800	< 1,6	10 ⁻¹⁹
Rádiové záření	21 cm	6 · 10 ⁻⁶	10 ⁻²⁴

Záření netepelného původu

Vedle záření tepelného původu vzniká v kosmickém prostoru nebo v těsné blízkosti Země záření původu netepelného. Mezi záření netepelného původu patří Čerenkovovo záření (nazvané podle objevitele, sovětského vědce Čerenkova) a záření synchrotronní.

Čerenkovovo záření vzniká tehdy, jestliže velmi rychlý elektron, jehož rychlost je blízká rychlosti světla ve vakuu c , vnikne do prostředí s vyšším indexem lomu (např. zemské atmosféry). V takovém prostředí je rychlost světla menší než ve vakuu a dokonce menší než rychlost vniknuvšího elektronu. Průlet elektronu vyvolá jev analogický rázovým vlnám, vzniklých objektem pohybujícím se supersonickou rychlostí. Za těchto okolností čelo elektromagnetické vlny postupující před rychlým elektronem se šíří rychleji než světlo (v daném prostředí) a má tvar kužele s vrcholovým úhlem, který je tím větší, čím vyšší je rychlost elektronu a vyšší index lomu prostředí. Množství energie vyzářené z jednotkového úseku dráhy takto se pohybujícího elektronu je úměrné druhé mocnině součinu indexu lomu a rychlosti elektronu.

Velmi významným netepelným zářením ve vesmíru je záření synchrotronní. Jak již bylo popsáno v kapitole 3.2, elektron o hmotnosti m v magnetickém poli B se pohybuje po kružnici (nebo šroubovici) o poloměru r s cyklotronovou frekvencí

$$\omega = \frac{v_{\perp}}{r}, \quad (3.6.1)$$

kde v_{\perp} je složka rychlosti kolmá k B .

Když $v \rightarrow c$, pak elektron (jehož celková energie $E_T \gg mc^2$) vyzářuje energii v kuželi. Osa kužele je ve směru okamžité rychlosti a jeho vrcholový úhel je 2α

$$\alpha = \frac{E_r}{E_T}, \quad (3.6.2)$$

kde $E_r = mc^2 = 0,511 \text{ MeV}$ je klidová energie elektronu. Jelikož úhel α není příliš široký, chová se elektron jako reflektor obíhající po kruhové dráze. Pozorovatel, který je v rovině kruhové dráhy, zahlédne záblesk záření jedině v okamžiku, kdy elektron se pohybuje přibližně ve směru zorného paprsku. Pozorovatel tedy může sledovat sérii záblesků, které se opakují s frekvencí

$$\nu' = \frac{\omega'}{2\pi} = \frac{\omega}{2\pi\gamma} = \frac{cB}{2\pi m\gamma}, \quad (3.6.3)$$

kde γ je dáno vztahem (3.3.3) a e je náboj elektronu. Každý záblesk osvětluje pozorovatele po jistý časový interval

$$t_A = \left(1 - \frac{v}{c}\right) \frac{2\pi\gamma}{\omega}. \quad (3.6.4)$$

Jak plyne ze vztahů (3.3.3), (3.3.4) a (3.6.2) je $\alpha\gamma = 1$. Protože pro $v \rightarrow c$ lze nalézt, že

$$2 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \sim 1 - \frac{v^2}{c^2} = \gamma^{-2},$$

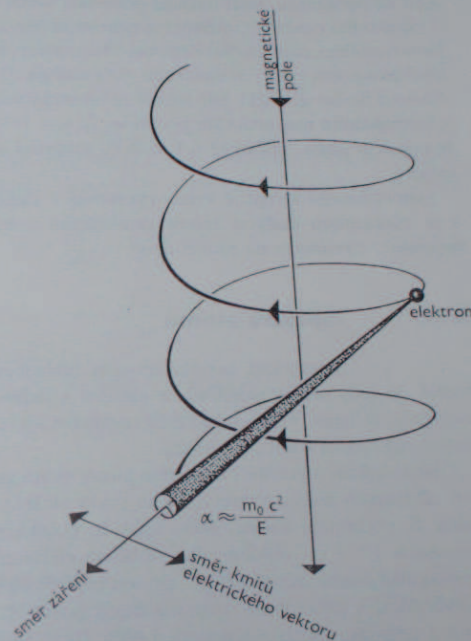
pak platí

$$t_A = (\omega\gamma^2)^{-1} = (\omega'\gamma^3)^{-1}, \quad (3.6.5)$$

Záření záblesku by mělo mít frekvenci úměrně t_A^{-1} , ve skutečnosti je však zářením spojitým až do „kritické“ frekvence $\omega_c = 2\pi\nu_c$

$$\nu_c = \frac{1}{t_A} = \omega\gamma^2 = \omega \left(\frac{E_T}{E_r}\right)^2. \quad (3.6.)$$

Je tedy zřejmé, že $\nu_c > \nu'$. Přesná teorie synchrotronního záření ukazuje, že maxi-



Obr. 3.5. Synchrotronní záření relativistického elektronu v magnetickém poli. Elektron vyzářuje ve směru pohybu v kuželi, jehož vrcholový úhel 2α je tím menší, čím vyšší je energie elektronu E , tj. $\alpha = m_0 c^2 E^{-1}$; ($m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$).

mum intenzity spojitého spektra je u frekvence $\nu_{\max} = 0,29 \nu_c$. Vyzářená energie jednoho elektronu $dE/dt \sim (\gamma v_{\perp})^2 B^2$.

Jestliže B je vyjádřeno v teslách a energie elektronu E_T v elektronvoltech, pak maximální frekvence v Hz je

$$\nu_{\max} = 4,6 \cdot 10^{-2} B E_T^2. \quad (3.6.7)$$

I v poměrně slabém magnetickém poli mohou relativistické elektrony s $E_T \gg \gg 0,5 \text{ MeV}$ zářit i ve viditelném oboru spektra. Aby synchrotronním mechanis-

mem bylo vyzářeno viditelné světlo, jehož frekvence je $\nu \sim 10^{15}$ Hz, v magnetickém poli Galaxie $B \sim 5 \cdot 10^{-10}$ T je zapotřebí elektrony s energií $6 \cdot 10^{12}$ eV. V celkovém magnetickém poli Slunce $1 - 3 \cdot 10^{-4}$ T postačí $E_T \sim 10^7$ eV a v poli slunečních skvrn již jen několik desítek keV.

Synchrotronní záření je polarizované. Rovina, ve které leží elektrický vektor vysílaného záření, je vždy kolmá ke směru magnetického pole, tj. k B . Světlo zdrojů synchrotronního záření, které mají vhodně orientované magnetické pole, bude silně polarizováno. Naproti tomu zdroje, kde silokřivky magnetického pole jsou neuspořádané, mají lineární polarizaci světla malou nebo vůbec žádnou.

Spektrální rozdělení intenzity synchrotronního záření je obecně odlišné od Planckova rozdělení, čímž možno rozeznat zdroje netepelného a tepelného záření. Jestliže rozdělení počtu rychlých elektronů n_e s energií E v intervalu dE odpovídá rozdělovací funkci $E^{-\nu} dE$, pak rozdělení intenzity ve spektru synchrotronního záření s homogenním magnetickým polem je $I_\nu \sim \nu^{-(\nu-1)/2}$ a i když hodnota $\frac{1}{2}(\nu-1)$ je poměrně malá (přibližně 0,5 až 0,7), intenzita ztelně klesá se vzrůstající frekvencí.

Synchrotronní záření je velmi významné v radioastronomickém oboru spektra a je významnou složkou záření vznikajícího v mezihvězdném plynu, zbytků supernov, v erupcích na Slunci apod.

3.7. Spektra atomů

Spektrální analýza se stala základem a nezbytnou součástí astrofyziky. Je tedy nutné seznámit se alespoň s jednoduchým přístupem k celému problému. (Čtenář, který je hlouběji seznámen s kvantovou fyzikou, může pochopitelně tuto partii zcela pominout.)

V následujícím výkladu bude užito pouze velmi zjednodušeného modelu atomu a tří základních částic, ze kterých jsou prvky složeny: z protonů, neutronů a elektronů. K pochopení následujícího výkladu postačí naivní představa jádra atomu o rozměru 10^{-12} cm obklopeného oblakem elektronů až do vzdálenosti 10^{-8} cm. Elementární částice nesou náboj – proton kladný, elektron záporný, neutron je bez náboje. Atom v neutrálním stavu má stejný počet částic opačného náboje, tj. elektronů a protonů, každý s nábojem $1,602 \cdot 10^{-19}$ coulombů. Každý prvek možno charakterizovat počtem protonů Z , který odpovídá počtu elektronů, a přibližně stejný je i počet neutronů (s výjimkou vodíku).

Izotopy prvků mají totéž atomové (protonové) číslo Z (počet protonů), avšak různý počet neutronů N . Symbolické značení pro prvky a jejich izotopy je



kde X je označení prvků, $Z+N=A$ hmotnostní (nukleonové) číslo (tj. součet protonů a neutronů), např. vodík ${}^1_1\text{H}$, deuterium ${}^2_1\text{H}$, trícium ${}^3_1\text{H}$ nebo ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{13}_6\text{C}$ apod.

V naivní představě Bohrova atomu s jádrem a obíhajícími elektrony v kruhových drahách je centrální silou coulombovská síla mezi nabitými částicemi. Představa celkové energie E zavedená při výkladu planetárních pohybů napomáhá i porozumění mechanismu excitace a ionizace. Je však třeba připomenout, že přesný výklad podává pouze kvantová mechanika a následující odstavce nutno chápat jako pomocný zjednodušený výklad.

Z kvantové fyziky je známo, že dovolené dráhy elektronů kolem jádra jsou takové, při kterých moment hybností je

$$n \frac{h}{2\pi} = nh, \quad (3.7.1)$$

kde n je celé číslo a h Planckova konstanta. Jednoduchým přístupem lze zjistit, že

$$nh = mvr, \quad (3.7.2)$$

kde m je hmota elektronu, v okamžitá rychlost a r vzdálenost od jádra. Jestliže platí pro centrální sílu Coulombův zákon Ze^2/r^2 (e^2 proto, že proton i elektron nesou stejný náboj), pak

$$r = \frac{Ze^2}{mv^2} = \frac{nh}{mv}, \quad (3.7.3)$$

čili

$$r = n^2 \frac{h^2}{me^2Z}, \quad (3.7.4)$$

kde n je základní kvantové číslo.

Pro celkovou energii z analogie s $E = E_k + E_p$ platí

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{Ze^2}{r}, \quad (3.7.5)$$

z čehož lze snadno nalézt (s použitím $h = h/2\pi$)

$$E_p(n) = -\frac{4\pi^2me^4Z^2}{n^2h^2}. \quad (3.7.6)$$

Lze zavést představu, že elektron je v určitých hladinách energie $E(n)$. Pak:

1. Diskrétní hladiny pro zápornou energii $E < 0$ odpovídají eliptickým drahám v naivním Bohrově modelu.

2. Pozitivní energie $E > 0$ odpovídá hyperbolickým drahám elektronu, který ve velké vzdálenosti od jádra má pouze kinetickou energii $E_k = \frac{1}{2}mv^2$, jež může nabývat libovolných hodnot.

(Poznámka: První případ odpovídá tzv. diskrétním vlastním funkcím nebo stojatým de Broglieho vlnám v kvantové mechanice, analogický druhý případ spojitým vlastním funkcím nebo postupným vlnám.)

Při přechodu elektronu mezi dvěma hladinami E_n a E_{n+1} je pohlceno nebo vyzářeno kvantum energie

$$h\nu = |E_n - E_{n+1}|. \quad (3.7.7)$$

Když $E_{n+1} < 0$, jde o přechod mezi dvěma diskrétními hladinami, tzv. vázaně-vázaný přechod. Kvantum se pohltí při přechodu $E_n \rightarrow E_{n+1}$ a vyzáří při ději opačném. Přechod do vyšších hladin je excitace.

Jestliže však jde o přechod mezi $E_n < 0$ a $E > 0$, odpovídá to změně eliptické dráhy na hyperbolickou (nebo naopak). Jde o vázaně-volně, resp. volně-vázané přechody. Při vázaně-volném přechodu se pohltí foton o energii $h\nu$ a uvolněný elektron má kinetickou energii

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - |E_n|, \quad (3.7.8)$$

což je vztah identický s Einsteinovým vztahem pro fotoefekt. Vázaně-volný přechod je ionizace. Opačný děj, tj. volně-vázaný přechod, je rekombinace a při ní se vyzáří foton o energii

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + |E_n|. \quad (3.7.9)$$

Může nastat případ, že dojde k přechodu mezi dvěma stavy, kdy vždy $E > 0$. Jsou to volně-volné přechody, při kterých může být pohlcena nebo vyzářena energie. Vyhovuje to představě, že elektron se pohybuje po hyperbolické dráze kolem jádra.

Poloměr r_n pro $n = 1$ u vodíku je

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m}, \quad (3.7.10)$$

což je poloměr základní hladiny. Celková energie elektronu v této hladině je

$$E_n = -2\pi^2 \frac{me^4}{n^2 h^2} = -2\pi^2 \frac{me^4}{h^2} = -2,178 \cdot 10^{-18} \text{ J}, \quad (3.7.11)$$

což přepočteno na elektronvolty je $h\nu = 13,5 \text{ eV}$ ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$), čili frekvence ν je

$$\nu = \frac{2,178 \cdot 10^{-18}}{6,62 \cdot 10^{-34}} = 3,3 \cdot 10^{15} \text{ Hz} \rightarrow 9 \cdot 10^{-6} \text{ cm} = 90 \text{ nm}.$$

Z rovnice (3.7.11) plyne, že celková energie elektronu na dráze, na které elektron nevyzařuje energii, je určena hlavním kvantovým číslem a nabývá diskrétních hodnot.

U atomu vodíku, pro který vyhovuje představa klasického coulombovského pole, je r velkou poloosou eliptické dráhy elektronu, tedy $r_1 = a_1 = 0,05 \text{ nm}$, velká poloosa odpovídající n -hladině je $n^2 a_1$ a příslušná energie

$$E_n = -\frac{e^2 Z}{2a_1 n^2}, \quad (3.7.12)$$

resp.

$$E_n = -\frac{Nh}{n^2}, \quad (3.7.13)$$

kde $N = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ je Rydbergova frekvence.

Jestliže $h\nu = E_n - E_m, \quad (m = n \pm 1, 2, 3 \dots),$

pak

$$\nu = N(1/m^2 - 1/n^2)$$

nebo v přesnějším tvaru

$$\nu = \frac{N}{1 + \mu} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3.7.14)$$

kdy je vzat ohled na poměr hmotností elektronu a protonu $\mu = m_e/m_p$ (pohyb elektronu je vztažen k těžišti soustavy). Vztah (3.7.14) dosti přesně určuje frekvence čar vodíku a s poněkud jinou číselnou hodnotou N i helia.

Hlavní kvantové číslo n nejen určuje pořadí hlavní kvantové dráhy, ale i energii elektronu v této dráze. Duplicita spektrálních čar však ukázala, že samo hlavní kvantové číslo nepostačí k popisu stavu atomu, nýbrž je zapotřebí celkem čtyř kvantových čísel.

Orbitální kvantové číslo (nebo též vedlejší kvantové číslo) l určuje moment hybnosti M v dané dráze, který je celistvým násobkem h , tedy $M = lh$. Orbitální kvantové číslo nabývá celistvých hodnot $0 \leq l \leq n - 1$, tedy $0, 1, 2, \dots, n - 1$. K číselným hodnotám l se přiřazují malá písmena podle schématu

$$\begin{array}{cccccc} 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\ s & p & d & f & g & h. \end{array}$$

Spektroskopická označení stavu atomu podle těchto dvou kvantových čísel jsou

n	1	2		3			4				
l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	atd.
značení	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	

Například stav, kdy elektron je v nejnižší hladině vodíku, je popsán 1s a jeho moment hybnosti je roven 0.

Další kvantové číslo vyjadřuje skutečnost, že elektron má spinový moment (nebo spinový magnetický moment), čili stručně spin, který je jistou analogickou vlastností jako vlastní moment hybnosti rotujícího tělesa, a může u elektronu nabývat hodnot $-\frac{1}{2}h$ nebo $+\frac{1}{2}h$. Spinové číslo s vyjádřené v jednotkách h je tedy $-1/2$ nebo $+1/2$. (Spinové číslo v představách struktury atomu vyjadřovalo požadavek, že vlastní moment hybnosti elektronu musí být kolmý k rovině jeho dráhy a že rotující elektron se může kolem své osy otáčet v kladném i záporném smyslu.)

Celkový moment hybnosti j je vektorovým součtem l a s a může nabývat hodnot $j = l \pm 1/2$.

Pohyb elektronu ve dráze představuje vlastně kruhový elektrický vodič protékající proudem. Takováto proudová smyčka má magnetický moment. Vektor magnetického momentu (nebo orbitálního magnetického momentu) μ_e i momentu hybnosti $M = m_e r v$ jsou kolmé k oběžné dráze elektronu (o hmotnosti m_e pohybujícího se

ve vzdálenosti r od jádra okamžitou rychlostí v) a platí

$$\mu_e = -\frac{e}{2m_e} M. \quad (3.7.15)$$

Záporné znaménko plyne z definice směru proudu ke směru pohybu elektronů. Pro moment hybnosti ve dráze platí současně

$$M = l\hbar. \quad (3.7.16)$$

Pro orbitální magnetický moment elektronu možno psát $\mu_e = \mu_B l$, kde μ_B je Bohrov magneton

$$\mu_B = -\frac{1}{2} \frac{eh}{m_e}. \quad (3.7.17)$$

Předpokládá-li se (ovšem naivně), že elektron je homogenně elektricky nabitá koule rotující kolem vlastní osy, pak spinový magnetický moment, jehož vektor je rovnoběžný s osou rotace, je

$$\mu_s = -\frac{e}{m_e} M_s, \quad (3.7.18)$$

kde M_s je vlastní moment hybnosti rotujícího elektronu

$$M_s = s\hbar. \quad (3.7.19)$$

Jelikož $s = \pm 1/2$, pak

$$\mu = \mp \frac{e}{m_e} \frac{1}{2} \hbar = \mp \mu_B \quad (3.7.20)$$

čili spinový magnetický moment elektronu je roven Bohrově magnetonu.

Je-li atom ve vnějším magnetickém poli, pak dráha elektronu se orientuje tak, že průmět magnetického momentu μ_e do směru vnějšího magnetického pole je celistvým násobkem μ_B . Je-li průmět $\mu_{e||}$, pak

$$\mu_{e||} = m\mu_B,$$

kde m je magnetické kvantové číslo, které je vázáno podmínkou na vedlejší kvantové číslo $-l \leq m \leq l$.

$$\mu_{e||} = \frac{e}{m_e} m s \hbar, \quad (3.7.21)$$

kde $m + s$ může nabývat hodnot $j, j-1, \dots, -j$, neboť j je vektorový součet l a s .

Přítomnost magnetického pole má za následek, že energetická hladina určená kvantovými čísly n, l, s se v důsledku magnetického pole rozmnoží na $2j+1$ hladin.

Pohybový stav elektronu v atomu je určen čtyřmi kvantovými čísly n, l, m, s , tj. n - energie, l - dráhový moment hybnosti, m - dráhový magnetický moment hybnosti, s - spin.

Pro atomy s větším počtem elektronů se jednotlivé momenty všech elektronů

popsané čísly l, s vektorově sčítají a dávají kvantová čísla L a S , pro která platí, že celkový moment hybnosti J

$$|L - S| \leq J \leq L + S. \quad (3.7.22)$$

Pro jednotlivá L se pak užívá velkých písmen S, P, D, F ... podobně jako pro l písmen malých.

Pro obsazení jednotlivých stavů platí Pauliho vylučovací princip, podle něhož v jednom a téže atomu může být pro určitý pohybový stav popsany čísly n, l, m, s pouze jeden jediný elektron. Tak například na jedné dráze mohou obíhat dva elektrony, ale nesmí mít stejný spin. Atom je v základním stavu, jestliže všechny stavy s nejnižšími možnými energiemi jsou obsazeny tak, jak to dovoluje tento princip.

Energetické hladiny označené písmeny S, P, D, F ... jsou spektrální termy a každý tento term se štěpí na určitý počet blízkých hladin. Pokud $L \geq S$ (pozor, nezaměňovat tento symbol S pro sumu kvantových čísel se symbolem pro term), je počet těchto hladin $2S + 1$.

Každá tato hladina má jinou hodnotu celkového momentu hybnosti J . Počet hladin se připsuje k termu vlevo nahoře a číselná hodnota J vpravo dole, např.

$$4 \ ^2S_{1/2}$$

znamená, že jde o term S pro $n = 4$, který je rozštěpen na dvě hladiny, v tomto případě je elektron na hladině, pro kterou $J = 1/2$.

Přechody mezi různými hladinami dvou termů vytvářejí ve spektru skupiny blízkých čar tzv. multiplety. Avšak přechody jsou omezeny určitými výběrovými pravidly, a to:

1. Změna J může nastat jen tak, že $\Delta J = 0$ nebo ± 1 . Přechod mezi hladinami, které mají $J = 0$, je zakázán.

2. Přechody nastávají mezi termy S \leftrightarrow P, P \leftrightarrow D, D \leftrightarrow F apod.

Známý dublet sodíku - čára D ve slunečním spektru - vznikne přechodem mezi hladinami $3 \ ^2S_{1/2} - 3 \ ^2P_{1/2}$ a $3 \ ^2S_{1/2} - 3 \ ^2P_{3/2}$.

Čáry, které vznikají velmi málo pravděpodobným přechodem, jsou zakázané čáry.

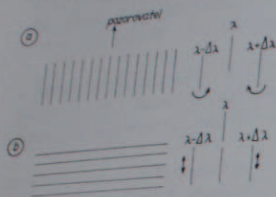
3.8.

Zeemanův jev

Vnější magnetické pole rozštěpí hladiny na další, jejichž počet je $2j + 1$. Výběrové pravidlo vyžaduje, aby magnetické kvantové číslo m se při přechodu na jinou hladinu nezměnilo nebo změnilo o ± 1 . To znamená, že i spektrální čára se v magnetickém poli rozštěpí na 3 složky; pro změnu $\Delta m = 0$ nezmění svou frekvenci, pro $\Delta m = \pm 1$ se posune o

$$\pm \Delta \nu = \frac{e}{4\pi m_e} B, \quad (3.8.1)$$

kde B je magnetická indukce. Složka, při které $\Delta m = 0$, je π -komponenta rozštěpení čáry a světlo v ní je lineárně polarizované tak, že elektrický vektor kmitá ve směru magnetického pole. Složky, při kterých $\Delta m = \pm 1$, jsou σ -komponenty, taktéž polarizované, avšak kruhově (přesněji elipticky) a elektrický vektor kmitá v rovině kolmé k B . U komponenty σ , která vzniká při přechodu $\Delta m = +1$, se elektrický vektor stáčí ve směru hodinových ručiček, u sesterské σ -komponenty ($\Delta m = -1$) ve směru opačném. Hodnota $\pm \Delta v$ je malá a pro $B = 1\text{T}$ u vlnových délek $\lambda \sim 550\text{ nm}$ je rozstup komponent přibližně $0,03\text{ nm}$.



Obr. 3.6. Schematické znázornění a) podélného a b) příčného Zeemanova efektu. V levé části obrázku je naznačen směr magnetických siločar vzhledem k pozorovateli, v pravé části je naznačen jednoduchý případ rozštěpení spektrální čáry a polarizace složek.

Vzhledem k tomu, že profily čar hvězd jsou rozšířeny dalšími efekty, lze přímo pozorovat pouze čáry rozšířené Zeemanovým efektem. Ve slunečních laboratorních lze však dosáhnout díky jasů Slunce velké disperze spektrografů a měřením polarizace π a σ -komponent od některých prvků lze zjišťovat nejen intenzitu magnetického pole, ale i jeho orientaci.

Tabulka 3.2
Balmerova série vodíku ($n_a = 2$)

n_b	λ [nm]	Označení
3	656,282	H $_{\alpha}$
4	486,133	H $_{\beta}$
5	434,047	H $_{\gamma}$
6	410,174	H $_{\delta}$
7	397,007	H $_{\epsilon}$
8	388,905	H $_{z}$
9	383,539	H $_{9}$
10	379,790	H $_{10}$
11	377,063	H $_{11}$
12	375,015	H $_{12}$
13	373,437	H $_{13}$
...
...
∞	364,598	hrana série
spojité spektrum		

Obdobným jevem jako Zeemanův jev je Starkův jev rozštěpu hladin vnějším elektrickým polem. V astrofyzice se však i tento jev projeví rozšířením spektrálních čar.

Spektrum vodíku a helia

3.9.

Nejrozšířenějším prvkem ve vesmíru je vodík a jeho emisní či absorpční spektrum se často objevuje ve spektrogramech nejrůznějších kosmických objektů, především však hvězd a mlhovin. V menší míře je tomu u helia, co do množství druhého prvku v pořadí.

Je tedy užitečné alespoň stručně se seznámit s hlavními charakteristickými vlastnostmi spekter obou těchto prvků. Nejdůležitější jsou přechody, kdy alespoň jedna z hladin odpovídá hlavnímu kvantovému číslu $n = 1, 2, 3$ (popř. 4). Přechody mezi jednotlivými hladinami $n_a \leftrightarrow n_b \dots$ vytvářejí jednotlivé série.

Lymanova série se vztahuje k přechodu $n_a = 1$ a nejdůležitější emisní či absorpční čáry jsou.

n_b	λ (nm)	označení
2	121,57	Lyman α
3	102,58	Lyman β
4	97,25	Lyman γ
∞	91,2	hrana série
—		spojité spektrum .

Lymanova série čar je nepozorovatelná na povrchu Země, neboť záření je absorbováno atmosférou. Je však velmi důležitá v celé řadě astrofyzikálních mechanismů. Rozdíl potenciálů pro přechod $n_1 \rightarrow n_2$ je $10,2\text{ eV}$, ionizační potenciál $n_1 \rightarrow \infty$ $13,6\text{ eV}$.

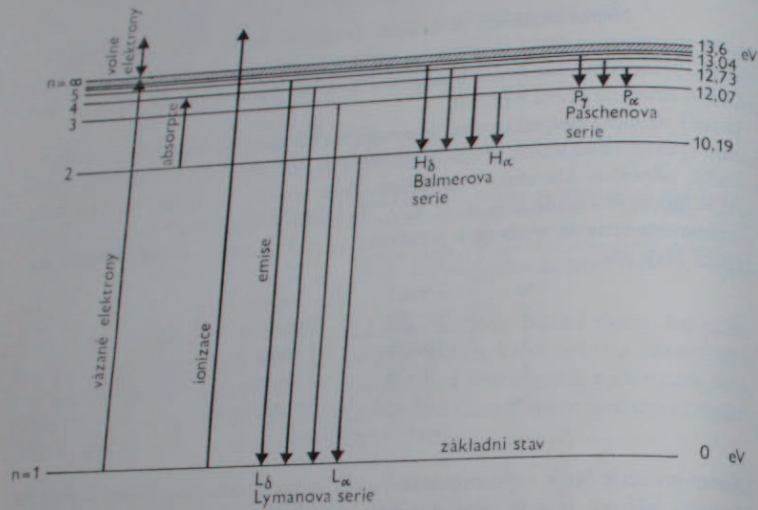
Balmerova série je vizuálně pozorovatelná série čar a částečně i spojitého spektra vodíku. Hladiny $n_a = 2$ a hlavní čáry jsou uvedeny v tabulce 3.2.

Balmerova série čar má velmi podstatnou úlohu při klasifikaci hvězdných spekter. Ionizační potenciál $n_a \rightarrow \infty$ je $13,5 - 10,2 = 3,3\text{ eV}$ a excitační potenciál pro přechod $n_a \rightarrow n_b = 3$ je $1,9\text{ eV}$.

Paschenova série (též Paschenova-Ritzova), kdy $n_a = 3$, je v blízké infračervené oblasti spektra :

n_b	λ (nm)	označení
4	1875,1	Paschen α
5	1281,8	Paschen β
6	1093,8	Paschen γ
∞	820,4	hrana série
—		spojité spektrum .

Brackettova série vzniká přechodem z hladiny nebo na hladinu $n = 4$ a nejdůležitější čáry mají $\lambda = 4,05 \mu\text{m}$ a $2,63 \mu\text{m}$.
Těžký vodík – deuterium – má shodné spektrum, avšak neutron navíc v jádru zvyšuje jeho hmotnost a frekvence přechodů jsou poněkud vyšší. Ve viditelném oboru spektra jsou čáry posunuty zhruba o $0,15 \text{ nm}$ ke kratším vlnovým délkám.



Obr. 3.7. Schematické znázornění energetických hladin v atomu vodíku s vyznačenými nejdůležitějšími přechody elektronů.

U vodíku je astrofyzikálně významné i rozštěpení hladin v důsledku opačných spinů elektronu. Toto rozštěpení je u všech hladin a celkový počet hladin pro každé n je $2n^2$. Nejdůležitější je rozštěp základní hladiny, který umožňuje záření neutrálního vodíku na $\lambda = 21 \text{ cm}$ (viz kapitolu o mezihvězdné hmotě). Rozštěp hladin má ovšem za následek i rozštěp čar. Tak přechod, při kterém se vyzáří čára Lyman α , může nastat mezi hladinami $2^2P_{3/2} \rightarrow 1^2S_{1/2}$ nebo $2^2P_{1/2} \rightarrow 1^2S_{1/2}$. V prvním případě vlnová délka je $121,566 \text{ nm}$, v druhém $121,567 \text{ nm}$. Rozdíl je $0,0006 \text{ nm}$ a nehraje většinou žádnou podstatnou roli. Může ovšem nastat případ, kdy elektron je na druhé hladině ve stavu $2^2S_{1/2}$, jeho zpětný přechod na základní hladinu $1^2S_{1/2}$ je však zakázaný. Proto zde dojde k přechodu zprostředkovanému přes některou hladinu $2P$, a atom tak vyzáří místo jednoho fotonu fotony dva, ale s různou energií.

Ionizované helium, tj. s jedním elektronem, připomíná spektrum vodíku pouze

Tabulka 3.3
Pickeringova série ionizovaného helia ($n_a = 4$)

n_b	λ [nm]	n_b	λ [nm]
	656,010	5	1012,364
6	485,932	7	541,152
8	433,867	9	454,159
10	410,004	11	419,983
12	396,843	13	402,560
14	388,744	15	392,348
16	383,380	17	385,807
18	379,633	19	381,350
20	...	21	378,168
...
...	364,447
∞	hrana série spojité spektrum

s tím rozdílem, že vzhledem k hodnotě $Z = 2$ jsou první dvě série posunuty daleko do ultrafialové části spektra a ze série pro $n_a = 3$ je dobře pozorovatelný jen přechod mezi třetí a čtvrtou hladinou na vlnové délce $\lambda = 468,57 \text{ nm}$ (viz tabulku 3.3).

Nejdůležitější je série pro hladinu $n_a = 4$ (tzv. Pickeringova), která spadá do oblasti viditelného záření. Zde je nutno poznamenat, že přechody $n_a = 4$ na hladiny se sudými kvantovými čísly, tj. $n = 6, 8, 10 \dots$, odpovídají přibližně vlnovým délkám Balmerovy série čar α a v počátcích spektroskopie byla tato série čar omylem považována za čáry vodíku.

Neutrální helium má mnohem složitější spektrum. Jsou zde série čar s triplety – třemi čarami blízko sebe – a singlety – čarami jednoduchými. Jednou z nejdůležitějšími

Tabulka 3.4

Nejdůležitější absorpční čáry ve slunečním spektru (Fraunhoferovy čáry)

Fraunhoferovo označení	Vlnová délka [nm]	Vznik
A	759,4	O_2 , zemská atmosféra
B	686,8	O_3 , zemská atmosféra
C	656,3	H, čára H α Balmerovy série
D ₁ , D ₂	589,6/589,0	Na (Dublet)
b ₁ , b ₂ , b ₄	518,4/517,3/516,7	Mg (Triplet)
F	486,1	H (H β)
f	434,0	H (H γ)
g	422,7	Ca
h	410,2	H (H δ)
H, K	396,9/393,4	Ca ⁺ (Dublet)

tějších je čára (triplet) 587,6 nm, která byla nalezena jako emisní v chromosféře Slunce v roce 1868 mnohem dříve, než bylo helium izolováno jako plyn na Zemi (tj. v roce 1895). Název prvku souvisí s objevem jeho čar na Slunci.

3.10. Negativní iont vodíku

Vodíkový atom ve hvězdných atmosférách za určitých okolností se může stát negativně nabitým iontem tím, že získá jeden elektron navíc, tedy $H^- = H + e^-$. Negativní iont H^- připomíná strukturou poněkud neutrální helium, ovšem druhý elektron je k atomu vodíku vázán malou vazebnou energií $h\nu = 0,75$ eV. První elektron stíní pole jádra, které pak jen velmi slabě působí na další elektron. Existuje jen jedna jediná hladina, na které může být k jádru vázán. To znamená, že veškeré přechody mohou být pouze vázaně-volné nebo volně-vázané anebo i volně-volné, tedy přechody, které nejsou vlastně kvantované. Jakékoli záření, které odpovídá $h\nu \geq 0,75$ eV, čili $\lambda < 1650,2$ nm, může ionizovat negativní iont, čili zbavit vodík přebytečného elektronu. Chladnější hvězdná atmosféra, jako je atmosféra Slunce, kde se vyskytuje větší počet H^- , pohlcuje částečně (díky negativnímu iontu) kvanta až do výše uvedené vlnové délky v nikoli zanedbatelné míře. Pochopitelně při opačném pochodu, kdy se H^- vytváří, dochází k vyzářování spojitého spektra. V atmosféře Slunce nutno s absorpčním efektem počítat a podstatná část spojitého záření, které ze Slunce dopadá na Zem, je ovlivněno procesem $H + e \rightleftharpoons H^-$.

Vznik negativního iontu vodíku nutno přičíst přítomnosti jiných prvků – především kovů – ve hvězdné atmosféře, u kterých ionizační potenciál je 5–6 eV i menší, a tudíž i jejich stupeň ionizace je v relativně chladné atmosféře hvězd typu G–K velký. Tím je tlak volných elektronů poněkud vyšší, než by byl v čisté vodíkové atmosféře. Příspěvek volných elektronů pocházejících z ionizovaných kovů je již srovnatelný s počtem elektronů uvolněných ionizací vodíku. Mimo to je dostatek neutrálních atomů H, které mohou vázat, i když jen slabě, jeden elektron navíc.

3.11. Spektra molekul

Na rozdíl od atomů jsou spektra molekul mnohem složitější, a to proto, že fyzikální děje v molekule mohou být zásadně trojího druhu:

1. Molekulu si možno představit v nejjednodušším případě složenou ze dvou jader (molekula dvouatomová) buď stejného charakteru, jako je např. dvouatomová molekula C_2 , tj. molekula homonukleární (stejnojaderná), nebo z jader různých prvků, jako je molekula CN, která je heteronukleární (různojaderná). Takový útvar pak může rotovat jako tuhé těleso, přičemž může být do otáčení uveden zářivým kvantem nebo při změně momentu hybnosti zase může toto kvantum vyzářit.

2. Dvouatomová molekula (i víceatomová) může kmitat podél spojnice obou jader, tzn. že se mění vzdálenost mezi oběma atomy. Molekula v klidu, by měla jádra v jisté vzdálenosti r_0 . Jestliže se jádra vychýlí ze své rovnovážné polohy, spotřebují určitou energii, která jim ovšem může být dodána pouze z vnějšku. Vrací-li se atomy zpět do rovnovážné polohy, energii zase vydávají. Tak tedy vibrační molekuly, neboli kmitáním kolem rovnovážné polohy vznikají absorpce nebo emise.

3. Jelikož jsou obě jádra „obalena“ drahými elektrony, mohou nastávat přechody mezi hladinami, podobně jako je tomu u atomů, čili vzniká čárová absorpce nebo emise.

Celková energie pohlcená nebo vyzářená molekulou je v podstatě součtem všech energií spotřebovaných nebo vydaných při zmíněných dějích. Každý z těchto dějů ovšem nastane jen při dodání určitého účinného kvanta; to znamená, že např. změna rotační energie může nastat jen v rozsahu celistvých násobků kvant.

Energie E_r (tuhého rotujícího tělesa) nemůže v takovém případě mít libovolnou hodnotu, nýbrž závisí na rotačním kvantovém čísle K

$$E_r = K(K+1)h^2 \frac{1}{8\pi^2\mu} r^{-2}, \quad (3.11.1)$$

kde r je vzdálenost jader a μ je redukovaná hmotnost molekuly daná hmotnostmi obou složek

$$\mu = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B},$$

μr^2 je moment setrvačnosti molekuly.

Kvantové číslo se může měnit jen o $+1$ nebo -1 ; emisi přísluší změna $\Delta K = -1$. Rotační spektrum je složeno z čar, které přísluší celistvým hodnotám K . Diference frekvencí čar je konstantní.

Vyzářený (pohlcený) vlnovek je dán rozdílem energií E_r' , E_r'' dvou rotačních hladin K' a K'' .

$$\bar{\nu}_r = \frac{1}{hc} (E_r' - E_r'') = \frac{h}{4\pi^2 c \mu} r^{-2} (K' + 1), \quad (3.11.2)$$

c je rychlost světla, $\bar{\nu} = \lambda^{-1}$.

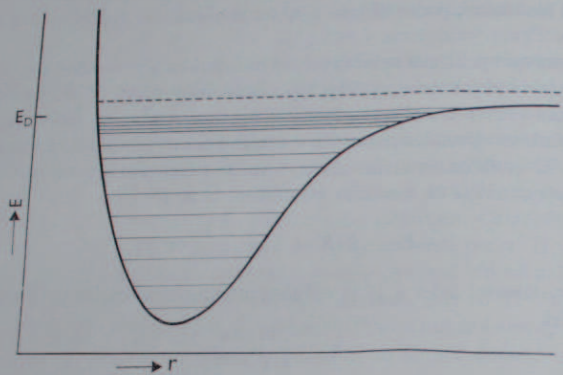
Čisté rotační spektrum nevytvoří molekuly, jsou-li oba atomy identické (např. C_2).

Jakmile se atomy vychýlí ve směru své spojnice, molekula se rozkmitá a energie závisí na vibračním kvantovém čísle v , pro něž platí stejné pravidlo jako pro rotační kvantové číslo, $\Delta v = \pm 1$. Znamená to, že jak při rotaci, resp. při změně rotace molekuly, tak i při její vibraci jsou vyzářena jenom určitá kvanta odpovídající energií E_{vib}

$$E_{vib} = \hbar c \omega x (v + \frac{1}{2}) - \hbar c \omega x (v + \frac{1}{2})^2 + \dots, \quad (3.11.3)$$

kde ω je kruhová frekvence a x je veličina, která se musí určit experimentálně. Může tedy být vyzářen vlnovek odpovídající přechodům mezi hladinami s různými vibračními energiemi E_{vib} .

Na obr. 3.8. je znázorněna velikost vibrační energie v závislosti na vzdálenosti jader. Na vodorovné ose jsou vyneseny vzdálenosti jader, na svislé ose příslušné vibrační energie. Minimální vibrační energii odpovídá vzdálenost r_0 , která je rovnovážnou polohou molekul. Ke změně vzdálenosti na obě strany, to znamená směrem k menším nebo větším r , je třeba jisté energie. Křivka energie je přibližně parabolou, ale jen do určité vzdálenosti mezi oběma jádry. Při větší energii, která je energií disociační, se jádra od sebe trvale vzdálí a molekula se rozpadá čili disociuje



Obr. 3.8. Vibrační hladiny dvouatomové molekuly. E_D je disociační energie, r je vzdálenost atomů v molekule.

Vibrační energie molekul je větší než energie rotační, a proto vibrační spektra jsou významná v blízké infračervené oblasti spektra.

Jelikož molekula při vibraci může i rotovat, platí, že vlnočety v oblasti vibračních emisí (absorpce) bude dán vztahem

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_v + \tilde{\nu}_r, \quad (3.11.4)$$

čili kombinací různých rotačních vlnočtů $\tilde{\nu}_r$, vznikne celá řada čar, vibračně-rotační spektrum. Homonukleární molekuly jako například C_2 nevytváří vibračně rotační spektra.

Při emisi fotonu se může rotační energie buď snížit (rotační kvantové číslo se zmenší o 1), nebo zvýšit (rotační kvantové číslo se zvětší o 1). Z těchto důvodů čára jednoho rotačně-vibračního pásu tvoří dvě větve, které se označují R a P. Větve R leží ve směru ke kratším vlnovým délkám, větve P ve směru k delším vlnovým délkám. Při snížení rotační energie (K se změni o -1) vzniká čára větve P, při zvýšení rotační energie (K se změni o $+1$) vzniká čára větve R. Čáry obou větví se označují čísly, např. P3, R7, atd. Ve spektru jsou vzájemně vzdálenosti mezi

čarami větve R menší než mezi čarami větve P, což je způsobeno rozdílem hmotnosti jader atomů v molekule. V jedné větvi jsou však čáry ekvidistantní.

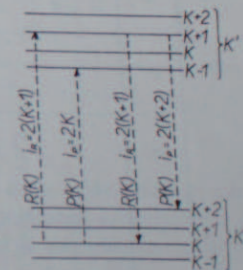
Ve vizuální a ultrafialové oblasti spektra rozhodují přechody elektronů. Nastávají tam podobně jako v atomech, a tím i frekvence vyzařované energie leží v téže oblasti jako u většiny atomů při přechodech mezi některými vyššími hladinami. Molekuly ve kterých nastává přechod elektronů, současně ovšem rotují i vibrují. To znamená, že frekvence, která je vyzařena při přechodu elektronu, bude odpovídat hodnotě určené nejen rozdílem hladiny, mezi nimiž nastal přechod elektronů, ale i rozdílem energií, ve kterých nastala změna vibrace nebo rotace. Výsledný vlnočety se tedy nyní bude rovnat součtu všech vlnočtů

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_e + \tilde{\nu}_v + \tilde{\nu}_r \quad (3.11.5)$$

čili

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{hc} (E'_e - E''_e + E'_v - E''_v + E'_r - E''_r). \quad (3.11.6)$$

Takové spektrum tvoří celé systémy emisních pásů a říkáme mu spektrum elektronově-vibračně-rotační. Vlnočety $\tilde{\nu}_e$ odpovídající přechodu elektronů určuje polohu emisního pásu, součet vlnočtů $\tilde{\nu}_e + \tilde{\nu}_v$ určuje polohu příslušného pásu v systému a konečně součet všech vlnočtů určuje polohu čar v každém pásu. Název molekulární, emisní nebo absorpční pás pochází ze starší doby, kdy se používalo spektrografů s poměrně malou disperzí a čáry nebyly rozlišeny, nýbrž se slévaly v široké



Obr. 3.9. Znáznornění přechodů mezi jednotlivými rotačními hladinami molekuly CN.

pásky. Obecně platí, že směrem ke kratším vlnovým délkám intenzita čar v každém pásu postupně klesá (poněvadž je méně pravděpodobný přechod mezi vyššími vibračními a rotačními hladinami). U dlouhovlnného okraje pásu jsou čáry nejintenzivnější a vzniká intenzivní poměrně ostrá hrana pásu.

Celkem mohou tedy heteronukleární molekuly vyzařovat tři druhy spekter: rotační (poloha čar v dalekém infračerveném a mikrovlnném oboru), vibračně-rotační (poloha čar v infračerveném oboru) a elektronově-vibračně-rotační (poloha čar ve vizuálním a ultrafialovém oboru).

Jeden pás elektronově-vibračně-rotačního spektra tvoří tři větve spektrálních čar, které se označují R, P, Q (v každém pásu jsou 3 zhuštění čar, každé pro jednu

Vlnové délky Swanových pásů C₂ [nm]

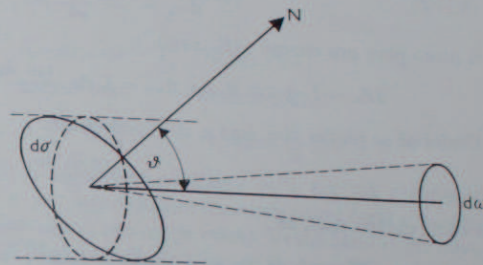
v', v''	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
0	516,5	473,7	438,3				341,9							
1	503,6	512,9	471,5	437,1			362,0							
2	619,1	558,6	509,8	459,8	436,5		468,0							
3		612,2	554,1		468,5		468,0							
4			606,0	550,2	467,9		436,9							
5			667,7	600,5	547,0		468,0							
6				659,9	595,9									
7					653,4	592,3	543,5							
8						648,0	589,9		439,5					
9							644,2			473,4				
10							708,3				477,0			
11							785,3					483,6		
12													491,1	
														499,7

větev). Čáry nejsou ve větvích odděleny, ale vzájemně promíchány. Série čar větví R a P vznikají i u tohoto spektra při změně rotačního kvantového čísla $\Delta K = \pm 1$, čáry větve Q při nezměněném rotačním kvantovém čísle čili $\Delta K = 0$.

U molekul se označují elektronové stavy velkými řeckými písmeny $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi$ odpovídající symbolům S, P, D, F, kterých se používá pro atomy, a číslem (např. $^3\Pi$). Pásky se označují vibračními kvantovými čísly (v', v''), která značí přechody mezi energetickými stavy. Tak např. jasný Swanův pás C₂ ve spektrech komet o vlnové délce 473,7 nm se značí (1—0) nebo (1,0), viz tabulka 3.5.

3.12. Pojem intenzity a toku záření

Zářivé pole v nějakém prostředí, které má astrofyzikální význam, např. hvězdné nitro nebo atmosféra hvězdy, je předmětem základních astrofyzikálních úvah. Jedním z hlavních pojmů je intenzita záření. Necht' zářivá energie v nějakém místě prochází elementární ploškou $d\sigma$ kolmou na normálu n (obr.



Obr. 3.10. Definice elementární zářivé plošky $d\sigma$, kolmé k normále N a směru θ vyzářované energie do prostorového úhlu $d\omega$.

3.10). Množství energie o frekvenci ν v intervalu od ν do $\nu + d\nu$, které projde za jednotku času ploškou $d\sigma$ do směru definovaného polárními souřadnicemi θ a φ (jestliže θ je úhel mezi normálou n a směrem záření) a do prostorového úhlu $d\omega$, je dáno vztahem

$$dE_\nu(\theta, \varphi) = I_\nu(\theta, \varphi) d\nu \cos \theta d\sigma d\omega, \quad (3.12.1)$$

kde $I_\nu(\theta, \varphi)$ je intenzita a $\cos \theta d\sigma$, jak je zřejmé, je projekcí plošky $d\sigma$ do směru záření. Intenzita $I_\nu(\theta, \varphi)$ tak představuje energii za jednotku času v jednotkovém intervalu frekvence vycházející z jednotkové plochy kolmé na směr záření do jednotkového úhlu. Tato intenzita je někdy označována jako specifická intenzita.

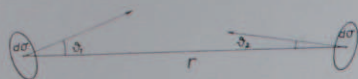
Jelikož podle vztahu mezi frekvencí ν a vlnovou délkou λ platí $d\nu = -(c/\lambda^2) d\lambda$, pak v případě užití vlnové délky λ místo frekvence nutno použít vztahu $I_\nu = (\lambda^2/c) I_\lambda$. Avšak pro absolutní hodnotu intenzity přes všechny vlnové délky či frekvence platí

$$i = \int_0^\infty I_\nu d\nu = \int_\infty^0 I_\lambda d\lambda.$$

Střední intenzita \bar{I}_r je střední hodnota I_r přes všechny směry, tedy

$$\bar{I}_r = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} I_r(\vartheta, \varphi) d\omega. \quad (3.12.2)$$

(Integrační znamení opatřené Ω znamená integraci přes všechny směry). Klasickým případem aplikace rovnice (3.12.1) je důkaz invariance specifické intenzity I_r , čili hodnota této intenzity je nezávislá na vzdálenosti mezi zdrojem a pozorovatelem, pokud energie záření není podél dráhy paprsku absorbována. Necht' záření



Obr. 3.11. K důkazu invariance intenzity I_r na příkladu dvou plošek.

prochází dvěma elementárními ploškami $d\sigma_1, d\sigma_2$ (viz obr. 3.11) ležícími na spojnici, která svírá s normálami plošek úhly ϑ_1 a ϑ_2 . Elementární ploška $d\sigma_2$ se z plošky $d\sigma_1$ jeví pod prostorovým úhlem

$$d\omega_1 = \frac{\cos \vartheta_2 d\sigma_2}{r^2},$$

a proto platí pro energii dE_r vztah

$$dE_r = I_r d\nu \cos \vartheta_1 d\sigma_1 d\omega_1 = I_r d\nu \frac{\cos \vartheta_1 d\sigma_1 \cos \vartheta_2 d\sigma_2}{r^2}. \quad (3.12.3)$$

Obdobně se ploška $d\sigma_1$ jeví z $d\sigma_2$ pod úhlem

$$d\omega_2 = \frac{\cos \vartheta_1 d\sigma_1}{r^2},$$

a tudíž možno psát, že

$$dE_r = I_r d\nu \cos \vartheta_2 d\sigma_2 d\omega_2 = I_r d\nu \frac{\cos \vartheta_1 d\sigma_1 \cos \vartheta_2 d\sigma_2}{r^2}. \quad (3.12.4)$$

Intenzita I_r má tudíž v kterékoli vzdálenosti od zdroje stejnou hodnotu, tj. např. jak na povrchu Slunce, tak i v meziplanetárním prostoru. Energie, která prochází jednotkovou ploškou, se ovšem mění se čtvercem vzdálenosti zdroje, jak ostatně již plyne z definice prostorového úhlu $d\omega$.

Celkový tok záření je energie, která prochází ploškou $d\sigma$ v jednotkovém intervalu frekvence $d\nu$ za jednotku času do všech směrů, a je tedy integrálem I_r přes všechny směry. Jestliže prostorový úhel na kouli bude definován $d\omega = d\vartheta d\varphi \sin \vartheta$, pak celkový tok je πF_r , F_r je

$$F_r = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_r(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (3.12.5)$$

Když I_r je nezávislá na ϑ, φ , a jde tedy o izotropní záření $\pi F_r = 0$, výsledný tok záření je nulový.

Jestliže tok záření je zcela definován jako vektor \mathbf{F} , pak výše uvedené vztahy

možno zkráceně odvodit v následující formě (s vynecháním symbolu pro frekvenci ν)

$$\mathbf{F} = \int_{\Omega} I(\vartheta, \varphi) \mathbf{s}(\vartheta, \varphi) d\omega, \quad (3.12.6)$$

kde \mathbf{s} je vektor jednotkové délky ve směru ϑ, φ . Jestliže \mathbf{n} je jednotkový vektor ve směru normály k zářivému povrchu, tady pro $\vartheta = 0$, pak složka toku \mathbf{F} ve směru \mathbf{n} je dána skalárním součinem $\mathbf{F} \cdot \mathbf{n}$, čili

$$F(n) = \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} = \int_{\Omega} I(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta d\omega, \quad (3.12.7)$$

neboť $\mathbf{n} \cdot \mathbf{s} = \cos \vartheta$. $F(n)$ je zářivá energie procházející jednotkovou plochou kolmou k normále \mathbf{n} za jednotku času, a je tudíž $F(n)$ identické s πF_r .

Pro zjednodušení se obvykle zavádí $\mu = \cos \vartheta$ a absolutní hodnota $d\omega$ je

$$d\omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = d\mu d\varphi.$$

Jestliže směr $\vartheta = 0$, $\mu = 1$ je ve směru největšího toku energie (což je směr kolmý na povrch sférické hvězdy), pak tok, který vychází směrem z hvězdy, je dán vztahem

$$F = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I(\mu, \varphi) \mu d\varphi d\mu \quad (3.12.8)$$

čili

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \left[\int_0^{+1} I(\mu, \varphi) \mu d\mu - \int_0^{-1} I(\mu, \varphi) \mu d\mu \right].$$

úměrné toku úměrné toku

ve směru $0 \leq \vartheta \leq \frac{\pi}{2}$ ve směru $\frac{\pi}{2} \leq \vartheta \leq \pi$

Veličina F v rovnici (3.12.8) je identická s veličinou πF_r , pro tok vycházející z hvězdy. (Vypuštění faktoru π je v astrofyzikální literatuře velmi časté a je nutno si vždy povšimnout, jaký způsob zápisu pro tok je volen). Velmi často se při odvozování výše uvedených vztahů předpokládá, že $I(\vartheta, \varphi)$ je nezávislé na směru φ (jak tomu je ve stejnorodém prostředí a jestli uvažované plošky $d\sigma$ jsou součástí rovinných - planparalelních - zářivých vrstev).

3.13. Hustota zářivé energie

Pojem hustoty zářivé energie plyne z jednoduché představy. Malým objemem procházejí fotony všemi směry a jejich počet přicházející z určitého směru za časový interval dt je úměrný vztahu

$$dE = I d\sigma \cos \vartheta d\omega dt, \quad (3.13.1)$$

což je rovnice (3.12.1), kde I je integrál I_r přes všechny frekvence. Je to zářivá energie obsažená v objemu dV o délce cdt (c = rychlost světla) a průřezu $d\sigma \cos \vartheta$, tedy $dV = d\sigma \cos \vartheta cdt$, a tudíž

$$\frac{dE}{dV} = \frac{1}{c} I d\omega.$$

Celková hustota energie u v daném objemu V je dána integrací přes všechny směry

$$u = \frac{1}{c} \int_{\Omega} I d\omega, \quad (3.13.2)$$

a jelikož střední intenzita je dána vztahem

$$\bar{J} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} I d\omega, \quad (3.13.3)$$

pak

$$u = \frac{4\pi}{c} \bar{J}. \quad (3.13.4)$$

3.14. Tlak záření

Velikost momentu připadající na jeden foton je $h\nu/c$. Velikost momentu ve směru záření je tudíž dE_ν/c . Složka tlaku záření dp_ν (rozumí se pro frekvenci ν) kolmá k plošce $d\sigma$ je dána vztahem

$$dp_\nu = \frac{dE_\nu \cos \vartheta}{d\sigma c} = I_\nu \frac{d\sigma \cos \vartheta d\omega}{d\sigma c} \cos \vartheta = I_\nu \frac{\cos^2 \vartheta d\omega}{c} = I_\nu \frac{\mu^2 d\omega}{c}. \quad (3.14.1)$$

Celkový tlak záření (pro danou frekvenci) je dán integrací přes všechny směry

$$P_\nu = \frac{1}{c} \int_{\Omega} I_\nu \cos^2 \vartheta d\omega. \quad (3.14.2)$$

(Tato veličina není však totožná s mechanickým účinkem fotonů na absorbující stínítko či částici.)

U izotropního záření, kdy

$$I_\nu = \bar{J}_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} I_\nu d\omega, \quad (3.14.3)$$

platí

$$P_{\nu,r} = I_\nu \frac{4\pi}{3c} = \bar{J}_\nu \frac{4\pi}{3c} = \frac{1}{3} u_\nu. \quad (3.14.4)$$

3.15. Některé vztahy pro záření černého tělesa

Planckova funkce

$$B_\nu d\nu = \frac{2h\nu^3 c^{-2}}{\exp(+h\nu/kT) - 1} d\nu \quad (3.15.1)$$

integrovaná přes všechny frekvence vede ke vztahu

$$B = \int_0^\infty B_\nu d\nu = \frac{2h}{c^2} \left(\frac{k}{h}\right)^4 T^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx. \quad (3.15.2)$$

Jak je zřejmé, bylo použito substituce $x = h\nu/kT$.
Jelikož

$$\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{1}{15\pi^4}, \quad (3.15.3)$$

pak zavedením Stefanovy-Boltzmannovy konstanty

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}, \quad (3.15.4)$$

plyne pro celkové záření černého tělesa $B(T)$ známý vztah

$$B(T) = \frac{1}{\pi} \sigma T^4 = \frac{ac}{4\pi} T^4 \text{ (Stefanův zákon)}, \quad (3.15.5)$$

kde

$$a = \frac{4\sigma}{c} = 7,56 \cdot 10^{-16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4} \quad (3.15.6)$$

je tzv. konstanta záření. Záření černého tělesa je záření odpovídající termodynamické rovnováze. Fotony emitované černým tělesem vyhovují Boseově-Einsteinově statistice (viz učebnice statistické fyziky). To znamená, že počet fotonů v jednotkovém objemu, které mají energii v rozmezí dE a jsou emitovány do prostorového úhlu $d\omega$, je dán vztahem

$$N(E, \vartheta, \varphi) dE d\omega = \frac{2E^2/c^2 h^3}{\exp(E/kT) - 1} dE d\omega. \quad (3.15.7)$$

Ze vztahu pro energii fotonů $E = h\nu$, ze vztahu mezi dE a dI a ze skutečnosti, že $I_\nu \sim N h\nu$, plyne

$$h\nu N(E, \vartheta, \varphi, dV) dE, d\omega = I_\nu d\sigma \cos \vartheta d\omega d\nu dt. \quad (3.15.8)$$

Jelikož intenzita vyzařovaná černým tělesem je dána vztahem

$$I_\nu d\nu = B_\nu d\nu, \quad (3.15.9)$$

platí obdobně

$$\bar{J}_\nu = B_\nu, \quad \bar{J} = B = \frac{\sigma}{\pi} T^4,$$

$$F_\nu = 0, \quad F = 0,$$

$$u_\nu = \frac{4\pi}{c} B_\nu, \quad u = \frac{4\sigma}{c} T^4 = aT^4,$$

$$P_{\nu,r} = \frac{4\pi}{3c} B_\nu, \quad P_r = \frac{4\sigma}{3c} T^4 = \frac{1}{3} aT^4.$$

(Indexy ν označují vztahy pro monochromatické záření, bez indexu platí vztahy pro celkové záření.)

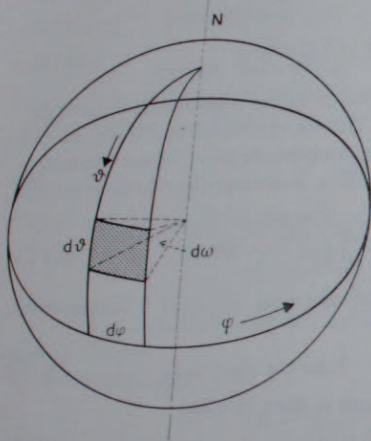
3.16. Záření hvězdného disku

S pojmem toku záření souvisí otázka záření hvězdného nebo slunečního disku tak, jak je významná pro pozorovatele.

Jak plyne z předešlého výkladu, vystupující tok ze zářícího povrchu hvězdy je definován

$$\pi F_v = \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} I_v(\mu, \varphi) \mu \, d\mu \, d\varphi, \quad (3.16.1)$$

tedy integraci přes poloprostor nad povrchem hvězdy. Předpokládá se též, že z vnějšku do povrchu žádné záření nevstupuje. Necht' \bar{I}_v je střední hodnota



Obr. 3.12. Definice prostorového úhlu $d\Omega$ na kouli.

intenzity na povrchu disku hvězdy. Definice \bar{I}_v je následující: plošný element na povrchu koule o poloměru R je

$$d\sigma = R^2 d\Omega = R^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \quad (3.16.2)$$

a jeho průmět směrem k pozorovateli

$$d\sigma \cos \vartheta = R^2 \sin \vartheta \cos \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi. \quad (3.16.3)$$

Z toho též plyne, že ϑ je úhel sevřený mezi normálou plošky $d\sigma$ a směrem k pozorovateli. Plocha disku hvězdy, jak se jeví pozorovateli, je πR^2 a jestliže \bar{I}_v je střední intenzita na povrchu hvězdy, musí platit

$$\pi R^2 \bar{I}_v = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I_v(\vartheta, \varphi) R^2 \cos \vartheta \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi. \quad (3.16.4)$$

Tento integrál je, až na R^2 , roven integrálu pro πF_v , čili $\pi R^2 \bar{I}_v = \pi R^2 F_v$, a platí tedy

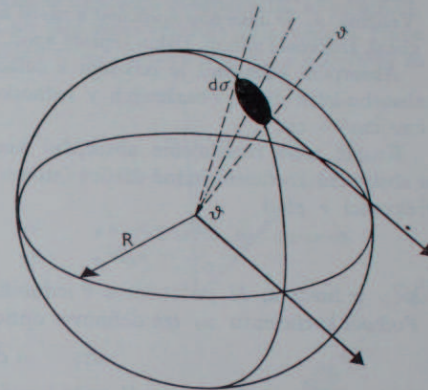
$$F_v = \bar{I}_v, \quad (3.16.5)$$

což je průměrná hodnota toku na povrchu hvězdy, a to buď:

- z libovolného viditelného bodu zářící hvězdy do všech směrů z hvězdy ven, nebo
- ze všech bodů na viditelném disku hvězdy v jednom a téže směru.

Je skutečně nutno v této souvislosti zdůraznit výraz *průměrná hodnota*, neboť je jisté, že

$$\bar{I}_v = F_v = \frac{\text{toku záření na povrchu hvězdy}}{\pi}$$



Obr. 3.13. Elementární ploška $d\sigma$ na povrchu koule o poloměru R . Šipky vyznačují směr k pozorovateli.

Dále je užitečné si uvědomit, že pro pozorovatele hvězda zaujímá na obloze velmi malý prostorový úhel, pro který platí

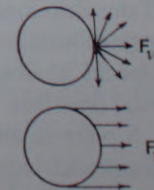
$$d\Omega = \pi \frac{R^2}{r^2}, \quad (R \ll r), \quad (3.16.6)$$

kde r je vzdálenost hvězdy.

Z toho platí pro měřitelný tok zářivé energie πF^* z hvězdy vztah

$$\pi F_r^* = \bar{I}_v \pi \frac{R^2}{r^2} = \pi F_v \frac{R^2}{r^2}, \quad (3.16.7)$$

kde F_v je průměrný tok vycházející z hvězdy a πF_v tok na povrchu hvězdy. Z toho plyne, že při studiu hvězd (např. hvězdných spekter) nutno vycházet z pojmu toku πF_v .



Obr. 3.14. Velikost toku záření F_v vycházejícího z jednoho bodu povrchu hvězdy do poloprostoru je rovný toku vycházejícího ze všech bodů hvězdy do jednoho směru.

3.17. Absorpční koeficient, optická tloušťka

Jestliže prochází záření o frekvenci ν nějakým absorbujícím prostředím, ztrácí na intenzitě. Tuto ztrátu dI_ν lze vyjádřit vztahem

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu, \quad (3.17.1)$$

kde κ_ν je relativní ztráta intenzity svazku paprsků o intenzitě I_ν podél dráhy dl . Veličina κ_ν je *absorpční koeficient* a závisí na vlastnostech látky, kterou záření prochází, frekvenci záření, tlaku, teplotě apod.

Absorpční koeficient je odvozen z celkového účinného průřezu (v cm^2) všech absorbujících částic obsažených v jednotkovém objemu (cm^3). Rozměr je tedy $\text{cm}^2/\text{cm}^3 = \text{cm}^{-1}$.

Kromě toho rozlišujeme absorpční koeficient pro jednotku hmotnosti κ_m a absorpční koeficient jedné částice (atomu apod.) κ_p . Je zřejmé, že pro danou frekvenci ν platí

$$\begin{aligned} \kappa_\nu &= \kappa_m \rho, & \kappa_m & [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}], \\ \kappa_\nu &= \kappa_p N, & \kappa_p & [\text{cm}^2], \end{aligned} \quad (3.17.2)$$

kde ρ je hustota, N počet částic v jednotkovém objemu.

Pomocí koeficientu κ_ν lze definovat optickou tloušťku τ_ν , neboť

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu dl. \quad (3.17.3)$$

Řešení rovnice $dI_\nu/I_\nu = -\kappa_\nu dl$ vede k známému vztahu

$$I_\nu = I_0 \exp(-\tau_\nu),$$

kde I_0 je původní intenzita záření před vstupem do absorbujícího prostředí.

Pro stejnorodé prostředí, ve kterém κ_ν je konstantní, platí ovšem $\tau_\nu = \kappa_\nu l$. Naopak, je-li κ_ν funkcí l , pak

$$\tau_\nu = \int \kappa_\nu(l) dl.$$

Optická tloušťka je mírou „neprůhlednosti“ absorbující vrstvy plynu ve hvězdné atmosféře nebo v podobném prostředí.

Geometrickou hloubkou h měřenou směrem do hvězdné atmosféry možno nahradit veličinou l , pak platí

$$\tau_\nu = \int_{-\infty}^l \kappa_\nu(h) dh. \quad (3.17.4)$$

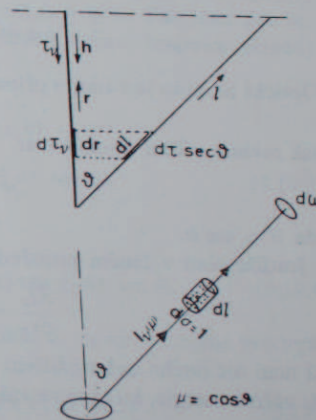
Takto definovaná optická tloušťka je optickou hloubkou. Geometrická hloubka pro stejnou hodnotu optické hloubky je tím menší, čím větší je absorpční koeficient κ_ν . Optická hloubka vyjadřuje absorpční vlastnosti hvězdné atmosféry nebo podobného prostředí.

S pojmem absorpčního koeficientu je svázán i pojem *opacity* (neprůhlednosti) absorbující látky. Opacitou se rozumí schopnost nějaké látky, například plynu,

pohlcovat záření ve všech vlnových délkách (frekvencích), nebo alespoň ve velkém rozsahu vlnových délek. Opacita hvězdné látky má velkou důležitost pro vnitřní stavbu hvězd a proto je podrobněji diskutována v příslušné kapitole.

3.18. Rovnice přenosu záření

Přenos zářivé energie v nějakém prostředí možno popsat rovnicí přenosu záření. Tato rovnice je sestavena za logického předpokladu, že prostředí, kterým záření prochází nejen pohlcuje, ale také samo vyzařuje jistou energii. Podle definice hmotového absorpčního koeficientu $\kappa_{m,\nu}$ látka o hustotě ρ absorbuje na



Obr. 3.15. K výkladu rovnice přenosu záření (viz text).

dráze dl množství energie, které je úměrně $\kappa_{m,\nu} \rho dl$. Do válce o délce dl a průřezu $d\sigma = 1$, jehož osa je rovnoběžná se směrem záření ($\cos \theta = 1$), vejde záření o intenzitě I_ν a z tétož válce vyjde záření oslabené absorpcí o dI_ν

$$dI_\nu^- = -\kappa_{m,\nu} \rho dl I_\nu.$$

Válec je současně i zdrojem zářivé energie vyjádřené emisním hmotovým koeficientem $\epsilon_{m,\nu}$ [$\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$], který zahrnuje nejen energii ve válci vzniklou, ale i energii válcem pohlcenou a opět vyzařovanou. Energie dE_ν^+ vyzářená válcem za jednotku času do prostorového úhlu $d\omega$ je

$$dE_\nu^+ = \epsilon_{m,\nu} \rho dl d\sigma \cos \theta d\nu d\omega \quad (3.18.1)$$

($\cos \theta$ je v rovnici zahrnut proto, že osa válce nemusí být nutně rovnoběžná s uvažovaným směrem). Z rovnice

$$dE_\nu = I_\nu \cos \theta d\sigma dl d\nu d\omega \quad (3.18.2)$$

lze usoudit, že v důsledku vyzařované energie intenzita na dráze dl vzroste o dI_v^+

$$dI_v^+ = \varepsilon_{m,v} dl. \quad (3.18.3)$$

(Na pravých i levých stranách rovnic pro dI_v^+ a dI_v^- je vypuštěno $d\sigma dv d\omega$).
Výsledná změna intenzity dI_v je tedy

$$dI_v = dI_v^+ + dI_v^-, \quad (3.18.4)$$

tj. ztráta absorpcí + zisk vyzářením, tedy

$$\frac{dI_v}{dl} = -\kappa_v I_v(q, \vartheta) + \varepsilon_v. \quad (3.18.5)$$

Zavedením $dh = -dl \cos \vartheta$, což je geometrická hloubka absorbující vrstvy, a dělením $-\kappa_v$ se dospěje k rovnici přenosu záření

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{dh} \frac{1}{\kappa_v} = I_v(q, \vartheta) - \frac{\varepsilon_v}{\kappa_v}. \quad (3.18.6)$$

Optická hloubka je v tomto případě definována vztahem

$$d\tau_v = +dh \kappa_v,$$

pak rovnice záření dostává tvar

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - \frac{\varepsilon_v}{\kappa_v}, \quad (3.18.7)$$

kde $\mu = \cos \vartheta$.

Jestliže platí v daném prostředí tepelná rovnováha, pak

$$\frac{dI_v}{d\tau_v} = 0, \quad \frac{\varepsilon_v}{\kappa_v} = I_v, \quad (3.18.8)$$

což není nic jiného než vyjádření Kirchhoffovy věty, která v poněkud jiné úpravě zní: zářivá energie, která je ve válci pohlcena, je opět z válce vyzářena.

Poměr

$$\frac{\varepsilon_v}{\kappa_v} = S_v = \frac{\varepsilon_v(\tau)}{\kappa_v(\tau)} = S_v(\tau) \quad (3.18.9)$$

se nazývá vydatnost zdroje nebo též funkce zdroje. Rovnici přenosu záření lze psát ve tvaru

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v(\tau, \mu) - S_v(\tau). \quad (3.18.10)$$

3.19. Vztah mezi intenzitou a funkcí zdroje

Funkce zdroje nebo též vydatnost S_v je obecně závislá na optické hloubce τ , právě tak jako intenzita I_v . Rovnice přenosu záření

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v(\tau, \mu) - S_v(\tau)$$

umožňuje objasnit vztah mezi I_v a S_v . Násobením výrazem $I_v \exp(-\tau/\mu) = I_v e^{-x}$ získá rovnice přenosu tvar

$$\frac{d(I_v e^{-x})}{dx} = -S_v e^{-x}. \quad (3.19.1)$$

Integrál této rovnice, ve které $x = \tau/\mu = \tau \sec \vartheta$, vede k rovnici

$$I_v \exp(-\tau' \sec \vartheta) = - \int_{\infty}^{\tau} S_v \exp(-\tau' \sec \vartheta) d\tau' \sec \vartheta, \quad (3.19.2)$$

kde τ' je integrační proměnná.

Nechť na „dně“ zářící vrstvy plynu – např. hvězdné atmosféry – ve které optická hloubka je τ_0 , je intenzita $I(\tau_0, \mu) = I_0(\vartheta)$ pro $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$. Na okraji této atmosféry, kde $\tau = 0$, je intenzita $I = 0$ pro $\pi/2 \leq \vartheta \leq \pi$. Pak platí pro intenzitu v kterékoli optické hloubce τ mezi těmito dvěma krajními případy vztahy pro

a) vyzářování z hvězdy, tj. $0 \leq \vartheta \leq \frac{1}{2}\pi$,

$$I(\tau, \vartheta) = I_0(\vartheta) \exp[-(\tau_0 - \tau) \sec \vartheta] + \int_{\tau}^{\tau_0} S(\tau') \exp[-(\tau' - \tau) \sec \vartheta] d\tau' \sec \vartheta, \quad (3.19.3)$$

b) vyzářování do hvězdy, tj. $\frac{1}{2}\pi \leq \vartheta \leq \pi$,

$$I(\tau, \vartheta) = - \int_0^{\tau} S(\tau') \exp[(\tau' - \tau) \sec \vartheta] d\tau' \sec \vartheta. \quad (3.19.4)$$

Pro případ, kdy $\tau = 0$ a atmosféra je neprůhledná, tj. $\tau_0 = \infty$, plyne pro vyzářenou intenzitu

$$I(0, \vartheta) = \int_0^{\infty} S(\tau') \exp[-\tau' \sec \vartheta] d\tau' \sec \vartheta. \quad (3.19.5)$$

(Ve všech výše uvedených rovnicích je vynechán index v u veličin I_v , S_v a τ_v). Na Slunci je povrchová intenzita $I(0, \vartheta)$ měřitelná a lze zjistit její průběh s úhlem ϑ ($\vartheta = 0$ ve středu disku, $\vartheta = 90^\circ$ na okraji). Z toho možno odvodit závislost $S_v(\vartheta)$ na hloubce τ_v .

Pro případ, že $\vartheta = 0$, tj., kdy zorný paprsek je kolmý k povrchu hvězdy (nebo zářící plynné vrstvě) a S_v je velmi málo závislé na optické hloubce, platí

$$I_v = S_v \int_0^{\tau} \exp(-\tau') d\tau' = S_v [1 - \exp(-\tau_v)]. \quad (3.19.6)$$

Z toho plyne i důležité zjištění pro intenzitu opticky velmi tlusté zářící vrstvy, kdy $\tau_v = 1$, a proto $[1 - \exp(-\tau_v)] \sim 1$

$$I_v = S_v. \quad (3.19.7)$$

Naopak pro intenzitu opticky tenkého prostředí, kdy $\tau \ll 1$ a $[1 - \exp(-\tau_v)] \sim \tau_v$, lze nalézt, že

$$I_v = S_v \tau_v. \quad (3.19.8)$$

To znamená, že například velmi horký plyn září malou intenzitou, i když hodnota S_r je vysoká, jestliže τ_r je velmi malé.

Nejjednodušší teoretickou závislost v rozložení pozorované intenzity $I_r(0, \vartheta)$ na hvězdném (slunečním) disku demonstruje tzv. Eddingtonova-Barbierova příbližná metoda.

Funkci zdroje $S(\tau)$ lze rozvinout v řadu podle optické hloubky τ vzhledem k pevně zvolené hodnotě τ^*

$$S(\tau) = S(\tau^*) + (\tau - \tau^*) \left(\frac{dS}{d\tau} \right)_{\tau^*} + \frac{(\tau - \tau^*)^2}{2} \left(\frac{d^2S}{d\tau^2} \right)_{\tau^*} + \dots$$

(opět je vynechán symbol pro frekvenci ν). Dosazením tohoto rozvoje do rovnice (3.19.2) a s použitím analogie řešení integrálu typu

$$\int_0^\infty x^n e^{-x} dx = n!,$$

kde za x se dosadí $\tau \sec \vartheta$, dospěje se ke vztahu

$$I(0, \vartheta) = S(\tau^*) + (\cos \vartheta - \tau^*) \left(\frac{dS}{d\tau} \right)_{\tau^*} + \left(\cos^2 \vartheta - \tau^* \cos \vartheta + \frac{\tau^{*2}}{2} \right) \left(\frac{d^2S}{d\tau^2} \right)_{\tau^*} + \dots,$$

kde τ^* možno zvolit tak, aby $\tau^* = \cos \vartheta$. V tom případě je druhý člen v rozvoji roven nule a třetí člen má minimální hodnotu. Z toho plyne příbližné řešení pro rozdělení intenzity na disku

$$I(0, \vartheta) = S(\tau = \cos \vartheta). \quad (3.19.9)$$

To znamená, že ve středu disku povrchová intenzita odpovídá funkci zdroje v optické hloubce $\tau = 1$, kdežto na okraji jsou pozorovatelné povrchové vrstvy, pro které $\tau = 0$. Teplota s optickou hloubkou roste, a proto ve středu disku intenzita $I_r(0, 0) = S_r(\tau = 1)$ bude vždy největší.

3.20. Stav zářivé rovnováhy a rovnice kontinuity

Zářícím plynem – např. atmosférou hvězdy – prochází obecně všemi směry zářivá energie. Proto je možné předpokládat, že z každého elementárního objemu zářícího plynu bude vyzářeno tolik energie, kolik do něho vstoupí, a to vše v určitém konečném časovém intervalu. Ovšem v daném objemu nesmí být žádný zdroj energie. Tento případ, kdy absorpce a emise celkové zářivé energie jsou v rovnováze, nazývá se stav zářivé rovnováhy. Přenos energie z jednoho místa na druhé se děje pouze zářením a celkový tok integrovaný přes všechny frekvence

$$\pi F = \int_0^\infty \pi F_\nu d\nu$$

je nezávislý na geometrické a optické hloubce, tedy

$$\frac{d(\pi F)}{dh} = 0. \quad (3.20.1)$$

Rovnici přenosu záření možno napsat s použitím geometrické hloubky místo optické v tomto tvaru

$$\frac{d(\pi F)}{dh} = - \int_0^\infty \kappa_\nu \mathcal{J}_\nu d\nu + \int_0^\infty \kappa_\nu S_\nu d\nu = 0, \quad (3.20.2)$$

kde

$$\mathcal{J}_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_\Omega I_\nu d\omega, \quad S'_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_\Omega S_\nu d\omega. \quad (3.20.3)$$

Je to rovnice přenosu záření integrovaná přes všechny směry a všechny vlnové délky. \mathcal{J}_ν je intenzita integrovaná přes kouli obdobně jako funkce zdroje S'_ν . Avšak S_ν je nezávislá co do směru, a proto platí, že $S'_\nu = S_\nu$, neboť $\int d\omega/4\pi = 1$. Z toho pak dále plyne, že

$$\int_0^\infty \kappa_\nu \mathcal{J}_\nu(h) d\nu = \int_0^\infty \kappa_\nu S_\nu(h) d\nu. \quad (3.20.4)$$

Slovně vyjádřeno: pohlcená celková zářivá energie v jednotlivém objemu a za jednotku času se rovná celkové vyzářené energii z téhož objemu a za tentýž časový interval. Je to rovnice kontinuity záření, jejíž platnost se vztahuje na celkové záření, nikoli záření monochromatické (proto integrace přes všechny frekvence), neboť energie nemusí být vyzářena v téže frekvenci, v jaké je pohlcena. Ovšem chová-li se zářící element plynu jako černé těleso, pak toto omezení rovnice kontinuity není tak přísné.

3.21. Rozptyl a absorpce

Záření může být absorbováno různými mechanismy. Fotony procházející atmosférou hvězdy jsou nejen pohlcovány jednotlivými atomy, ale současně rozptylovány například volnými elektrony do různých směrů. Světlo procházející atmosférou planety je rozptylováno molekulami plynů v ovzduší či prachovými částicemi. Mezihvězdný plyn a prach způsobuje jak absorpci, tak i rozptyl světla vzdálených hvězd. Je proto vhodné rozlišovat při absorpčních dějích dva mechanismy: rozptyl a pravou absorpci. Termín pravá absorpce je někdy používán v úžejí vymezeném významu, než je mu přiznáván v následujícím textu, avšak rozdíl mezi rozptylem a absorpcí po stránce fyzikální je zcela jednoznačný.

Rozptyl je proces, při kterém foton zachovává v podstatě svou identitu před dopadem i po dopadu na částice. Dráhy fotonů i jejich energie (tedy i frekvence) se mohou změnit, ale vždy je zde přímá korelace mezi fotony, které na částici dopadnou a které jsou touto částicí rozptýleny do různých směrů. Rozptylem je i záření

v rezonančních čarách atomů, kdy světelné kvantum pohlcené atomem je opět v téže vlnové délce, tj. s toutéž energií vyzářeno. Rezonanční emisní čáry vznikají tehdy, jestliže elektron, který při absorpci kvanta záření $(h\nu)_A$ přechází na vyšší hladinu, nemá jinou možnost, než se vrátit na původní hladinu při vyzáření kvanta $(h\nu)_E = (h\nu)_A$ do libovolného směru.

Při pravé absorpci je foton pohlcen částicí a trvale nebo dočasně zmizí ze zářivého pole. Korelace mezi počtem pohlcených a vyzářených fotonů je pouze statistická. Emise při rozptylu závisí přímo na poli záření a schopnosti prostředí, kterým záření prochází, rozptylovat světlo. Pravá absorpce závisí na schopnosti prostředí měnit záření na jiné formy energie a naopak. Avšak i rozptyl způsobuje oslabení intenzity v původním směru záření a lze jej označit jako nepravou absorpci.

Bezprostředním důsledkem pravé absorpce je, že absorbováním kvant v absorbujiícím prostředí je udržován jistý obsah energie, a to alespoň v tom místě, ve kterém proces absorpce probíhá, tj. kde platí lokální termodynamická rovnováha. Celou situaci lze například chápat tak, že absorbované záření zahřívá plyn v jistém místě a udržuje se jistá lokální teplota T . Plyn vyzářuje ve frekvenci ν tak, že poměr vyzářené ϵ_ν a pohlcené energie κ_ν se rovná záření černého tělesa teploty T

$$\frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu(T). \quad (3.21.1)$$

Jako jiný krajní případ možno si představit absolutně černou částici, která pohlcuje monochromatické záření, zahřívá se (Jouleovo teplo) a vyzářuje spojité spektrum jako černé těleso.

Velmi často lze se setkat s tím, že částice – např. částice prachové – působí jak rozptyl, tak i absorpci. Energie, která na částice dopadne, je jen částečně rozptýlena, rozptýlené světlo prakticky nemění frekvenci, avšak část energie je absorbována, částice se otepluje až dosáhne rovnovážné teploty a sama září jako černé těleso v dlouhovlnném spektrálním oboru (infračervené záření). Měřením intenzity světla, které prošlo mračnem takových částic, však lze přímo zjistit souhrnný účinek rozptylu i absorpce, čili nalézt absorpční koeficient na jednotku hmoty

$$\kappa_\Sigma = \kappa_s + \kappa_a, \quad (3.21.2)$$

kde κ_s je absorpční koeficient závislý na rozptylu a κ_a na absorpci. Rozptyl je však zdrojem energie právě tak jako emise; platí tedy pro emisní koeficient

$$\epsilon_\Sigma = \epsilon_s + \epsilon_a, \quad (3.21.3)$$

kde ϵ_s je emisní koeficient závislý na rozptylu a ϵ_a na emisí pro danou frekvenci ν . Pro vydatnost či funkci zdroje v prostředí, které rozptyluje i absorbuje, platí vztah

$$S_{\Sigma, \nu} = \frac{\epsilon_s + \epsilon_a}{\kappa_s + \kappa_a} = \frac{1}{\kappa_\Sigma} (\kappa_s S_s + \kappa_a S_a), \quad (3.21.4)$$

kde

$$S_s = \frac{\epsilon_s}{\kappa_s}, \quad S_a = \frac{\epsilon_a}{\kappa_a}. \quad (3.21.5)$$

Je nutno pro úplnost poznamenat, že absorpční i emisní koeficienty na jednotku hmoty κ_{as}, κ_{os} a $\epsilon_{as}, \epsilon_s$ nelze přímo počítat pokud nejsou zvlášť určeny pro jednotku hmoty směsi částic, které absorbují a rozptylují, tedy například pro směs atomů a volných elektronů apod.

Energie, která je rozptýlena podél dráhy dl , je úměrná $\kappa_{s0} I_\nu dl$ a jestliže záření směřuje opět ve směru θ do prostorového úhlu $d\omega$, pak možno pro úbytek energie rozptylem (za jednotku času) nalézt pomocí vztahu mezi zářivou energií a intenzitou

$$dE_s = \kappa_{s0} I_\nu dl \cos \theta d\nu d\sigma d\omega. \quad (3.21.6)$$

Jestliže existuje jistá pravděpodobnost p , že foton změní rozptylem směr z θ na θ' , z φ na φ' a frekvenci z ν na $\nu + \Delta\nu$ (a bude vyzářen v intervalech $d\nu' \sim d\nu$ do prostorového úhlu $d\omega' \sim d\omega$), pak možno zavést fázovou funkci $P(\theta \rightarrow \theta', \varphi \rightarrow \varphi', \nu \rightarrow \nu')$, která je jistou mírou této pravděpodobnosti

$$p \sim \frac{1}{4\pi} P(\theta \rightarrow \theta', \varphi \rightarrow \varphi', \nu \rightarrow \nu') d\omega' d\nu'.$$

Intenzita násobena fázovou funkcí a integrovaná přes všechny úhly a frekvence dává energii dE'_s o frekvenci ν' rozptýlenou za jednotku času do úhlu $d\omega'$. Za předpokladu, že změna frekvence $\Delta\nu$ bude zanedbatelná ($\nu = \nu'$), platí vztah

$$dE'_s = \kappa_{s0} \cos \theta' dl d\nu d\sigma \frac{d\omega'}{4\pi} \int I_\nu(\theta, \varphi) P(\theta \rightarrow \theta', \varphi \rightarrow \varphi') d\omega. \quad (3.21.7)$$

Ze vztahu mezi dE'_s a emisním koeficientem plyne, že

$$dE'_s = \epsilon_{s0} d\sigma \cos \theta' dl d\nu d\omega', \quad (3.21.8)$$

a tedy

$$\epsilon_s = \frac{\kappa_s}{4\pi} \int_{\Omega} I_\nu(\theta, \varphi) P(\theta, \varphi) d\omega. \quad (3.21.9)$$

Z toho plyne přímo výraz pro funkci zdroje rozptylu

$$S_s = \frac{\epsilon_s}{\kappa_s} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} I_\nu(\theta, \varphi) P(\theta, \varphi) d\omega. \quad (3.21.10)$$

Obecně je $P(\theta, \varphi)$ funkcí fázového úhlu, tj. úhlu sevrženého původní drahou fotonu a směrem, do kterého byl rozptýlen. U izotropního rozptylu, kdy $P(\theta, \varphi) = 1$, lze snadno zjistit, že funkce zdroje rozptylu je rovna záření přicházejícímu ze všech směrů, neboť

$$S_s = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} I_\nu(\theta, \varphi) d\omega = \mathcal{J}_s. \quad (3.21.11)$$

Rovnost $S_s = \mathcal{J}_s$ je u rozptylu splněna pro monochromatické záření, tedy $S_\nu =$

$= \mathcal{J}_\nu$. Rovnice kontinuity záření (viz kapitola 3.20) obecně platí pouze pro celkové záření integrované přes všechny frekvence a jen při rozptylu platí i pro monochromatické záření.

Funkce zdroje pro prostředí, ve kterém jsou splněny podmínky termodynamické rovnováhy a izotropní rozptyl, jsou $S_a = B_\nu(T)$, $S_s = \mathcal{J}_\nu$. Z čehož plyne pro celkovou funkci zdroje $S_{S,r}$ pro monochromatické záření vztah

$$S_{S,r} = \frac{\kappa_a}{\kappa_a + \kappa_s} B_\nu(T) + \frac{\kappa_s}{\kappa_a + \kappa_s} \mathcal{J}_\nu. \quad (3.21.12)$$

3.22. Termodynamická rovnováha

S pojmem pravá absorpce je spjat i pojem termodynamické rovnováhy. Předpoklad termodynamické rovnováhy v určitém místě hvězdy, tj. místní nebo též lokální termodynamické rovnováhy, v mnohých případech zjednodušuje teoretické úvahy. Ideální model prostředí, ve kterém panuje termodynamická rovnováha, může představovat plyn v nádobě s dokonale izolujícími stěnami. Teplota T plynu i stěn nádoby je na všech místech stejná a s časem se nemění. Každý elementární objem v nádobě je v dokonalé tepelné rovnováze s kterýmkoliv jiným elementárním objemem. Je nepochybné, že každý elementární objem plynu absorbuje přesně tolik zářivé energie, kolik ji pohltí, platí vztah

$$\varepsilon_\nu = \kappa_\nu I_\nu, \quad (3.22.1)$$

kde κ_ν je absorpční koeficient v daném elementárním objemu, kterým prochází ze všech směrů záření o intenzitě I_ν a ze kterého je opět vyzářeno do všech směrů množství energie vyjádřené emisním koeficientem ε_ν (vše vztaheno na konečný časový interval).

Zářivé pole je izotropní, tj. v žádném směru tok energie nepřevládá. Za podmínky vyhovujících termodynamické rovnováze je intenzita záření dána Planckovou funkcí

$$I_\nu = B_\nu(T). \quad (3.22.2)$$

Z toho plyne, že

$$\varepsilon_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T). \quad (3.22.3)$$

Tento vztah vyjadřuje Kirchhoffovu větu:

Za podmínek tepelné rovnováhy platí, že poměr absorpčního a emisního koeficientu se rovná intenzitě záření a je pouze funkcí teploty, neboť

$$\frac{\kappa_\nu}{\varepsilon_\nu} = I_\nu = B_\nu(T). \quad (3.22.4)$$

Pro každý objem v plynném prostředí vyhovující výše uvedeným podmínkám se poměr $\kappa_\nu/\varepsilon_\nu$ rovná spektrální zářivosti absolutně černého tělesa vyjádřené Planckovou funkcí $B_\nu(T)$.

Podmínky pro termodynamickou rovnováhu platí ve hvězdách s dostatečnou přesností jen v relativně malých objemech. Hvězda jako celek není izolovaný systém. Z jejího povrchu do prostoru se neustále jistá energie vyzářuje a teplota není v každém místě hvězdy stejná právě tak, jako zářivé pole ve hvězdě není zcela izotropní. Proto ve hvězdách jsou vždy nutně určité odchylky od termodynamické rovnováhy. V nitru hvězd jsou tyto odchylky téměř zanedbatelné. Naopak ve hvězdných atmosférách, sluneční koruně, mlhovinách apod. nejsou podmínky pro termodynamickou rovnováhu splněny.

3.23. Absorpce, emise vynucená a spontánní

Absorpce a emise se v astrofyzikálních úlohách většinou omezuje na děje, které probíhají v atomu či molekule při pohlcení či vyzáření kvanta o energii $E = h\nu$. Běžně lze označit tyto děje jako přechody elektronů mezi různými hladinami energie nebo – což je totéž – atomů (či molekul) mezi různými stavy (excitace, ionizace). Přechody mohou být:

1. vázaně-vázané, tj. přechod elektronů mezi hladinami uvnitř atomu,
2. vázaně-volné, ionizace – uvolnění elektronu,
3. volně-vázané, zachycení volných elektronů atomy,
4. volně-volné, volný elektron změní v blízkosti iontu energii.

Pro absorpci záření v atomech nebo molekulách platí za určitých okolností tytéž úvahy, které obecně platí o rozptylu nebo pravé absorpci. O tom, zda jde o rozptyl nebo pravou absorpci rozhoduje mechanismus zpětného vyzáření pohlcené energie. Například vázaně-volné, volně-vázané jakož i volně-volné přechody elektronů se uplatní při pravé absorpci. Energie, která byla atomem pohlcena a vedla k jeho ionizaci, je částečně obsažena v kinetické energii uvolněného elektronu. Při volných nebo volně-vázaných přechodech tohoto elektronu se energie postupně opět vyzáří.

Opětné vyzáření – reemise – pohlcené kvanta bez změny jeho energie, tj. v téže frekvenci, s jakou záření bylo pohlceno, je typický rozptyl a je podmíněn vázaně-vázaným přechodem elektronu mezi stejným párem hladin jak při absorpci, tak při reemisi.

Energie vyzářených fotonů může být statisticky rozdělena kolem původní energie. Tak například v plynu je absorbováno světlo zcela přesné frekvence, avšak rozptylem je vyzářeno světlo, jehož frekvence je jakoby rozmazaná v důsledku tepelného pohybu zářících atomů (Dopplerův jev). V takovém případě se mluví o nekoherentním rozptylu.

V atomech a molekulách mohou ovšem nastat přechody, kdy při absorpci je pohlcena poměrně vysoká energie, avšak je zpět vyzářována postupně v menších kvantech s menší energií. Například dojde k excitaci atomu do vysokých hladin, ale elektron se nevrátí na původní základní hladinu, nýbrž postupně přechází

z vyšších energetických hladin na nižší. Při absorpci je např. pohlcováno krátkovlnné záření, avšak při reemisi je vyzářeno viditelné světlo ve spektrálních čarách nebo pásech. V tomto případě jde o fluorescenci. Fluorescence připomíná do jisté míry pravou absorpci, avšak může probíhat v podmínkách, které zdaleka nespĺňují předpoklady termodynamické rovnováhy.

Je zřejmé, že vázaně-vázané přechody vyvolají absorpci či emisi na zcela přesně vymezených frekvencích (spektrální čáry). Ostatní se projeví emisi či absorpcí v jistém rozsahu spojitého spektra.

Přechody, které se uplatňují při absorpci či emisi záření se z tohoto hlediska dělí na:

1. přechody spontánní s vyšších hladin na nižší – spontánní emise,
2. přechody vynucené s vyšších hladin na nižší – vynucené emise,
3. přechody s nižších hladin na vyšší – absorpce.

Pro jednoduchost výkladu lze použít příkladu s dvěma hladinami energií, nižší 1 a vyšší 2. Počet fotonů vyzářených (nebo pohlcených) v intervalu frekvence $d\nu$ a v prostorovém úhlu $d\omega$ je dán pro jednotlivé děje vztahy

$$\left. \begin{aligned} N_{sp} d\nu d\omega &= A_{21} N_2 \frac{d\nu d\omega}{4\pi} && \text{– spontánní emise,} \\ N_v d\nu d\omega &= B_{21} N_2 I_\nu \frac{d\nu d\omega}{4\pi} && \text{– vynucená emise,} \\ N_{ab} d\nu d\omega &= B_{12} N_1 I_\nu \frac{d\nu d\omega}{4\pi} && \text{– absorpce.} \end{aligned} \right\} (3.23.1)$$

Konstanty A_{21} , B_{21} a B_{12} vyjadřují pravděpodobnost, že se tento děj stane bez ohledu na fyzikální podmínky, které panují v daném prostředí. Tyto konstanty se též nazývají *Einsteinovy koeficienty*.

N_1 je počet atomů v hladině nižší a N_2 v hladině vyšší. Je jasné, že emise, která je vyvolána některými z těchto dějů, bude úměrná $h\nu N_{sp}$ a $h\nu N_v$. Válec o základně $d\sigma$ a o délce dl , tedy o objemu $dV = d\sigma dl \cos \vartheta$, známý z předchozí diskuse, bude emitovat energii

$$dE_\nu = \epsilon'_a \varrho dV d\nu d\omega.$$

Známy vztah mezi energií a intenzitou vede k výrazu pro emisní koeficient

$$\epsilon'_a \varrho = \frac{h\nu}{4\pi} N_2 (A_{21} + B_{21} I_\nu). \quad (3.23.2)$$

Analogicky lze obdržet výraz pro absorpční koeficient

$$\epsilon'_a \varrho = \frac{h\nu}{4\pi} N_1 B_{12}. \quad (3.23.3)$$

Použitím těchto výrazů, rovnice pro přenos záření má tvar

$$\frac{dI_\nu}{dl} = \frac{h\nu}{4\pi} [N_2 A_{21} - (N_1 B_{12} - N_2 B_{21}) I_\nu]. \quad (3.23.4)$$

Po zavedení optické hloubky

$$d\tau = \frac{h\nu}{4\pi} (N_1 B_{12} - N_2 B_{21}) dl \quad (3.23.5)$$

možno psát

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = \frac{N_2 A_{21}}{N_1 B_{12} - N_2 B_{21}} I_\nu, \quad (3.23.6)$$

neboť vydatnost či funkce zdroje v tomto případě je

$$S_a = \frac{N_2 A_{21}}{N_1 B_{12} - N_2 B_{21}} = \frac{\epsilon'_a}{\epsilon'_a}, \quad (3.23.7)$$

Jak patrně, $(N_1 B_{12} - N_2 B_{21})$ je vlastně úměrné efektivní absorpci materiálu, který současně emituje v důsledku vynucené emise. Počet absorbujících atomů $N_1 B_{12}$ je snížen o počet $N_2 B_{21}$, který vystupuje formálně jako negativní absorpce. Efektivní absorpční koeficient ϵ'_a je tedy

$$\epsilon'_a = \frac{h\nu}{4\pi} (N_1 B_{12} - N_2 B_{21}). \quad (3.23.8)$$

Jestliže však je vynucená emise takto zahrnuta do absorpčního koeficientu, pak je nutno korigovat i výraz pro emisi

$$\epsilon'_a = \frac{h\nu}{4\pi} N_2 A_{21}, \quad (3.23.9)$$

která v tomto pojetí závisí pouze na spontánní emisi.

Význam konstant A_{21} , B_{21} a B_{12} vyplyne zcela jednoznačně z následující úvahy, ve které se předpokládá tepelná rovnováha ve studovaném prostředí. V tom případě platí, že

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = 0. \quad (3.23.10)$$

Jednoduchou úpravou výrazů pro vydatnost se dospěje k rovnosti mezi funkcí zdroje a Planckovou funkcí

$$\frac{\frac{N_2 A_{21}}{N_2 B_{21}}}{\frac{N_1 B_{12} - N_2 B_{21}}{N_2 B_{21}}} = \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} [\exp(h\nu/kT) - 1] \quad (3.23.11)$$

Obsazení hladin 1 a 2 je dáno Boltzmannovou rovnicí (viz další kapitolu)

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp(-\chi_{12}/kT).$$

Z toho též plyne

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{2h\nu^3}{c^2}, \quad \frac{B_{12}}{B_{21}} = \frac{g_2}{g_1}. \quad (3.23.12)$$

Jak je uvedeno v dalším odstavci o Boltzmannově rovnici, g_1 a g_2 jsou statistické

váhy pro obsazení příslušných hladin. Z toho je též patrný význam konstant B_{12} a B_{21} jako i vztah pro vydatnost

$$S_a = \frac{2hr^3}{c^2} \frac{g_2 N_1}{g_1 N_2 - 1} \quad (3.23.13)$$

Podobně lze nalézt pro absorpční koeficient

$$\kappa_{aQ} = \frac{hr}{4\pi} \left(1 - \frac{g_1 N_2}{g_2 N_1}\right) N_1 B_{21} \quad (3.23.14)$$

Zavedením náboje e a hmoty m elektronu, rychlosti světla a vztahu mezi h a těmito veličinami plyne pro absorpční koeficient běžněji užívaný vztah

$$\kappa_{aQ} = \frac{\pi e^2}{mc} \left(1 - \frac{g_1 N_2}{g_2 N_1}\right) N_1 f_{12} \quad (3.23.15)$$

kde f_{12} je síla oscilátoru pro přechody z hladiny 1 na hladinu 2

$$f_{12} = \frac{h\nu mc}{4\pi^2 e^2} B_{12} \quad (3.23.16)$$

3.24. Boltzmannova rovnice

Jestliže je dosaženo v určitém místě hvězdy rovnováhy, pak počet atomů N_i v určitém stavu s obsazením určitých hladin (jakož i počet volných elektronů) je konstantní $dN_i/dt = 0$. Je dosaženo termodynamické rovnováhy (resp. místní termodynamické rovnováhy) a pro poměr počtu atomů v jednotkovém objemu v různých stavech N_a a N_b platí Boltzmannova rovnice

$$\frac{N_a}{N_b} = \frac{g_a}{g_b} \exp(-\chi_{ab}/kT), \quad (3.24.1)$$

kde g_a, g_b jsou statistické váhy pro obsazení hladin a, b , χ_{ab} energetický rozdíl obou hladin, k Boltzmannova konstanta a T teplota. Možno tak zjistit poměr počtu atomů v základním stavu k počtu atomů excitovaných na vyšší hladině. Počet všech atomů (v jednotkovém objemu) je $N = N_1 + N_2 + N_3 \dots$ a platí, že

$$\frac{N_1}{N} = g_1/u(T),$$

kde $u(T)$ je partiční funkce, což je

$$u(T) = \sum g_i \exp(-\chi_i/kT), \quad (3.24.2)$$

tedy součet statistických vah násobených $\exp(-\chi_i/kT)$ s příslušným excitačním potenciálem χ_i . Platí tedy, že

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{u(T)} \exp(-\chi_i/kT). \quad (3.24.3)$$

Součet statistických vah je omezen shora, aby $u(T) < \infty$. V literatuře většinou najdeme Boltzmannovu rovnici v logaritmickém tvaru. Jestliže χ je vyjádřeno v elektronvoltech ($1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, $k = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$), pak

$$-\frac{\chi}{kT} \log e = -\frac{5040}{T} \chi,$$

a Boltzmannova rovnice tedy dostává tvar běžný v astrofyzikální literatuře

$$\log \frac{N_b}{N_a} = -\frac{5040}{T} \chi_{ab} + \log \frac{g_b}{g_a},$$

resp.

$$\log \frac{N_i}{N} = -\frac{5040}{T} \chi_i + \log \frac{g_i}{u(T)}, \quad (3.24.4)$$

hodnoty $u(T)$ jsou tabelovány.

Hodnota statistické váhy u vodíku $g = 2n^2$, kde n je číslo hladiny. U ostatních prvků $g = 2j + 1$, kde j je celkový moment hybnosti (moment impulsu) atomu. Jako příklad lze uvést poměr N_2/N_1 pro vodík ve sluneční atmosféře za předpokladu

$$T = 5000 \text{ K}, \quad \chi_{1,2} = 10,2 \text{ eV}, \quad n = 2.$$

V tom případě $5040/T \doteq 1$, $g_2/g_1 = 2^2 = 4$,

tedy

$$\log \frac{N_2}{N_1} = -10,2 + 0,6 = -9,8.$$

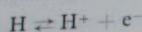
Na téměř 10 miliard vodíkových atomů ve sluneční atmosféře připadá jeden, který má obsazenou druhou hladinu.

3.25. Sahova rovnice

Jestliže atom pohltí kvantum, jehož energie se rovná nebo převyšuje energii nutnou k uvolnění elektronu, který je v jisté hladině, nastává ionizace. Energie převyšující ionizační energii je kinetická energie uvolněného elektronu. Ta není kvantována a může nabýt jakoukoli hodnotu. Jde o vázaně-volný přechod elektronů, který je provázen spojitou absorpcí pozorovatelnou ve spektru za vlnovou délkou (počítáno směrem ke kratším vlnovým délkám) odpovídající přechodu s energetickým rozdílem $\chi_\infty - \chi_i$, kde χ_i je energie odpovídající hladině, na které se předtím elektron nacházel, a χ_∞ ionizační energie nutná k uvolnění ze základní hladiny. Jako příklad lze uvést Balmerovo spojité spektrum pro vodík. Balmerova série čar vzniká přechodem z hladiny druhé na vyšší (při absorpci – při emisi je to přechod z vyšších hladin na druhou a v takovém případě jde o přechod volně-vázaný). Excitační potenciál z první hladiny na druhou $\chi_{1,2} = 10,2 \text{ eV}$, ionizační potenciál vodíku $\chi_\infty = 13,6 \text{ eV}$, tedy $\chi_\infty - \chi_{1,2} = 3,4 \text{ eV}$. Tato energie odpovídá vlnové délce $\lambda_\infty = 1240/3,4 = 365 \text{ nm}$.

Za touto vlnovou délkou (hranou Balmerovy série) je možno pozorovat spojitou absorpci vodíku (pokud ovšem absorbující plynné prostředí obsahuje dostatek atomů s obsazenou druhou hladinou). Ve spektru se to projeví náhlým poklesem spojitého záření, který se nazývá Balmerův skok. (Počet stupňů ionizace je označen římskými číslicemi, ovšem pozor: neutrální stav se označuje I, tedy neutrální vodík $H = H I$, ionizovaný $H^+ = H II$; jedenadvacetkrát ionizované železo = $Fe XXII$).

Jelikož v atmosféře hvězdy je téměř vždy alespoň část plynu ionizována, nutno vzít v úvahu, že zde nastávají děje, kterých se účastní volné elektrony. Volné elektrony mohou být ionizovanými atomy opět zachyceny a nastává rekombinace ionizovaných atomů, úplná nebo částečná. Ovšem opět platí pro rovnovážný stav, že počet případů ionizací za jednotku času se rovná počtu rekombinací, tedy, že například děj pro čisté vodíkovou atmosféru



musí být v rovnováze. Je tedy zřejmé, že počet ionizovaných atomů v jednotkovém objemu závisí nejenom na teplotě, ale i na počtu srážek atomů s volnými elektrony, tedy na elektronovém tlaku P_e . Na základě toho odvodil Saha pro poměr počtu atomů N_r v určitém ionizovaném stavu r k počtu atomů ve vyšším stavu $r+1$ vztah

$$\frac{N_{r+1}}{N_r} P_e = 2 \frac{u_{r+1}(2\pi m)^{3/2}}{u_r h^3} (kT)^{5/2} \exp(-\chi_r/kT), \quad (3.25.1)$$

kde χ_r je ionizační potenciál atomů v r stavu, k Boltzmannova konstanta, h Planckova konstanta, m hmotnost elektronu a u_r , resp. u_{r+1} partiční funkce atomů r a $r+1$ ionizovaných a P_e elektronový tlak. Logaritmický tvar Sahovy rovnice je

$$\log \frac{N_{r+1}}{N_r} = \log \frac{2u_{r+1}}{u_r} + \frac{5}{2} \log T - \frac{5040}{T} \chi_{r+1} - \log P_e - 1,48, \quad (3.25.2)$$

kde χ_{r+1} je vyjádřeno v elektronvoltech, P_e je elektronový tlak [Pa].

Jak lze očekávat, teplota ionizaci zvyšuje, kdežto elektronový tlak naopak snižuje. V řídkém prostředí bude tedy při stejné teplotě více atomů ve vyšších ionizačních stavech než ve hvězdě s hustou atmosférou.

Tlak plynu a volných elektronů je určen teplotou a celkovým počtem částic. Jestliže počet volných elektronů je N_e , pak pro elektronový tlak je

$$P_e = N_e kT, \quad (3.25.3)$$

současně však tlak plynu P_g je dán celkovým počtem částic, tj. všech atomů N a volných elektronů N_e , tedy

$$P_g = (N_e + N) kT \quad (3.25.4)$$

a pro poměr tlaků platí

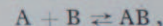
$$\frac{P_g}{P_e} = 1 + \frac{N}{N_e}. \quad (3.25.5)$$

V atmosféře hvězdy je vodík vždy dominující prvek, a tudíž jestliže je teplota dostatečně vysoká, pak $N = N_e$ a $P_g/P_e = 2$. U chladných hvězd, kde vodík je téměř všude v neutrálním stavu, je elektronový tlak dán pouze teplotou a množstvím snadno ionizovatelných prvků (především kovů).

Je tedy zřejmé, že elektronový tlak rychle klesá s klesající teplotou a od určité teploty (směrem k teplotám nižším) se bude měnit jen pomalu. V atmosférách hvězd s teplotou nad 10 000 K je elektronový tlak poměrně velký. Počínaje teplotou 10 000 K směrem k teplotám nižším se mění v mezích od 20 Pa do 2 Pa. Proto v prvním přiblížení užívá se většinou hodnot $P_e \approx 10$ Pa.

Relativní zastoupení těžších prvků v atmosférách hvězd je oproti vodíku a heliu nízké, a proto je vhodné při výpočtu poměru počtu ionizovaných atomů k neutrálním atomům počítat tak, že se vytvoří čtyři skupiny prvků podle ionizačního potenciálu. V prvé je helium, v druhé vodík, třetí a čtvrtou tvoří ostatní hojněji zastoupené prvky s přibližně stejným ionizačním potenciálem (viz tabulka 3.6).

Nutno poznamenat, že Sahova rovnice platí analogicky s jistou obměnou i pro rovnovážný stav molekul v nějakém prostředí, kde může vlivem teploty docházet mezi prvky A a B k reakcím typu



kdy AB je molekula složena z atomů A a B . Za rovnovážného stavu platí pro parciální tlaky atomů P_a a P_b a molekuly P_{ab} poměr

$$\frac{P_a P_b}{P_{ab}} = u \frac{(2\pi M)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} \exp(-D/kT), \quad (3.25.6)$$

kde u je veličina analogická partiční funkci, M je redukovaná hmotnost molekuly

$$M = \frac{m_a m_b}{m_a + m_b},$$

kde m_a a m_b je hmotnost příslušných atomů, D je disociační energie a kT má stejný význam jako v předchozích rovnicích.

Tabulka 3.6

Relativní počet iontů N^+ a poměr tlaku plynu k elektronovému tlaku. Pro teploty $T = 12\,600$ a $6\,300$ K (podle Allera)

Skupina prvků	Ion. potenciál (eV)	N/N_{II}	N^+/N	
			12 600	6 300
1 He	24,5	0,2	0,04	0
2 H	13,5	1,0	1,0	0,00016
3 Fe, Si, Mg, Ni	7,9	$4 \cdot 10^{-5}$	1,0	0,84
4 Al, Ca, Na	5,8	$1 \cdot 10^{-6}$	1,0	1,0
tlak plynu			2,2	2 300
tlak volných elektronů				

3.26. Spojité a nespojité spektrum hvězd

Přibližné vztahy mezi intenzitou $I(0, \theta)$ a funkcí zdroje S_ν za předpokladu místní (lokální) termodynamické rovnováhy, kdy $S_\nu = B_\nu(T)$, vedou ke vztahu

$$I_\nu(0, \theta) \sim B_\nu(T) \tau \cos \theta. \quad (3.26.1)$$

Intenzita na povrchu zářící hvězdy je úměrná záření černého tělesa o teplotě T v optické hloubce $\tau = \cos \theta$. Z toho je ihned patrné, že stoupá-li teplota s optickou hloubkou, je intenzita největší ve středu disku.

Obecně platí pro střední intenzitu $\bar{I} = F_\nu$ na povrchu hvězdy

$$F_\nu(0) = \bar{I}_\nu(0) = B_\nu(T) \tau^{-2/3}. \quad (3.26.2)$$

Střední intenzita hvězdy odpovídá záření černého tělesa pro teplotu T v optické hloubce $\tau = \frac{2}{3}$. (Podle toho $\bar{I}_\nu(0)$ odpovídá intenzitě $I_\nu(0, \theta)$ pro úhel $\theta = 48^\circ, 2'$, neboť $\cos 48^\circ, 2' = \frac{2}{3}$). Teplota je především funkcí geometrické hloubky h , se kterou je optická hloubka vázána vztahem

$$\tau_\nu = \int_{-\infty}^h \kappa_\nu(h) dh. \quad (3.26.3)$$

Čím je vyšší τ_ν , tím menší je geometrická hloubka, ze které $\bar{I}_\nu(0)$ vychází. Pokud pro určitý interval frekvencí bude absorpční koeficient stejný, nebo se bude měnit s frekvencí spojitě, bude spektrální rozdělení vyzařované energie též spojitě a bude odpovídat záření černého tělesa o teplotě T v jisté geometrické hloubce. Avšak jakýkoli nespojitý průběh κ_ν v závislosti na frekvenci se projeví buď skokem ve spojitěm spektru, nebo spektrální čarou. Jestliže se například zvětší u jisté frekvence ν , pak geometrická hloubka, a tím také teplota T pro dané $\tau = \cos \theta$ (nebo $\tau = \frac{2}{3}$), bude nižší než pro okolí frekvence ν . S tím souvisí skutečnost, že spektrum spojitěho záření hvězd není zcela hladké. Tak například za hranou Balmerovy série vodíku směrem ke kratším vlnovým délkám vzniká tzv. Balmerův skok spojitěho spektra. V důsledku vázaně-volných přechodů elektronů z druhé hladiny se zvyší absorpční koeficient vodíkové atmosféry za hranou Balmerovy série, a proto se v této oblasti intenzita skokem sníží. Obdobná situace nastává při vzniku absorpčních čar.

Teorie vzniku absorpčních čar ve spektrech hvězd se rozpadá na dva problémy, které možno rozdělit na teorii čárového absorpčního koeficientu tak, jak by byla popsána kvantovou fyzikou, a na teorii přenosu záření v čáře.

Teorie absorpčního koeficientu v čáře není zde blíže diskutována. Snadno pochopitelná je však otázka přenosu záření v čarách. V nejjednodušším případě je možno opět předpokládat, že s dostatečnou přesností platí podmínky místní (lokální) termodynamické rovnováhy i pro absorpci a emisi v dané čáře. Proto intenzita I_ν lze nahradit výrazem pro záření černého tělesa $B_\nu(T)$. Totéž platí

i o funkci zdroje S_ν , tedy $S_\nu = B_\nu(T)$. Povrchová intenzita $I_\nu(0, \theta)$ pro čáru o frekvenci ν je dána upravenou rovnicí

$$I_\nu(0, \theta) = \int_0^\infty B_\nu(T(\tau)) \exp(-\tau_\nu \sec \theta) d\tau_\nu \sec \theta, \quad (3.26.4)$$

kde $T(\tau)$ znamená teplotu pro optickou hloubku τ_ν .

V okolním spojitěm záření je intenzita I_S

$$I_S(0, \theta) = \int_0^\infty B_S(T) \exp(-\tau \sec \theta) d\tau \sec \theta, \quad (3.26.5)$$

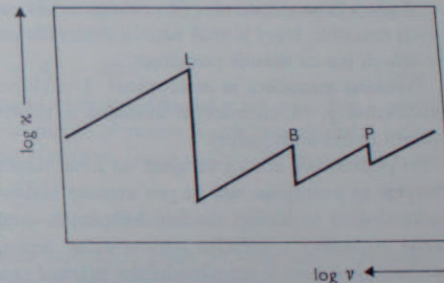
kde $(T)_S$ je teplota pro optickou hloubku τ ve spojitěm záření. Optická hloubka v čáře je dána součtem absorpčního koeficientu v čáře κ_ν a koeficientu κ spojitěho záření v okolí ν

$$\tau_\nu = \int_{-\infty}^h (\kappa_\nu + \kappa) dh.$$

Z toho plyne, že

$$\frac{d\tau_\nu}{d\tau} = \frac{\kappa_\nu + \kappa}{\kappa}. \quad (3.26.6)$$

Absorbující prostředí je tedy opticky tlustší pro čáru než pro okolní spojitě záření, a proto $B_S(T)_S > B_\nu(T(\tau))$, a tedy $I_S(0, \theta) > I_\nu(0, \theta)$ a na pozadí spojitěho záření se objeví tmavá čára.



Obr. 3.16. Závislost spojitěho absorpčního koeficientu na frekvenci ve vodíkové atmosféře. Vázaně-volné přechody se projeví vzrůstem absorpčního koeficientu na hranách jednotlivých sérií. Vliv negativního iontu vodíku není ve schématu vyznačen.

Absorpce v čarách nemusí ovšem vždy probíhat za podmínek blízkých termodynamické rovnováze, a proto výše naznačené vysvětlení vzniku čar je pouze hrubým přiblížením mnohdy dosti komplikované úlohy.

Klasický způsob jednoduchého přístupu k problému spojitě absorpce ve hvězdných atmosférách vedl k pojmu tzv. šedé atmosféry. Vlastností takové atmosféry je to, že koeficient spojitě absorpce je nezávislý na frekvenci (Rosselandův koeficient opacity), to znamená, že míra pravé absorpce i rozptylu je ve všech ν stejná. V oblasti viditelného záření model šedé atmosféry poměrně dobře vyhovuje. Ostatně některé úvahy vedoucí ke vztahům (3.26.1), (3.26.2) jsou založeny na předpokladu, že absorpční koeficient κ je nezávislý na frekvenci. Ve skutečnosti

průběh spojitěho absorpčního koeficientu závisí na spojitě absorpci vodíku, helia a v menší míře i kovů. V atmosféře Slunce je spojitá absorpce vodíku dominantní. Vázaně-volné přechody z jednotlivých hladin se projeví náhlými skoky ve spojitěho absorpčním koeficientu na hranách jednotlivých sérií. Za hranou Balmerovy série κ prudce stoupá se zvyšujícím se ν a za hranou Lymanovy série je 10krát vyšší než v oblasti viditelného spektra. V infračervené oblasti spojitý absorpční koeficient ovlivňují vázaně-volné a volně-volné přechody v negativním iontu vodíku. Z toho je patrné, že předpoklad šedé atmosféry je velmi vzdálen skutečnosti a pro podrobný rozbor hvězdné atmosféry není použitelný.

Tlak plynu P ve hvězdné atmosféře, teplota $T(\tau)$, absorpční koeficient a gravitační zrychlení g na povrchu hvězdy jsou vzájemně vázány vztahem plynoucím z barometrické formule $dP/dh = g\rho$, kde h je geometrická hloubka, ρ hustota. Dále platí, že $\kappa dh = d\tau$, a proto nepochybně také platí

$$\frac{dP}{d\tau} = \frac{g\rho}{\kappa} \quad (3.26.7)$$

Hmotnost a poloměr hvězdy určují zrychlení g . Ze stavové rovnice plyne $\rho(P, T)$ a teplota je funkcí τ , tedy $T(\tau)$. Za předpokladu hodnoty κ lze numericky integrovat rovnici $dP/d\tau$. Proto gravitační zrychlení je důležitou veličinou pro studium hvězdných atmosfér.

Z předešlého výkladu lze již pochopit i základní princip řešení problému hvězdných atmosfér, který je však natolik složitý, že přesahuje rámec této knihy a nutno se omezit jen na několik poznámek.

Hvězdná atmosféra je definována: 1. efektivní teplotou T_{ef} . 2. gravitačním zrychlením g . 3. chemickým složením, tj. relativním zastoupením prvků určující opacitu hvězdné atmosféry.

Při podrobném studiu vstupují do úvah rotace hvězdy, magnetické pole apod. Obvykle se postupuje tak, že pro zvolené hodnoty T_{ef} , g a předpokládané chemické složení se hledají modely hvězdných atmosfér, tj. výpočtem se modeluje stavba atmosféry s určitým rozvrstvením teploty a tlaku s geometrickou resp. optickou hloubkou. V nejjednodušším případě postačí řešit dvě rovnice: a) rovnici popisující přenos energie, tj. určující rozvrstvení teploty. b) hydrostatickou rovnici popisující průběh tlaku s optickou hloubkou. Vypočtené modely se srovnávají s reálnými hvězdami, tj. hledá se T_{ef} , g a chemické složení pro hvězdu u které měřením je zjištěno rozdělení energie ve spojitěm spektru a změřeny profily a intenzity spektrálních čar.

Klasický oscilátor a čárový absorpční koeficient

Absorpční koeficient κ_ν v rovnicích pro přenos záření vystupuje jako obecná funkce frekvence ν a optické hloubky. V podstatě však závisí na chemických vlastnostech hvězdné látky, na teplotě a tlaku. Proto je důležitým pojátkem mezi intenzitou záření v dané frekvenci a fyzikálními vlastnostmi toho prostředí, odkud záření přichází. Význam absorpčního koeficientu κ_ν lze odvodit z modelu atomu jako klasického oscilátoru. Je založen na řešení známých Maxwellových rovnic pro rovinnou vlnu. V následujícím výkladu je postup pouze naznačen a čtenář méně znalý teorie pole se jistě spokojí pouze s hlavními výsledky.

Nechť v nějakém prostředí o konečné vodivosti prochází elektromagnetické vlnění o frekvenci ν ve směru x ; závislost amplitudy $A(x, t)$ bude vyjádřena vztahem

$$A^2(x, t) = A_0^2 \exp\left(i\omega t - i\omega \frac{n}{c} x\right), \quad (3.27.1)$$

kde $\omega = 2\pi\nu$, t je čas a n je komplexní index lomu daného prostředí

$$n = n_{\text{RE}} - ik, \quad (3.27.2)$$

kde n_{RE} je reálná část indexu lomu. Na imaginární části ik závisí útlum amplitudy vlny, a tudíž i úbytek intenzity se vzdáleností x

$$I(x) \equiv |A|^2 = A_0^2 e^{-2kx}, \quad (3.27.3)$$

jestliže $\kappa = \kappa_\nu = 2k\omega/c$ je absorpční koeficient. Obecně je jak n_{RE} , tak k závislé na frekvenci ν . Vyzařující látku je možno přirovnat k velkému množství harmonických oscilátorů naladěných na frekvenci $\nu_0 = \omega_0/2\pi$. Tyto oscilátory jsou v poli rovinné elektromagnetické vlny

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t).$$

Každý oscilátor se skládá ze dvou hmotných bodů ve vzájemné vzdálenosti r s hmotnostmi m a m_e (= hmotnost elektronu) a nábojem $+e$ (iont) a $-e$ (elektron). Pohybová rovnice pro takový oscilátor má tvar

$$m_e \ddot{\mathbf{r}} = m_e \omega_0^2 \mathbf{r} - m_e \gamma \dot{\mathbf{r}} + e\mathbf{E}, \quad (3.27.4)$$

kde γ je konstanta útlumu a člen $m_e \gamma \dot{\mathbf{r}}$ udává, do jaké míry je oscilátor tlumen v důsledku vyzařování. Řešení pro $\mathbf{r}(t)$ jako funkci času t vede ke vztahu

$$\mathbf{r}(t) = \frac{e}{m_e \omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \mathbf{E}(t). \quad (3.27.5)$$

S použitím výrazu pro dipólový moment oscilátoru $\mathbf{p} = e\mathbf{r}$ a výrazu

$$\kappa = \frac{e\mathbf{r}}{E} = \frac{\mathbf{p}}{E},$$

což je polarizabilita oscilátoru, lze dospět k známému výrazu pro čtverec indexu lomu

$$\epsilon = n^2 = 1 + 4\pi N\alpha, \quad (3.27.6)$$

kde N je počet oscilátorů (atomů) na jednotkový objem. Jelikož

$$\epsilon = n^2 = n_{\text{RE}}^2 - k^2 - i 2n_{\text{RE}}k,$$

vyplývá vztah pro imaginární část indexu lomu

$$2n_{\text{RE}}k = \frac{e^2}{\pi m_e} \frac{\nu(\gamma/2\pi)}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2(\gamma/2\pi)^2}. \quad (3.27.7)$$

V konkrétních případech, kdy jde o plyn složený z jednotlivých molekul či atomů, je $n_{\text{RE}} \sim 1$ a $k \ll 1$ a platí

$$\epsilon = n_{\text{RE}}^2 - i 2k.$$

V těsném okolí frekvence ν_0 možno použít vztahu

$$\nu_0^2 - \nu^2 \sim 2\nu(\nu_0 - \nu)$$

a s použitím vztahu pro absorpční koeficient $\kappa_\nu = 2k\omega/c$ možno psát

$$\kappa_\nu = \frac{e^2}{m_e c} \frac{\gamma/4\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2} N. \quad (3.27.8)$$

Frekvence ν_0 představuje rezonanční, tj. vlastní frekvenci oscilátorů, kdežto ν frekvenci vynucenou.

Absorpční koeficient κ_ν má zde význam čárového absorpčního koeficientu, tj. ve frekvenci ν_0 má maximum, směrem k větším a menším frekvencím klesá. Konstanta útlumu charakterizuje průběh κ_ν v závislosti na frekvenci. Má polo-
vičnou hodnotu ve vzdálenosti $\nu - \nu_0 = \pm\gamma/4\pi$ od středu čáry. Integrál

$$\int_0^\infty \kappa_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} N \quad (3.27.9)$$

je nezávislý na hodnotě γ a celková intenzita, absorbovaná v dané čáře, je úměrná pouze počtu absorbujících oscilátorů (tj. atomů) N .

Pro úplnost je třeba dodat – bez bližšího odvozování – že z teorie klasického oscilátoru plynou některé důležité vztahy pro rozptyl.

a) Podle klasické teorie energie vyzařujícího oscilátoru ubývá s časem t podle funkce $\exp(-\gamma t)$ a pro model atomového oscilátoru platí pro koeficient přirozeného útlumu vztah

$$\gamma\nu = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{3m_e c^3} \sim \nu^2. \quad (3.27.10)$$

b) Elektromagnetické záření je rozptylováno, pokud má frekvenci $\nu \gg \nu_0$ nebo $\nu \ll \nu_0$.

Pro rozptyl na volných elektronech ($\nu \gg \nu_0$) lze odvodit vztah pro Thomsonův

rozptyl, resp. Thomsonův koeficient rozptylu

$$\sigma_e = \frac{2k\omega}{c} = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4} N_e = 6,65 \cdot 10^{-25} N_e, \quad (3.27.11)$$

kde N_e je počet volných elektronů na cm^3 .

Rozptyl na volných elektronech je nezávislý na frekvenci. Rozptyl je téměř izotropní a fázová funkce $P(\Phi)$ je dána vztahem

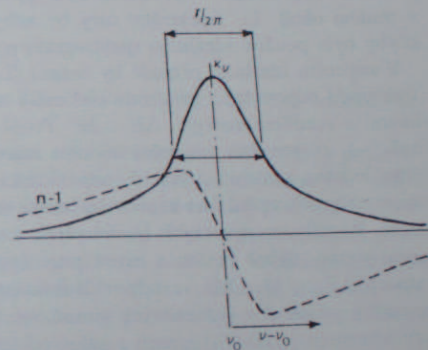
$$P(\Phi) = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \Phi),$$

kde Φ je úhel mezi směrem dopadu a rozptylu fotonu.

Jestliže $\nu \ll \nu_0$ a $n \sim 1$, uplatňuje se Rayleighův rozptyl (na molekulách v plynu)

$$\sigma_\nu = \frac{2k\omega}{c} = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^4 N, \quad (3.27.12)$$

kde N je opět počet částic v jednotkovém objemu. Koeficient rozptylu σ_ν je selektivní a závisí na λ^{-4} . (Silný rozptyl modrého světla v zemské atmosféře, zčervenání zapadajícího Slunce.)



Obr. 3.17. Průběh absorpčního koeficientu a indexu lomu v blízkosti rezonanční frekvence.

Fázová funkce je stejná jako v předěšlém případě. Koeficienty rozptylu σ_e a σ_ν mají stejný význam jako koeficienty κ_ν v rovnicích 3.21.2, 3 s tím rozdílem, že σ_e je nezávislý na vlnové délce.

3.28. Profily spektrálních čar v atmosférách hvězd

Kvantitativní data určující vlastnosti hvězdné atmosféry (teploty, chemické složení apod.) jsou získávána většinou studiem absorpčních čar ve hvězdných spektrech. Jelikož značnou část těchto čar ve spektru Slunce popsal Fraun-

hofer, jsou proto často zahrnovány pod pojmem čáry Fraunhoferovy. V dalším výkladu se úvahy týkají většinou absorpčních čar, avšak lze je s jistým omezením aplikovat i na čáry emisní. Fotometrickým proměřením spektra s dostatečnou disperzí lze zjistit profil čáry, tj. relativní intenzitu záření v závislosti na vlnové délce v okolí čáry. Z tohoto profilu lze pak odvodit teplotu a turbulentní pohyby v té části hvězdné atmosféry, kde absorpční čáry vznikají, množství absorbujících částic, rotaci hvězdy a intenzitu magnetického pole.

Skutečný profil čáry závisí na řadě faktorů. V následujícím výkladu se předpokládá, že profil čáry není překryván profilem čáry jiné a že průběh intenzity kontinua v okolí čáry je znám a je kladen $I_{\lambda,(\text{kontinuum})} = I$ v dostatečně širokém rozmezí vlnových délek. Dále se předpokládá, že *instrumentální* (přístrojový) profil čar je velmi malý nebo je znám z laboratorního měření dostatečně přesně. (Instrumentální profil zahrnuje šířku štěrbinu zobrazenou na spektrogramu včetně ohybových jevů, zrno fotografické emulze apod.: závisí tedy na rozlišovací schopnosti použitého přístroje.) Ideálně ostrá čára s nulovou šířkou se vždy zobrazí jako čára o konečné šířce. Maximální hloubka absorpční čáry je $R_c = R_{\lambda_0} = I_{\lambda} - I_{\lambda_0}$, kde I_{λ_0} je intenzita záření naměřená ve středu čáry, jestliže I_{λ} je intenzita spojitého spektra v těsném okolí λ_0 . Spektrální čáry by nebyly nekonečně tenké ani v případě, kdyby bylo použito ideálního spektrografu o nulové instrumentální šířce.

V naprosto ideálním případě by emisní či absorpční čára měla vlnovou délku (frekvenci) odpovídající přechodu elektronu mezi dvěma ostře definovanými hladinami s rozdílem energie $\Delta E = h\nu$. Profil čáry v takovém případě odpovídá funkci δ , tj. konečná měřitelná hodnota intenzity emisní čáry je omezena jen na jednu jedinou vlnovou délku λ odpovídající frekvenci ν . Ve skutečnosti však emisní nebo absorpční čára vzniká současnou emisí nebo absorpcí ve velkém počtu atomů. Rozdíly energetických hladin všech atomů, které v daném okamžiku září, nejsou stejné, nýbrž budou s jistou pravděpodobností rozloženy kolem střední hodnoty $\Delta E_0 = h\nu_0$, kde ν_0 odpovídá frekvenci středu čáry. Rozdíly hodnot ΔE pro určitý přechod u jednotlivých atomů vznikají například při vzájemných těsných setkáních (srážkách) atomů s nabitými částicemi, což se projeví rozšířením spektrálních čar vysvětleným Starkem (tzv. Starkův efekt). Avšak ani z oblaku částic, které se vzájemně vůbec neovlivňují, nevzáří (nebo nepohlí) se pouze zcela určitá frekvence ν_0 , nýbrž s jistou pravděpodobností i frekvence ν v těsném okolí ν_0 .

Jelikož zářící (nebo absorbující) atom si lze v této souvislosti představit jako harmonický oscilátor vysílající tlumené vlny, možno mluvit o rozšíření čar útlumem.

Jestliže kmitů oscilátoru jsou tlumené, pak energie ubývá exponenciálně s časem $e^{-\gamma t}$, veličina γ (vyjádřená v s^{-1}) je konstantou útlumu. Ve shodě s Fourierovou analýzou takových kmitů lze například zjistit, že rozložení absorpčního koeficientu κ_{ν} kolem frekvence ν_0 středu absorpční čáry je úměrné výrazu

$$\kappa_{\nu} \sim \frac{\gamma}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{1}{2}\gamma)^2} \quad (3.28.1)$$

Profil čáry v tomto případě závisí výhradně na převrácené hodnotě životní doby oscilátoru, neboť $1/\gamma$ je charakteristický časový interval, ve kterém oscilátor kmitá, a platí s dostatečnou přesností, že

$$\gamma = 0,22 \lambda^{-2} [s^{-1}] \quad (\lambda \text{ vyjádřena v cm}),$$

z čehož pro obor viditelného světla plyne

$$\frac{1}{\gamma} = 10^{-8} \text{ s.}$$

Podle kvantové teorie záření je γ úměrná součtu převrácených hodnot životních dob dvou stavů atomů, mezi kterými nastává přechod elektronů. Ve většině případů je $1/\gamma = 10^{-7}$ až 10^{-9} s. V důsledku časově omezeného vyzařování energie atomem dochází k rozšíření čáry *zářivým útlumem*. Jestliže toto rozšíření je

$$\Delta \nu = \frac{1}{2}\gamma$$

a je to šířka měřená v místě poloviční intenzity střední čáry (nebo hloubky podle toho, zda jde o emisní či absorpční čáru), pak *přirozená šířka čáry* vyjádřená ve vlnových délkách

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta \nu = 1,18 \cdot 10^{-4} \lambda \sim 10^{-5} \text{ nm}$$

je nezávislá na vlnové délce. Přirozená šířka čáry – důsledek zářivého útlumu – je malá a v praxi zanedbatelná.

Naproti tomu rozšíření srážkami hraje velmi významnou roli. Srážky jednotlivých částic mezi sebou mají za následek útlum obdobný předešlému. Při větším počtu částic, resp. tlaku plynu je tento útlum již v rozšíření čáry podstatný. Koeficient útlumu srážkami γ_s se však v tomto případě rovná dvojnásobnému počtu srážek za sekundu a nabývá významu, jestliže je větší než koeficient zářivého útlumu γ , tedy $1/2\gamma^{-1} > \gamma_s^{-1}$, to znamená, že počet srážek je mnohem větší než $10^7 s^{-1}$. Pro rozložení κ_{ν} kolem středu čáry platí stejný vztah jako u zářivého útlumu a za koeficient útlumu se dosadí γ_s .

Z hlediska kvantové mechaniky je útlum srážkami rušivý účinek těsného setkání atomů s různými částicemi na jednotlivé energetické hladiny. Pro rozdíl mezi „nerušenou“ ν_0 a „rušenou“ ν frekvencí, tj. vyzářenou z nerušeného a rušeného atomu, platí

$$2\pi(\nu - \nu_0) = \Delta \omega = C_n r^{-n}, \quad (3.28.2)$$

kde C_n je konstanta, r vzdálenost částic a exponent n závisí na druhu částic účastných na srážkách. Vzdálenost r má jisté rozdělení v daný okamžik pro daný soubor částic a je funkcí času pro každý jednotlivý atom, tím nastává vždy jisté rozdělení hodnot $\Delta \omega$ kolem hodnoty $\omega_0 = 2\pi\nu_0$.

Exponent n je celé číslo a podle toho se rozeznává:

$n = 2$ (*lineární Starkův efekt*), poruchy hladin vodíku a helia vznikající elektrickým polem blízkých iontů a volných elektronů,

$n = 4$ (kvadratický Starkův efekt), uplatňuje se u těžších prvků při setkání s ionty a s volnými elektrony,

$n = 6$, poruchy v důsledku van der Waalových sil při srážkách neutrálních částic.

V prvních dvou případech ($n = 2$, $n = 4$) útlum srážkami závisí především na tlaku volných elektronů. V případě $n = 6$ je rozhodující tlak plynu (uplatňuje se zejména u chladných hvězd).

Jestliže nastává 10^9 srážek za sekundu, pak rozšíření čáry bude o řád vyšší než u přirozené šířky čáry, tedy přibližně 10^{-4} nm.

Je snadno pochopitelné, že ve velmi řídkém prostředí (jako například v plynných mlhovinách) $1/\gamma_s$ bude velmi velké, a tudíž rozšíření čar v důsledku srážek mizivé.

3.29. Rozšíření Dopplerovým efektem

Skutečnost, že pozorovaná spektrální čára vzniká absorpcí či emisí v daném okamžiku ve velkém počtu atomů, které se vzhledem k pozorovateli pohybují různými rychlostmi, projeví se rozšířením čáry. Přitom ovšem příčina rozdílů v rychlostech atomů může být různá. Vedle tepelných pohybů mohou to být makroskopické turbulentní pohyby v atmosféře hvězdy – vzestupné a sestupné proudy plynů – nebo i uspořádané proudění plasmy v některém místě na hvězdném povrchu. Pochopitelně i rotace hvězdy (viz kapitola 4.22) rozšíří spektrální čáry charakteristickým způsobem. Rozšíření čáry útlumem lze poměrně dobře rozlišit od ostatních vlivů z profilu. Též poměrně snadno lze odhadnout, zda rozšíření čáry je způsobeno rotací nebo tepelnými turbulentními pohyby. Obtížně se však odlišuje rozšíření tepelnými pohyby a turbulencí. Jedině srovnáním profilů čar různých prvků lze rozhodnout, který mechanismus převládá.

Tepelným pohybem jednotlivých atomů v atmosféře hvězdy vzniká *tepelné* rozšíření spektrální čáry. Předpokládá se Maxwellovo rozdělení rychlostí. Pak jistý zlomek z celkového počtu částic N bude mít radiální rychlosti v mezích v až $v + dv$, tedy

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \right] \frac{dv}{v_0}, \quad (3.29.1)$$

kde v_0 je nejpravděpodobnější rychlost. Z Dopplerova principu platí, že

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{v_0}{c}.$$

Z termodynamiky plyne, že

$$v_0 = \left(\frac{2RT}{\mu} \right)^{1/2} \Rightarrow \Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \left(\frac{2RT}{\mu} \right)^{1/2}, \quad (3.29.2)$$

kde T je teplota plynu, R plynová konstanta, μ střední molekulová hmotnost,

$\Delta\lambda_D$ je dopplerovská šířka čáry. Jestliže v atmosféře jsou vedle tepelných pohybů též makroskopické turbulentní pohyby (např. prudký výstup a sestup plynů) o středních rychlostech v_t , pak rozšíření spektrální čáry turbulence $\Delta\lambda_t = (\lambda/c) |v_t|$. Jelikož turbulence má nahodilý charakter a hvězdný povrch pozorujeme jako celek, pak termické i turbulentní efekty vstupují současně do celkového dopplerovského rozšíření čáry a platí

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \left(\frac{2RT}{\mu} + v_t^2 \right)^{1/2}. \quad (3.29.3)$$

Například dopplerovské tepelné rozšíření čáry H_β ($\lambda = 486,1$ nm) pro $T = 6000$ K ($v_0 \sim 10$ km s $^{-1}$) je $\Delta\lambda_D = 0,016$ nm.

3.30. Složený profil spektrálních čar

Z výše uvedeného plyne, že závislost absorpčního koeficientu κ_ν na vlnové délce (resp. frekvenci) lze vyjádřit funkčním vztahem

$$\kappa_\nu \simeq \exp \left[-\Delta\lambda/\Delta\lambda_D \right]^2, \quad (3.30.1)$$

kdežto pro útlum $\kappa_\nu \simeq 1/\Delta\lambda^2$. Je pochopitelné, že oba tyto jevy se uplatňují současně a profil čáry je složen z profilů dvou (jak naznačeno na obrázku 3.18). Podíl útlumu na profilu čáry závisí především na tlaku plynu, resp. volných elektronů.

Průběh profilu čáry je dán funkcí $H(x, x)$ odvozenou Voigtem a udávající poměr absorpčního koeficientu κ mimo střed čáry ke koeficientu ve středu čáry κ_0

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = H(x, x),$$

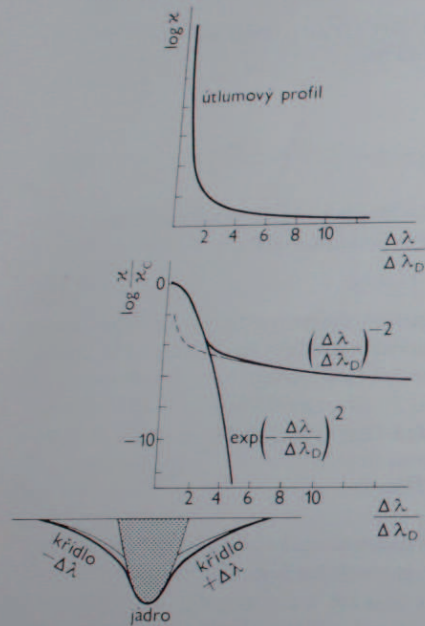
kde $x = x(x)$, $x = [(\lambda - \lambda_0)/\Delta\lambda_0]$ je vzdálenost od středu čáry λ_0 v jednotkách dopplerovské šířky čáry $\Delta\lambda_0$ a $\alpha = (\gamma/2\Delta\omega_0)$ je poměr koeficientu útlumu k dvojnásobku dopplerovské šířky čáry (vyjádřený v kruhové frekvenci, aby α bylo bezrozměrné). Hodnota pro $H(0,0) = 1$. (Explicitní vyjádření funkce $H(x, x)$ nalezneme čtenář v obsáhlejších učebnicích astrofyziky.)

Z průběhu $H(x, x)$ je možno i odvodit tvar čar při vzrůstající κ_0 . U slabých čar, kde κ_0 je malé (a jelikož v běžných případech $\alpha \ll 1$), je profil čáry čistě dopplerovský a vliv útlumu je zanedbatelný. Jakmile však κ_0 je velmi vysoké (jde pak o velmi silnou absorpci v centru čáry), zaplní se zcela *dopplerovské jádro* čáry. Jestliže κ_0 dále roste, dopplerovské jádro je již zaplněno a pomalu se začne projevovat absorpce v *křídlech* čáry, kde se však již uplatní profil ovlivněný výhradně útlumem.

3.31.

Ekvivalentní šířka čáry

Jelikož profil čáry je ovlivněn mnoha faktory, je zřejmé, že například široká čára může popřípadě reprezentovat slabší celkovou absorpci (relativně ke kontinuu) než čára mnohem užší. Je tedy nutno zavést veličinu, která by jednoznačněji závisela na počtu atomů, které se absorpce (nebo emise) účastní. Proto se zavádí pojem *ekvivalentní šířka* čáry, což je šířka myšlené čáry pravoúhlého profilu



Obr. 3.18. Profil spektrální čáry. Závisí především na útlumu a tepelném rozšíření. Oba jevy rozšiřují čáru, avšak absorpční koeficient κ klesá vlivem útlumu se vzdáleností od středu čáry a je $\sim \Delta\lambda^{-2}$, kdežto vlivem tepelného dopplerovského rozšíření je tato závislost $\exp(-\Delta\lambda^2)$ ($\Delta\lambda$ je vzdálenost v jednotkách $\Delta\lambda_D$, viz text). V atmosférách hvězd se pozorují oba jevy. Jádro čáry je formováno Dopplerovým jevem (Dopplerovo jádro čáry), kdežto útlum se projeví v křídlech čáry. U slabších čar je možno pozorovat toliko Dopplerovo jádro a křídla jsou ztlačena především u čar s velkou intenzitou. (Hodnoty na logaritmické škále jsou záporné).

(v témže místě spektra jako čára skutečná), ve které je absorbováno veškeré záření a která má stejnou plochu jako čára skutečná (obr. 3.19). Ekvivalentní šířka čáry proto není závislá na skutečném profilu čáry, nýbrž pouze na počtu absorbujících, resp. emitujících částic. Ekvivalentní šířka W čáry se vyjadřuje většinou ve zlomcích nm (ve světové literatuře též v mÅ) a platí

$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - I_\lambda) d\lambda,$$

kde I_λ je intenzita v čáře vyjádřená v jednotkách intenzity kontinua ($I_\lambda(\text{kontinuum}) = 1$).

3.32.

Síla oscilátoru - křivka růstu

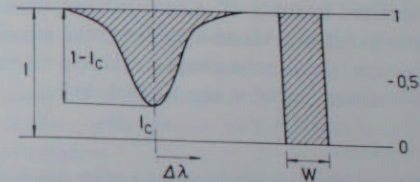
Je zřejmé, že ekvivalentní šířka absorpční čáry W bude vždy úměrná počtu absorbujících atomů N , a tudíž i celkovému absorpčnímu koeficientu $\bar{\kappa}_\nu$, který vyjadřuje absorpci v čáře jako celku a je rovný integrálu κ_ν přes celou čáru

$$\bar{\kappa}_\nu = \int \kappa_\nu d\nu.$$

Vztah mezi $\bar{\kappa}_\nu$ a N je

$$\bar{\kappa}_\nu = \frac{\pi e^2}{mc} f N, \quad (3.32.1)$$

kde e^2/mc je tzv. klasický poloměr elektronu (e je náboj elektronu, m jeho hmota, c rychlost světla), f je síla oscilátoru (formálně udává podle klasického pojetí atomu jako oscilátoru počet elementárních oscilátorů, jinými slovy - poněkud nepřesně - počet atomů, které se studovaného děje účastní). Hodnota $f \leq 1$. Jelikož počet atomů N je úměrný statistické váze g odpovídajícího stavu, bývá uváděna laboratorně či teoreticky určená hodnota gf .



Obr. 3.19. Ekvivalentní šířka čáry. Intenzita spojitého záření $I = 1$; intenzita pozorovaná na středu čáry I_c ; hloubky čáry $1 - I_c$. Plocha skutečného profilu spektrální čáry je rovna ploše proužku, jehož šířka W je ekvivalentní šířka čáry.

Vztah mezi ekvivalentní šířkou čáry a celkovým počtem atomů n absorbujících na dráze l (tedy $n = Nl$) ve sloupci o základně 1 cm^2 možno demonstrovat na tomto pokusu:

Mějme homogenní atmosféru o absorpčním koeficientu κ_ν , pro kterou platí, že hloubka čáry R_ν bude

$$R_\nu = 1 - \exp(-\kappa_\nu l).$$

Pro zjednodušení možno použít přibližného vztahu

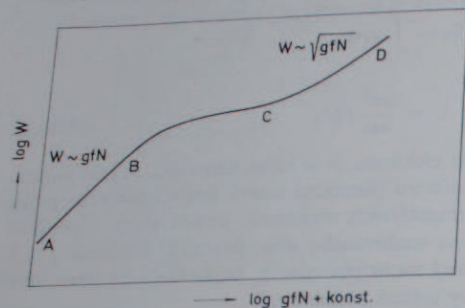
$$R_\nu = \left(\frac{1}{\kappa_\nu l} + \frac{1}{R_c} \right)^{-1},$$

kde R_c je limitní hloubka čáry $= 1 - \text{zbytková intenzita ve středu „nejtmavší“ čáry}$. Nyní budeme měnit N , l ponecháme konstantní.

Jestliže je čára opticky tenká $\kappa_\nu l \ll 1$, pak je zřejmé, že $R_\nu \approx \kappa_\nu l$. V takovém případě ekvivalentní šířka čáry $W \approx f N$. Jestliže však $\kappa_\nu l \gg 1$ (čára je opticky tlustá), pak je zřejmé, že $R \rightarrow R_c$, naplňuje se dopplerovské jádro čáry a ekviva-

lentní šířka čáry W je úměrná dopplerovské šířce čáry a je téměř nezávislá (nebo jen velmi málo závislá) na fN . Teprve až se měřitelně počnou projevovat křídla čáry, začne ekvivalentní šířka čáry W opět růst, a to přibližně $W \sim \sqrt{fN}$.

Je tedy zřejmé, že růst veličiny W v závislosti na N bude dán poměrně složitým funkčním vztahem, který lze popsat *křivkou růstu* (obr. 3.20). V atmosféře hvězdy ovšem nelze provést zde popsany pokus. Nicméně je jasné, že možno ze



Obr. 3.20. Křivka růstu. Úsek A-B křivky růstu platí pro opticky tenkou čáru, kdy ekvivalentní šířka čáry roste úměrně s počtem atomů, resp. silou oscilátoru. Úsek B-C odpovídá oblasti, kdy je již nasyceno jádro čáry a v úseku C-D se již výrazně projevují křídla čáry.

změřené hodnoty W a známých hodnot síly oscilátoru f (resp. gf) a počátečních předpokladů o vlastnostech hvězdné atmosféry postupnou aproximací zjistit hodnotu $n = Nl$ nebo alespoň relativní hodnotu n jednotlivých prvků, tj. poměrné zastoupení prvků v atmosférách hvězd.

Tabulka 3.7

Přehled hlavních mechanismů rozšiřujících čáry ve spektrech hvězd

A. Útlum	a) zářivý útlum (zanedbatelný 10^{-8} nm) b) útlum způsobený srážkami (výrazný při počtu srážek 10^7 s $^{-1}$)
B. Dopplerův jev	c) teplota (tj. maxwellovské rozdělení rychlostí jednotlivých částic) d) turbulence (tj. makroskopické pohyby plynu v atmosféře hvězdy) e) rotace hvězd
C. Zeemanův jev	f) magnetické pole (při slabém poli nebo malé disperzi spektrografu je čára rozšířená, při silném poli a velké disperzi je čára rozštěpená)

4. Základní astrofyzikální veličiny hvězd

4.

4.1.

Hvězdná magnituda (velikost), Pogsonova rovnice

Fotometrická veličina udávající jasnost hvězd nebo jiných objektů na obloze je zdánlivá hvězdná magnituda (velikost). Je měřítkem osvětlení E , jednotkové plochy vystavené kolmo ke směru záření.

Starší pozorovatelé uspořádali hvězdy viditelné prostým okem do šesti tříd – magnitud – podle jasnosti, z nichž šestá třída odpovídala nejslabším hvězdám. Název magnituda je odvozen z latinského magnitudo = velikost. Označuje se obvykle písmenem m (ve starší literatuře mg). Nemá ovšem se skutečnou velikostí hvězdy nic společného. Způsob zápisu hodnoty magnitudy se většinou děje takto: 6^m = hvězda šesté hvězdné velikosti nebo $6m_v$ = hvězda šesté hvězdné vizuální (tj. pro spektrální citlivost oka) velikosti.

Později se zjistilo, že vzhledem k vlastnostem oka tyto primitivní magnitudy tvoří přibližně geometrickou řadu. (Tento poznatek odpovídá Fechnerovu-Weberovu psychofyzickému zákonu: probíhá-li změna popudů řadou geometrickou, probíhá změna pocitů řadou aritmetickou.)

Je-li E_1, E_2, E_3, E_4 pro hvězdy jednotlivých velikostí, pak platí

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{E_2}{E_3} = \dots = q \quad (4.1.1)$$

kde q je kvocient geometrické řady. Podle Pogsona byla vybrána hodnota $q = 2,512$, která nejlépe odpovídala průměrné hodnotě kvocientů z různých starších odhadů hvězdných magnitud. Volba hodnoty q současně vyhovuje i tomu, že poměr osvětlení způsobené hvězdou první velikosti E_1 a hvězdou velikosti šesté E_6 je

$$\frac{E_1}{E_6} = 100,$$

proto

$$q = \sqrt[5]{100} \doteq 2,512.$$

Pro poměr E_1/E_2 dvou hvězd o magnitudách m_1 a m_2 platí

$$\frac{E_1}{E_2} = 2^{(m_2 - m_1)} = 2,512^{(m_2 - m_1)} \quad (4.1.2)$$

Tato rovnice, známá též jako Pogsonova rovnice, může být psána také takto:

$$\log \frac{E_1}{E_2} = -0,4(m_1 - m_2), \quad (\log 2,512 = 0,4)$$

nebo

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{E_1}{E_2} \quad (4.1.3)$$

Rozdíl magnitud (hvězdných velikostí) $\Delta m = -2,5n$ odpovídá poměru intenzit $10^n : 1$. Je tedy jasnost hvězdy první velikosti stokrát větší než jasnost hvězdy šesté magnitudy ($\Delta m = 5, n = 2$) a desetitisíckrát větší než jasnost hvězdy jedenácté magnitudy ($\Delta m = 10, n = 4$).

Magnitudy velmi jasných objektů nabývají záporných hodnot. Jako příklad jsou uvedeny (zaokrouhlené) hodnoty pro některé objekty:

	Slunce	$-26,8^m$
	Měsíc v úplňku	$-12,0^m$
	Sirius	$-1,6^m$
	Vega	0^m
	nejslabší hvězdy viditelné prostým okem	6^m
	nejslabší hvězdy viditelné triedrem	$9^m - 10^m$
	nejslabší zjištěitelné objekty	$23^m - 24^m$

Porovnání jasnosti hvězdy, jejíž magnituda byla určena, s jasností vydávanou zdrojem kalibrovaným v nějakých vhodných fotometrických jednotkách ve známé vzdálenosti – například v kandelách – dovoluje navázat systém magnitud na obvyklé fotometrické veličiny. Magnituda odpovídající 1 luxu (osvětlení způsobené jednou kandelou ve vzdálenosti 1 m) by byla -14 . Lze tedy určit v luxech zdánlivou jasnost hvězdy o magnitudě m pomocí rovnice (platné pro spektrální citlivost oka)

$$\log E = -0,4(m + 14)$$

Jasnost hvězd 1. a 6. magnitudy bude tedy 10^{-6} a 10^{-8} luxů.

Aby určité hvězdné jasnosti odpovídala určitá magnituda, nutno zvolit magnitudu některé hvězdy jako normál pro určení nulového bodu škály. Proto jsou mezinárodní domlouvou stanoveny některé hvězdy, které se používají jako srovnávací pro definovaný systém hvězdných magnitud.

Jako standardní hvězdu lze použít například pro vizuální magnitudy hvězdu λ UMi (Malé medvědice, též Malého vozu), pozorovatelnou po celý rok v téměř stejné poloze blízko nebeského severního pólu. Pro 550 nm (maximální citlivost lidského oka) odpovídá její magnituda $+6,55^m$. (Polárka (α UMi $2,1^m$) přestala být používána jako referenční hvězda, protože její jasnost měřená vizuálně kolísá přibližně o 10 % s periodou 3,96 dne.)

Pokud by byly hvězdné velikosti měřeny v monochromatickém světle nebo v poměrně úzkém intervalu vlnových délek světla, systém by byl zcela nezávislý na použitém receptoru. Receptorem je zde míněna sítnice oka, fotografická emulze nebo katoda fotonásobiče apod. Každý receptor má ovšem jiné rozdělení spektrální citlivosti. Je-li měřeno v rozsáhlejší oblasti spektra a není-li rozdělení energie ve spektrech dvou zdrojů stejné, spektrální citlivost receptoru hraje podstatnou roli. Receptory s odlišnou spektrální citlivostí – jako například fotografická deska nebo katoda fotoelektrického násobiče – nedávají stejné rozdíly hvězdných velikostí u stejného páru hvězd. Pouze receptory s rovnoměrnou citlivostí v nejširším možném oboru spektra měří vždy stejný poměr zářivé energie. Jsou to především tepelné receptory jako bolometry, radiometry nebo částečně i termočlánky. Proto každému selektivnímu receptoru odpovídá zvláštní systém magnitud.

Ve starší literatuře možno nelézt definici magnitudy fotografické a magnitudy vizuální. Tyto definice se vztahují na hvězdné velikosti odvozené z měření fotografických desek, jejichž emulze byla citlivá pouze v modré oblasti spektra s maximem kolem 410 nm. Vizuální magnituda se vztahuje na měření v oborech kolem 500–550 nm, kde je lidské oko nejcitlivější. V posledních třiceti letech se k měření jasu hvězd užívá fotoelektrických fotometrů ve spojení s barevnými filtry, které vymezují určitý spektrální obor (barvu). Proto (poněkud nepřesně) se hovoří o měření v různých barvách. Většinou se měří současně v několika spektrálních oborech, v barevném systému.

Dnes je známo třicet různých systémů, avšak nejdůležitějším je systém tříbarevný U, B, V , který je vymezen barevnými filtry pro ultrafialovou, modrou (blue) a vizuální oblast spektra s maximální citlivostí v barvě U kolem 360 nm, v B 440 nm a ve V kolem 540 nm. Magnitudy v těchto oborech se obvykle značí U, B, V . Na tento tříbarevný systém navazují další barvy v dlouhovlnném oboru spektra. Definice fotometrického systému je sice mezinárodně dohodnuta, avšak pro každé fotometrické zařízení nutno nalézt příslušné korekce, kterými přístrojový fotometrický systém lze převést na mezinárodní.

Fotometrický přístrojový systém je dán spektrální citlivostí receptoru záření s_λ , propustností optiky a použitého filtru f_λ a propustností atmosféry a_λ .

Poměr měřeného toku monochromatického záření E'_λ k toku skutečnému E_λ mimo zemskou atmosféru je

$$\frac{E'_\lambda}{E_\lambda} = f_{\lambda s_\lambda} a_\lambda < 1, \quad (4.1.4)$$

kde $f_{\lambda s_\lambda}$ jsou veličiny závislé na prakticky stálých vlastnostech přístroje, kdežto a_λ je proměnná veličina, kterou však možno určením atmosférické extinkce (viz kapitolu 4.7) vyloučit. Celkový měřený tok ve spektrálním oboru $\lambda_1 > \lambda_2$ je dán integrálem

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda f_{\lambda s_\lambda} d\lambda$$

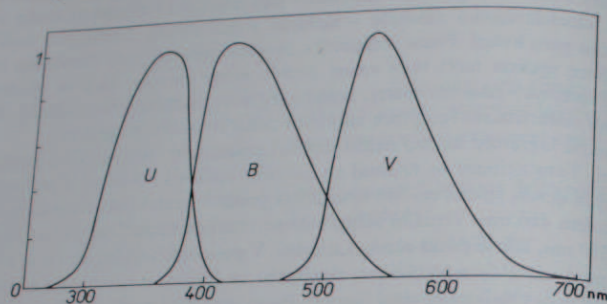
Jestliže

$$\int_0^\infty f_{\lambda s_\lambda} d\lambda$$

představuje poměrně úzký spektrální obor, pak platí

$$\int_0^{\infty} E_{\lambda} f_{\lambda} s_{\lambda} d\lambda = E_{\bar{\lambda}} \int_0^{\infty} f_{\lambda} s_{\lambda} d\lambda, \quad (4.1.5)$$

kde $\bar{\lambda}$ je efektivní vlnová délka „barvy“ ve zvoleném fotometrickém systému vymezeném propustností filtru a optiky použitého přístroje.



Obr. 4.1. Relativní spektrální citlivost fotometrického barevného systému U, B, V.

Tabulka 4.1

Efektivní vlnové délky $\bar{\lambda}$, filtry a receptory záření pro hlavní barevné systémy stelární fotometrie

Systém	$\bar{\lambda}$ [nm]	Filtr	Receptor	
m_{pg}	430	bez filtru	nesensibilizovaná fotografická deska	
m_{pv}	540	bez filtru	sensibilizovaná (orto) fotografická deska	
U, B, V	fotografický	365	Schott UG2 (2 mm)	nesensibilizovaná fotografická deska
		440	Schott GG13 (2 mm)	nesensibilizovaná fotografická deska
		550	Schott GG11 (2 mm)	sensibilizovaná (panchro) fotografická deska
U, B, V	fotoelektrický	365	Schott UG2 (2 mm)	Fotonásobič s SPb fotokatodou ve spojení se zrcadlovým dalekohledem, pohliníkované zrcadlo
		440	Schott BG12 (1 mm) + GG13 (2 mm)	
		550	Schott GG11 (2 mm)	

Poznámka: Filtry Schott označují filtry vyráběné firmou Schott, Jena NDR. (V závorce je uvedena síla filtru v milimetrech.)

Tabulka 4.2

Infrachervený fotometrický systém navazující na UBV systém

Barva	R	I	J	K	L	M	N	Q
$\bar{\lambda}$ [μm]	0,7	0,9	1,25	2,2	3,6	5,0	10,8	20

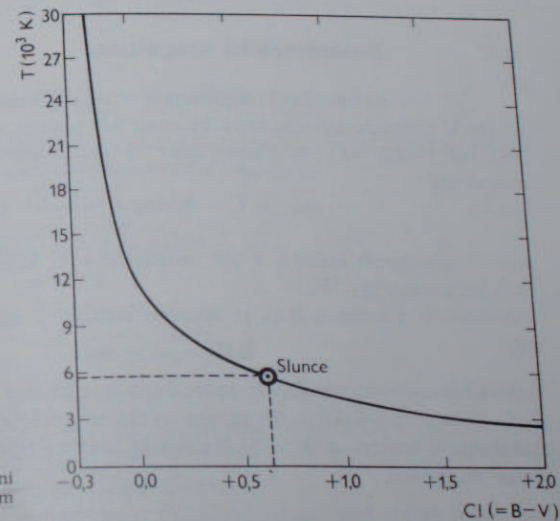
Barevný index

4.2.

Barva hvězd závisí na teplotě vnějších vrstev hvězdné atmosféry. Jasnost hvězdy v modré oblasti a vizuální oblasti spektra E_B, E_V bude tedy určovat například rozdíl magnitud B a V

$$B - V = -2,5 \log \frac{E_B}{E_V} + \text{konstanta}, \quad (4.2.1)$$

kde konstanta je závislá na definici nulové hodnoty $B - V$.



Obr. 4.2. Vztah mezi efektivní teplotou hvězdy a barevným indexem $CI = B - V$.

Je zřejmé, že $B - V$ (právě tak jako $U - B$) závisí na rozdělení energie ve spektru měřené hvězdy a je u různých hvězd různý. Rozdíl $B - V$ (nebo $U - B$) je barevný index.

Obecně platí, že barevný index je rozdíl magnitud měřených u jedné a téže hvězdy v různých spektrálních oborech, tedy

$$\text{barevný index} = m_{\text{krátkovl. oblast}} - m_{\text{dlouhovl. oblast}}$$

Definice nulového barevného indexu je stanovena úmluvou (fyzikálně neopodstatněnou), že hvězdy o povrchové teplotě 10^4 K (spektrálního typu A0) mezi $5,5^m$ až $6,5^m$ mají pro všechny vlnové délky stejnou jasnost.

Hvězdy s pozitivním barevným indexem jsou červenější než hvězdy A0; naopak negativní barevný index prozrazuje hvězdy modré. Barevný index Slunce $B - V = +0,65$.

4.3. Barevný exces

Barevný exces (nadbytek) je rozdíl naměřeného barevného indexu a barevného indexu předpokládaného u té které hvězdy. Jestliže barevný index závisí na teplotě hvězdy, barevný exces (který je vesměs kladný) je zpravidla způsoben selektivní absorpcí světla vzdálených hvězd na částicích mezihvězdné hmoty (mezihvězdné zčervenání světla hvězd).

4.4. Bolometrická magnituda

Bolometrická magnituda je odvozena z celkového toku záření hvězdy ve všech vlnových délkách, který by mohl být změřen mimo zemskou atmosféru. Je-li tok záření πF_λ ve vlnové délce λ (viz kapitola 3.12), je bolometrická magnituda

$$m_{bol} = C - 2,5 \log \int_0^\infty \frac{\pi R^2 F_\lambda}{r^2} d\lambda, \quad (4.4.1)$$

kde R^2 je poloměr hvězdy, r její vzdálenost a C je konstanta závislá na zvolených jednotkách pro F_λ .

Bolometrická korekce B.C. je opravou vizuálních magnitud na bolometrické, tedy

$$B.C. = m_v - m_{bol}.$$

Nulová bolometrická korekce je podle úmluvy u Slunce a hvězd slunečního typu (B. C. Slunce = $+0,07^m$). Maximum vyzáření energie těchto hvězd leží ve vizuální oblasti spektra, a proto bolometrické korekce u všech ostatních typů mají kladné znaménko.

4.5. Svítivost a absolutní hvězdné velikosti

Celková energie vyzářená z celého povrchu hvězdy za jednotku času je dána vztahem vyjadřujícím celkovou svítivost hvězdy L

$$L = E 4\pi r^2, \quad (4.5.1)$$

kde E je energie dopadající z hvězdy za jednotku času na jednotkovou plochu ve vzdálenosti r od hvězdy. Tato rovnice platí pouze tehdy, není-li světlo na dráze mezi zdrojem a pozorovatelem nějakým způsobem oslabeno absorpcí.

V astrofyzice je z praktických důvodů svítivost hvězd vyjádřena jiným způsobem. Kdyby byly všechny hvězdy umístěny ve stejné vzdálenosti, jejich bolometrické magnitudy by byly úměrné jejich svítivosti. (Termín svítivost je někdy nahrazen termínem luminozita).

Aby bylo možno vzájemně srovnat svítivost jednotlivých hvězd, převádí se pozorované magnitudy na hodnotu, jaká by byla naměřená, kdyby hvězda byla ve vzdálenosti 10 parsek. Odpovídající magnituda M se nazývá absolutní magnituda. Přímě měřená magnituda je zdánlivá magnituda.

Z této definice je možné sestavit rovnici pro převod absolutní magnitudy M na zdánlivou m (a naopak). Není-li světlo absorbováno, jsou hvězdné jasnosti E_r a E_{10} měřené ve vzdálenosti r a 10 pc nepřímě úměrné čtvercům vzdálenosti, tedy

$$\frac{E_r}{E_{10}} = \frac{100}{r^2}$$

nebo

$$\log \frac{E_r}{E_{10}} = 2 - 2 \log r$$

a podle definice rozdílů hvězdných magnitud (jestliže zanedbáme zeslabení záření způsobené rozptylem a absorpcí v mezihvězdné hmotě)

$$m - M = 5 \log r - 5. \quad (4.5.2)$$

Hodnota $m - M$ je modul vzdálenosti, neboť

$$\begin{array}{l} m - M = r \\ -5 \longrightarrow 1 \text{ pc} \\ 0 \longrightarrow 10 \text{ pc} \\ 10 \longrightarrow 1 \text{ kpc} \\ 25 \longrightarrow 1 \text{ Mpc} \end{array}$$

Samozřejmě existuje tolik systémů absolutní magnitudy, kolik je systémů zdánlivé magnitudy. Například můžeme použít absolutní vizuální magnitudy M_v ve spojení s vizuálními zdánlivými magnitudami.

Prochází-li světlo hvězd absorpčním prostředím (například oblaky mezihvězdného prachu), nelze výše uvedené rovnice použít, jelikož tok světla je zeslaben absorpcí. Zdánlivá magnituda vzroste o veličinu A , která představuje absorpci v magnitudách, a platí

$$m - M = 5 \log r - 5 + A. \quad (4.5.3)$$

Musíme tedy znát mezihvězdnou absorpci, abychom mohli určit absolutní magnitudu ze zdánlivé magnitudy a vzdálenosti. Absolutní magnituda Slunce $M_v = +5,0^m$ (zaokrouhleno).

Jestliže je známa bolometrická magnituda nějaké hvězdy, lze určit její absolutní bolometrickou magnitudu M_{bol} . Ze známé M_{bol} pro Slunce a jeho výkonu možno určit svítivost hvězdy L . $M_{bol\text{ Slunce}} = 4,72$, $L_{\text{Slunce}} = 4 \cdot 10^{26}$ wattů (J s^{-1}).

$$\log \frac{L}{L_{Sl}} = 0,4(M_{bol} - 4,72).$$

Hodnoty L/L_{Sl} se pohybují v mezích 10^{-6} až 10^4 . Výkon hvězd různých typů je tedy v rozmezích 10^{20} až 10^{30} wattů (J s^{-1}).

4.6. Atmosférická extinkce

Ovzduší, které obklopuje naši Zemi, absorbuje a rozptyluje světlo přicházející z mezihvězdného prostoru. Tento jev se nazývá atmosférická extinkce. Čím delší dráhu proběhne paprsek v ovzduší, tím víc je zeslaben, to znamená, že čím bude hvězda dále od zenitu, tím více bude její světlo oslabeno. Jelikož extinkce je převážně způsobena rozptylem světla na molekulách vzduchu, je její závislost na vlnové délce vyjádřena přibližně λ^{-1} .

Rozptyl světla v atmosféře není tedy pro všechny vlnové délky stejný. Nejvíce se rozptyluje modré světlo, nejméně červené. Z toho důvodu jsou Slunce nebo Měsíc při západu načervenalé. Naproti tomu obloha, která září rozptýleným slunečním světlem, je modrá.

Světlo o původní intenzitě I_0 je ovzduším oslabeno na dráze l podle vztahu

$$I = I_0 e^{-\kappa l} = I_0 e^{-\tau}, \quad (4.6.1)$$

kde κ je absorpční koeficient a τ optická tloušťka (viz odstavec 3.17). Obě veličiny jsou závislé na vlnové délce. Pro optickou tloušťku platí $d\tau = \kappa dl$. Je-li výška atmosféry h , celková optická tloušťka atmosféry je

$$\tau = \int_0^h \kappa dl.$$

Zenitovou vzdáleností se přibližně zvětšuje dráha paprsku $dl = \sec z dh$, čili optická tloušťka pro zenitovou vzdálenost z je

$$\tau(z) = \sec z \int_0^h \kappa dh. \quad (4.6.2)$$

Jestliže $\tau(0)$ je optická tloušťka atmosféry pro zenit, pak platí dosti přesně až do $z = 65^\circ$

$$\tau(z) = \tau(0) \sec z. \quad (4.6.3)$$

Poměr $\tau(z)/\tau(0) = M(z)$ je vzdušná hmota pro zenitovou vzdálenost z . Snadno lze pak nalézt, že

$$\ln \frac{I_0}{I} = \tau(0) \sec z$$

nebo obecněji

$$\ln \frac{I_0}{I} = M(z) \tau(0). \quad (4.6.4)$$

Extinkce, vyjádřená ve hvězdných velikostech, roste úměrně se vzdušnou hmotou $M(z)$. Až do zenitové vzdálenosti 65° možno místo $M(z)$ (pro zenit $M = 1$) brát $\sec z$. Pro větší zenitové vzdálenosti je $M(z)$ vlivem zakřivenosti atmosféry poněkud menší než $\sec z$, jak ukazuje tabulka 4.4. Mezi hvězdnou velikostí mimoatmosférickou m_0 a velikostí m_z pozorovanou v zenitové vzdálenosti z platí tedy vztah

$$m_z = m_0 + aM(z), \quad (4.6.5)$$

kde extinkční koeficient a udává, o kolik je hvězdná velikost zeslabena při průchodu ovzduším v zenitu.

Extinkce je kromě toho funkcí vlnové délky a odtud plyne, že extinkci se zvětšuje barevný index. Pro ten platí vztah obdobný jako pro hvězdné velikosti

$$C_z = C_0 + kM(z), \quad (4.6.6)$$

Tabulka 4.3

Atmosférická extinkce Δm pro $\lambda = 550$ nm

Pro nadmořskou výšku 0 metrů			
Zenitová vzdálenost	Δm	Zenitová vzdálenost	Δm
0°	0,00	85,2°	+2,41
20	+0,01	85,4	2,50
30	0,04	85,6	2,60
40	0,08	85,8	2,71
50	0,14	86,0	2,82
60	0,25	86,1	2,89
65	0,34	86,2	2,95
70	0,48	86,3	3,02
72	0,55	86,4	3,09
74	0,65	86,5	3,16
76	0,77	86,6	3,22
78	0,93	86,7	3,31
80	1,15	86,8	3,39
81	1,30	86,9	3,47
82	1,47	87,0	+3,56
83	1,69		
83,5	1,82		
84	1,96		
84,5	2,13		
85	+2,32		

V tabulce jsou uvedeny hodnoty extinkce pro různé zenitové vzdálenosti ve hvězdných velikostech, které udávají, o kolik se zmenší jasnost hvězdy pro vlnovou délku 550 nm.

Tabulka 4.4
Tabulka pro výpočet vzdušné hmoty

$$M(z) = \sec z - \epsilon$$

z	$\sec z$	ϵ	Poznámka
0°	1,00	0,00	oprava ϵ platí vždy pro celý interval hodnot $\sec z$
60°	2,00	0,01	
67,7	2,64	0,02	
71,3	3,12	0,03	
73,4	3,49	0,04	
74,7	3,79	0,05	
75,7	4,04		

Tabulka 4.5
Monochromatická extinkce v různých nadmořských výškách v m

λ [nm]	10	1780	4420
	—	0, ^m 532	0, ^m 450
350	0, ^m 580	0,292	0,235
420	0,330	0,142	0,092
550	0,157	0,040	0,030
800	0,112	0,030	0,022

kde C_z je extinkce ovlivněný barevný index v zenitové vzdálenosti z , C_0 je pravý (mimoatmosférický) barevný index a k je extinkční koeficient pro barevný index.

Klasický způsob určení extinkčního koeficientu je metoda Bouguerova vyžadující měření jasnosti jedné a téže hvězdy v průběhu jejího denního pohybu. Vynesením hvězdné velikosti m_z , resp. barevného indexu C_z v závislosti na vzdušné hmotě $M(z)$ se dostane přímka, jejíž směrnice udává extinkční koeficient a , resp. k . Extrapolací této tzv. Bouguerovy přímky se zjistí pro $M = 0$ mimoatmosférická velikost m_0 , resp. barevný index C_0 . Bouguerova metoda je vlastně řešením rovnice $\ln I = \ln I_0 - M(z) \tau(0)$.

Obecně se ukazuje, že extinkční koeficient závisí na barevném indexu měřeného objektu, tedy

$$\left. \begin{aligned} a &= a_1 - a_2 C_0, \\ k &= k_1 - k_2 C_0, \end{aligned} \right\} (4.6.7)$$

kde a_1, a_2, k_1, k_2 jsou konstanty.

Při Bouguerově metodě se předpokládá, že extinkce se nemění s časem a nezávisí na směru (tj. na azimutu). Avšak v místě s malou nadmořskou výškou se extinkce může podstatně změnit z noci na noc v důsledku různých meteorologických podmínek (obsah prachu a vodní páry v ovzduší). V systému *UBV* extinkční koeficienty běžně kolísají v mezích: $a_U = 0,^m20 - 0,^m60$, $a_B = 0,^m33 - 0,^m96$, $a_V = 0,^m60 - 1,^m37$. Průzračnost ovzduší se však může značně změnit i během ně-

kolika hodin a může být také různá v různých místech na obloze. V těchto případech Bouguerova metoda selhává.

O tom, jak se mění extinkce s vlnovou délkou a s nadmořskou výškou, lze si učinit představu z dnes již klasických Abbotových měření pro různé nadmořské výšky.

4.7. Některé další fotometrické veličiny v astrofyzice

Pro různé účely je nutné vyjádřit jasnost mimozemských zdrojů v různých veličinách. O vztahu mezi hvězdnou magnitudou a fotometrickou veličinou lux (lx) byla zmínka již dříve. Mimo zemskou atmosféru platí pro magnitudy bolometrickou m_{bol} a vizuální ($m_V = V$, tedy pro $\lambda_{ef} \sim 550$ nm)

$$\begin{aligned} m_{bol} = 0 &\equiv 2,52 \cdot 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1} = 2,52 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}, \\ m_V = 0 &\equiv 2,65 \cdot 10^{-6} \text{ lx}, \quad 1 \text{ lx} \equiv -13,94 m_V, \\ 1 \text{ lx} &= 1 \text{ lumen m}^{-2}. \end{aligned}$$

Dále platí s dostatečnou přesností pro tok v blízkosti $\lambda = 550$ nm vyjádřený v $\text{W nm}^{-1} \text{ m}^{-2}$ ($\text{J m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)

$$\log f_{550} = -0,4 m_V - 10,42$$

a pro $\lambda = 435$ nm

$$\log f_{435} = -0,4 m_B - 10,21,$$

kde m_V a m_B jsou hvězdné velikosti v barvě *V* a *B*. Počet fotonů dopadajících na plochu 1 m^2 za sekundu z hvězdy o magnitudě $m_V \approx 0$ v rozmezí vlnových délek 400–500 nm je přibližně $4 \cdot 10^9$.

Pro radioastronomická měření je zavedena radioastronomická magnituda (jasnost) definovaná podle vztahu

$$m_R = -53,4 - 2,5 \log S,$$

kde S je tok záření vyjádřený ve W m^{-2} na frekvenci 1580 MHz ($\lambda = 19$ cm) v pásmu širokém 1 Hz.

Z hvězdy, jejíž $m_R = 0$ dopadá na zem tok záření přibližně $10^{-21} \text{ W m}^{-2}$ v příslušném rádiovém oboru. Ve srovnání s tím hvězda o bolometrické magnitudě $m_{bol} = 0$ dodává (mimo zemskou atmosféru) $2,5 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}$, což ovšem je energie vztažená na celý obor vyzařovaného spektra.

V novější době byla zavedena jednotka *Jansky* (podle Karla Janského, inženýra českého původu, zaměstnaného v Bellových laboratořích, který první objevil radioastronomické záření Galaxie). Označuje se J_y a její hodnota je

$$1 J_y = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1},$$

1000 $J_y = 1$ kJy. Znamé astronomické zdroje Cassiopea A a Cygnus A mají jasnost přibližně $10^4 J_y = 10$ kJy.

Pro měření plošného jasu v monochromatickém světle, např. pozadí oblohy v emisi vodíkové čáry Lyman α nebo polárních září, užívá se jednotky rayleigh [R] nebo kilorayleigh (kR).

1 kR = 10^9 kvant (fotonů) vyzářených za sekundu z kolmého sloupce o základně 1 cm² do všech směrů. Tato jednotka má značný význam tam, kde se jedná o záření opticky tenkého prostředí. Jiné vztahy jsou

$$1 \text{ R} = 1,581 \cdot 10^{-15} / \lambda \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ (v zenitu)},$$

Energie 1 fotonu $\equiv 1,986 \cdot 10^{-18} / \lambda \text{ J}$ (λ vyjádřeno v 0,1 nm). Jas hvězdy 10 m_v rozložený na jednom čtverečním stupni oblohy se rovná přibližně 0,036 R/nm pro vlnovou délku $\lambda = 550 \text{ nm}$. V polárních zářích je jas noční oblohy obvykle několik kR. Hvězda o absolutní bolometrické magnitudě $M_{bol} = 0$ vyzářuje v celém spektru $3,02 \cdot 10^{28}$ wattů. Svitivost hvězdy $M_v = 0$ je přibližně $2,5 \cdot 10^{29}$ cd.

Sluneční konstanta, což je tok celkového záření Slunce dopadající na plochu 1 m² (kolmo vystavenou záření) ve vzdálenosti 1 astronomické jednotky od Slunce (tj. střední vzdálenost Slunce–Země), je 1,388 kW m⁻². Svitivost Slunce $L_{\odot} = (3,90 \pm 0,04) \cdot 10^{26} \text{ W}$. Ve viditelném oboru světla je možno považovat Slunce za světelný zdroj o svítivosti $\sim 3,07 \cdot 10^{27}$ cd. Osvětlení mimo zemskou atmosféru způsobené Sluncem je 137 000 lx.

Jaká energie dopadá na povrch Země z hvězd, lze odhadnout z tohoto příkladu: na povrchu Země, za velmi dobrých podmínek, tok celkového záření Slunce E_{\odot} , které není atmosférou pohlceno, je přibližně 1000 W m⁻². Z hvězdy stejného spektrálního typu jako Slunce, ale zdánlivé magnitudy $m_v = +6$ dopadá na povrch Země tok záření E_* , které je k záření Slunce v poměru

$$\log \frac{E_*}{E_{\odot}} \approx -0,4 (6 + 26,7) = -13,08$$

(zdánlivá magnituda Slunce = -26,7) čili

$$\frac{E_*}{E_{\odot}} = 8,4 \cdot 10^{-14} \approx 10^{-13}.$$

Jestliže záření Slunce $E_{\odot} \approx 1000 \text{ W m}^{-2}$, pak záření hvězdy je $E_* \approx 10^{-10} \text{ W m}^{-2}$. Nutno ovšem mít na zřeteli, že tato hodnota se vztahuje na záření hvězdy v celém rozsahu spektra. Mimo zemskou atmosféru by byla naměřená energie přibližně dvojnásobná.

Plošná jasnost objektů, např. mlhovin, je někdy vyjádřena v počtu hvězd desáté velikosti na čtvereční stupeň, které by vydaly stejný plošný jas jako objekt. Označení není jednotné, např. 100 S₁₀ (V) \equiv ekvivalent 100 hvězd desáté vizuální magnitudy na čtvereční stupeň

$$S_{10} (V) = 6,9 \cdot 10^{-9} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}.$$

Měřený tok záření a hvězdná magnituda

4.8.

Často se zavádí tok záření z hvězdy nebo ze Slunce, který je možno přímo určit měřením. Pod tímto pojmem však nutno rozumět tok πF^* , který je odvozen z toku vycházejícího z hvězdy πF_v

$$\pi F_v^* = \bar{I}_v \pi \frac{R^2}{r^2} = F_v \pi \frac{R^2}{r^2}, \quad (4.8.1)$$

kde F_v je průměrný tok (viz kapitola 3.16) rovnající se průměrné intenzitě \bar{I} .

Tak například tok vycházející ze slunečního povrchu integrovaný přes všechny vlnové délky je

$$\pi F = \int_0^{\infty} \pi F_{\lambda} d\lambda = 6,32 \cdot 10^3 \text{ W cm}^{-2}.$$

Celková svítivost Slunce, jehož poloměr je $6,96^5 \cdot 10^5 \text{ km}$, je

$$L_0 = 4\pi R^2 \pi F = 3,84 \cdot 10^{26} \text{ W}.$$

Střední intenzita na povrchu Slunce je však

$$\bar{I} = F = \frac{1}{\pi} 6,32 \cdot 10^3 \text{ W cm}^{-2}.$$

Naměřený tok mimo zemskou atmosféru ve vzdálenosti $r \gg R$ od Slunce bude

$$\pi F^* = \pi \frac{R^2}{r^2} \frac{1}{\pi} 6,3 \cdot 10^3 \text{ W cm}^{-2},$$

kde $\pi R^2/r^2 = d\omega$ je prostorový úhel, pod kterým se jeví sluneční disk ze vzdálenosti r . Pro $r = 1 \text{ AU} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ km}$ je $\pi R^2/r^2 = 6,8 \cdot 10^{-5}$ steradiánu. Z toho pak plyne pro tok naměřený mimo zemskou atmosféru

$$\pi F^* = 0,1368 \text{ W cm}^{-2}.$$

Pro zjednodušení je v dalším tento tok πF^* vyjádřen veličinou E . Pro monochromatický naměřený tok z hvězdy o poloměru R ve vzdálenosti r obecně platí

$$E_r = F_v Q_r \pi \frac{R^2}{r^2}, \quad (4.8.2.)$$

kde $F_v = \bar{I}_v$ je střední intenzita spojitého záření ve frekvenci ν , $Q_r \leq 1$ je faktor opravující měřený tok o absorpci ve spektrálních čarách. Vztah mezi magnitudou m_r v dané frekvenci a tokem E_r je zcela jednoduchý

$$m_r = -2,5 \log E_r + \text{konst.},$$

kde konstanta závisí na volbě fotometrických jednotek.

Z toků dvou hvězd o poloměrech R_1 a R_2 ve vzdálenostech r_1 a r_2 plyne několik důležitých jednoduchých vztahů pro rozdíl jejich zdánlivých magnitud. Poměry $R_1/r_1 = \alpha_1$ a $R_2/r_2 = \alpha_2$ představují dva velmi malé úhly, pod kterými

se jeví poloměry hvězd a platí (s vynecháním indexu ν) pro $Q = 1$

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{E_1}{E_2} = -2,5 \log \frac{F_1 \alpha_1^2}{F_2 \alpha_2^2}, \quad (4.8.3)$$

a tedy

$$\left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right)^2 = \frac{F_1}{F_2} 10^{-0,4(m_1 - m_2)}. \quad (4.8.4)$$

Obdobně pro rozdíl absolutních magnitud a poměr poloměrů R_1, R_2 platí

$$M_1 - M_2 = -2,5 \log \frac{F_1 R_1^2}{F_2 R_2^2}, \quad (4.8.5)$$

$$\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 = \frac{F_1}{F_2} 10^{-0,4(M_1 - M_2)}. \quad (4.8.6)$$

4.9. Teploty hvězd

Povrchová teplota hvězdy je nepostradatelná veličina. Záleží však velmi na tom, o jakou teplotu jde a jak je definována.

Hvězdu je možno si představit jako absolutně černé těleso – kouli – o poloměru R a teplotě (povrchové) T , pro jehož bolometrickou svítivost platí

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4. \quad (4.9.1)$$

Hvězda však nezáří jako absolutně černé těleso, a tudíž svítivost při dané teplotě by byla jiná. Veličiny L a R lze však změřit, a proto se zavádí pojem

a) efektivní teplota $T = T_{\text{ef}}$, což je teplota takového absolutně černého tělesa (AČT), které by vyzářilo množství energie odpovídající svítivosti L . Mimo efektivní teploty T_{ef} se vyskytují teploty definované odlišnými způsoby. Nejdůležitější jsou:

b) zářivá teplota T_{rad} , je to teplota AČT, které vyzařuje v daném intervalu spektra stejnou energii jako pozorované těleso (PT). Jestliže se rozsah intervalu $\Delta\lambda$ zmenší na nekonečně malý (emisní čára), je zářivá teplota někdy definována jako „černá“ teplota. Příklad: teplota hvězd určená pouze měřením v určité oblasti spektra.

c) barevná teplota T_b nebo T_F , je to teplota AČT, které v daném intervalu spektra $\Delta\lambda$ má stejný průběh intenzity jako PT. Není podmínkou, aby průběh intenzity byl určen v absolutních hodnotách. Příklad: barevná teplota oblohy je nereálně vysoká, neboť její barva je modrá.

Jestliže $\Delta\lambda \rightarrow 0$, pak jde o gradační teplotu, což je teplota AČT, které má v dané vlnové délce spektra stejný gradient intenzity.

Z definice je patrné, že k určení:

a) T_{ef} je zapotřebí absolutní měření vyzářené energie ve všech vlnových délkách,

b) T_{rad} je zapotřebí absolutní měření vyzářené energie v $\lambda \pm \Delta\lambda$,
c) T_b postačí znát průběh relativní intenzity v $\lambda \pm \Delta\lambda$.

Pro absolutně černé těleso $T_{\text{ef}} = T_{\text{rad}} = T_b$ a čím více se liší mechanismus záření hvězdy či jiného objektu od záření AČT, tím větší jsou rozdíly mezi jednotlivými teplotami.

Zvláštním případem je teplota určená z Wienova posunovacího zákona zjištěním vlnové délky maxima intenzit

$$T_w = \frac{0,2897}{\lambda [\text{cm}]} [\text{K}],$$

kteřá se blíží T_{ef} , pokud objekt nemá anomální spektrum, jinak je blíže T_{rad} .

Pro popis fyzikálních dějů jako pohybu a energie atomů, volných elektronů je zaveden pojem teplota kinetická T_k , odpovídá tepelné, tj. nejpravděpodobnější rychlosti v_T částice o hmotnosti μ

$$v_T = \left(\frac{2R T_k}{\mu}\right)^{1/2},$$

kde R je plynová konstanta.

Teplota elektronová T_e je kinetická teplota volných elektronů.

Teplota ionizační T_i nebo teplota excitační T_{ex} je teplota odpovídající energii nutné k ionizaci nebo excitaci atomů či molekul.

Princip metody určení teploty hvězd plyne již z definice. Efektivní teplotu Slunce lze určit přímým měřením veškeré energie, která mimo zemskou atmosféru dopadne na plochu známých rozměrů vystavenou kolmo slunečnímu záření. Ze známé vzdálenosti Slunce—Země r , slunečního poloměru R a velikosti přijímací plochy měřicího přístroje S jednoduchým výpočtem možno určit efektivní teplotu Slunce T_{ef} , neboť pro naměřenou energii W platí

$$\frac{W}{QS} = \sigma T^4 = \frac{R^2}{r^2} \sigma T_{\text{ef}}^4, \quad (4.9.2)$$

kde Q je konstanta přístroje, T teplota přijímací plochy. To je princip měření sluneční konstanty.

Zásadně by bylo možno podobně změřit i teplotu hvězd, avšak jen u některých velmi jasných se podařilo obdobnou metodou získat použitelné údaje. Většinou je nutno použít metody založené na určení spektrálního gradientu, tedy v podstatě metody k určení barevné teploty. Takový údaj se koriguje podle různých kritérií, např. s přihlédnutím k teplotě excitační a ionizační, které lze odhadnout z intenzity čar prvků s různým excitačním či ionizačním potenciálem.

Parametrem barevné teploty T_F je spektrální gradient určený pro interval vlnových délek $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, kde $\lambda_1 > \lambda_2$. Definice gradientu plyne z Planckova zákona

$$\phi_\lambda = \frac{c_2}{T_F} (1 - \exp[-c_2/\lambda T])^{-1}, \quad (4.9.3)$$

kde $c_2 = hc/k$, $\lambda \simeq \lambda_1 - \frac{1}{2}(\lambda_1 - \lambda_2)$.

Platí též

$$\phi_\lambda = 5\lambda - \frac{\ln I_1 - \ln I_2}{(1/\lambda_1) - (1/\lambda_2)}, \quad (4.9.4)$$

kde I_1 a I_2 je naměřená intenzita ve vlnových délkách λ_1 a λ_2 .

Wienova aproximace vede k jednoduchému vztahu

$$\phi \simeq \frac{c_2}{T_F}.$$

Je zřejmá úzká souvislost mezi spektrálním gradientem a barvou hvězdy, a tudíž i barevným indexem, a tedy i barevný index je funkcí teploty. Na základě vztahu mezi teplotou hvězdy a barevným indexem je možno podrobněji dokázat i předěšlé vztahy. Jestliže ve studovaném spektrálním oboru platí $hc/kT \gg 1$ (pro teploty pod 7000 K a ve vizuálním oboru spektra), platí pro Planckovu funkci vztah

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right), \quad (4.9.5)$$

kde opět $c_2 = hc/k$. Logaritmický tvar s dosazením číselné hodnoty $\log e = 0,434$ je

$$\log B_\lambda(T) + 5 \log \lambda = -0,434 \frac{c_2}{T} \frac{1}{\lambda} + \text{konst.},$$

$B_\lambda(T)$ lze nahradit pozorovanou intenzitou I_λ v libovolných jednotkách. Sestrojí-li se graf závislosti $\log I_\lambda + 5 \log \lambda$ na $1/\lambda$ získá se úsečka, jejíž sklon α je funkcí teploty, neboť

$$\alpha = -0,434 \frac{c_2}{T}.$$

Pro absolutní spektrální gradient lze tudíž nalézt vztah

$$\phi_\lambda = -\frac{d \ln I_\lambda}{d(1/\lambda)} + 5\lambda, \quad (4.9.6)$$

který je identický s rovnicí (4.9.4).

Za předpokladu, že hvězda září jako černé těleso, měřené intenzity I_{λ_1} a I_{λ_2} jsou úměrné hodnotám $B_{\lambda_1}(T)$ a $B_{\lambda_2}(T)$. Pro barevný index, který je rozdílem magnitud ve vlnových délkách $\lambda_1 < \lambda_2$, platí

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = -2,5 \log \frac{B_{\lambda_1}(T)}{B_{\lambda_2}(T)} = -2,5 \log \frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}}. \quad (4.9.7)$$

Z tohoto vztahu lze snadno nalézt závislost barevného indexu na barevné teplotě hvězdy T_F

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = 12,5 (\log \lambda_1 - \log \lambda_2) + 1,086 \frac{c_2}{T_F} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right). \quad (4.9.8)$$

Spektrální klasifikace hvězd

4.10.

Velmi důležitým pozorovacím údajem je stručný popis spektra hvězd. Hvězdná spektra jsou klasifikována podle určitých znaků. Nejdůležitější je tzv. klasifikace harvardská.

Harvardská klasifikace byla zavedena počátkem 20. století, kdy bylo nashromážděno dostatek pozorovacích dat.

Spektra byla fotografována malým fotografickým dalekohledem s objektivním hranolem, který umožnil zkoumat velké hvězdné pole v rozsahu vlnových délek 390–500 nm. Disperze však byla nevelká, a klasifikace tedy spočívala na nejnápádnějších vlastnostech spekter zjistitelných při malé disperzi. Nicméně s různými dodatky a zlepšeními představuje nyní harvardská klasifikace základ pro klasifikace hvězdných spekter. Téměř 400 tisíc hvězd bylo oklasifikováno tímto způsobem. Princip klasifikace se opírá o přítomnost (nebo nepřítomnost) důležitých čar (většinou absorpčních) ve hvězdném spektru a o jejich intenzitu. Jsou to hlavně čáry Balmerovy série vodíku, čáry vápníku, dále čáry kovů a u chladných hvězd též molekulární pásy.

V současné době byly hvězdy rozděleny do 12 (nebo 13) tříd; každá z nich je označena jedním z následujících velkých písmen abecedy:

[Q, P, W,] O, B, A, F, G, K, M, [S, R, N];

nejdůležitější jsou podtrženy, v hranatých závorkách jsou spektrální třídy méně časté.

Posoupnost spektrálních tříd vyjadřuje teplotu klesající od písmene Q (resp. O) k písmenu N (resp. M). Původně bylo použito abecedního pořádku, později se však ukázalo, že teplotní škála tomu neodpovídá, a tím vzniklo nové seřazení odlišné od abecedního pořádku.

Třída P je rezervována pro plynné mlhoviny, třída Q je charakteristická pro novy. Ani jedna z nich nemá přímou souvislost s ostatními spektrálními třídami.

Wolfovy-Rayetovy hvězdy (pojmenované podle dvou pařížských astronomů, kteří je v roce 1876 objevili) seskupené do třídy W se od ostatních hvězd odlišují přítomností širokých a intenzivních emisních čar, mezi nimiž se nalézají čáry ionizovaného helia.

Spektra chladných hvězd typu S připomínají spektra hvězd typu K a M, obsahují však značné množství molekulárních pásů. Hvězdy R a N se často označují společným písmenem C. Jelikož se vyznačují výraznými pásy sloučenin uhlíku (CN, CO, C₂), označují se také jako uhlíkové hvězdy.

Třídy O až M patří normálním hvězdám a spadá sem 99,8 % všech hvězd jasnějších 8^m.

Princip klasifikace je takový, že je především vystižen vliv teploty atmosfér hvězd na výskyt čar prvků s různým excitačním, resp. ionizačním potenciálem.

Je-li ve hvězdách pozorovatelný tentýž prvek jak v ionizovaném, tak v neutrálním

ním stavu, pak od třídy O k třídě M směrem dolů se vyskytují nejdříve čáry ionizovaného atomu, a potom atomu neutrálního. Tak například intenzita absorpčních čar ionizovaného helia klesá počínaje typem O5; intenzita čar He I dosahuje maxima v B3. Podobně se čáry Ca II objevují okolo typu B5, síli postupně směrem ke K0, a potom slábnou.

Prvky jako křemík, u nichž je ionizační potenciál pro nižší i vyšší ionizaci přibližně stejný, poskytují ještě přesvědčivější příklady. Maximální intenzita čar křemíku třikrát, dvakrát a jedenkrát ionizovaného a křemíku neutrálního se vyskytuje v těchto typech:

Si IV : O9, Si III : B1, Si II : A0, Si I : G5.

Podobně platí, že čím vyšší je excitační energie, tím dříve dochází k maximální intenzitě čar ve spektrální sérii. Z toho plyne, že excitační energie, a tudíž i teplota, se zmenšuje od třídy O ke třídě M.

Teplota je jeden ze základních činitelů, které řídí ionizaci a excitaci atomů. Jednoduchá kvalitativní zkoumání zároveň ukazují, že maximum energie spojitěho spektra se posouvá z ultrafialové oblasti u třídy O k oblasti infračervené u třídy M (modrobílá hvězdy, žlutobílá, potom žlutá a červená). Aplikujeme-li Wienův posunovací zákon, lze opět dokázat, že teplota klesá od hvězd O ke hvězdám M.

Harvardská klasifikace ve své revidované a doplněné podobě klasifikuje hvězdy podle klesající teploty. Je to jednoparametrová klasifikace, která je spojena s teplotou těch vrstev hvězdné atmosféry, kde vznikají spektrální čáry.

Ve spektrech hvězd O jsou absorpční čáry ionizovaného helia. Tyto čáry prakticky mizí ve třídě B, zatímco čáry neutrálního helia pokračují společně s poněkud intenzivnějšími čarami vodíku.

Naopak čáry neutrálního helia mizí ve třídě A, kde převládají čáry Balmerovy série, velmi intenzivní a obvykle široké.

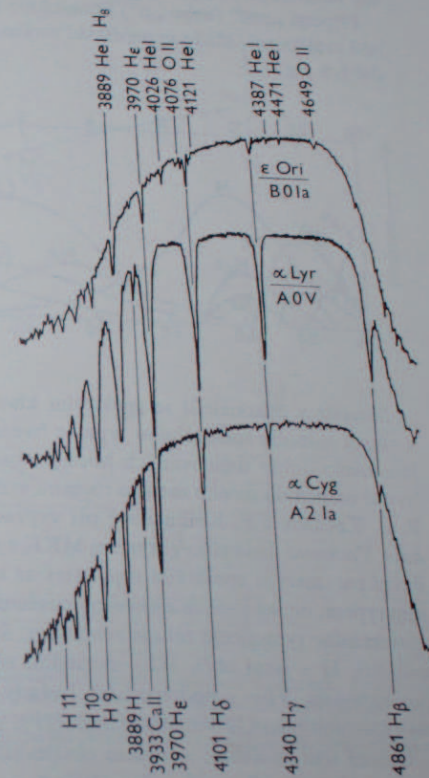
Hvězdy B a A jsou obvykle velmi bílé nebo dokonce slabě namodralé; hvězdy následujících tříd – F, G, K – se jeví více a více žluté.

Spektra hvězd F se ještě velmi podobají spektrům hvězd A. Balmerovy čáry vodíku jsou stále ještě velmi výrazné, avšak jejich intenzita se postupně zmenšuje. Na druhé straně intenzita kovových čar roste a čáry ionizovaného vápníku jsou zcela výrazné. Třída G zahrnuje „žluté“ hvězdy, jejichž spektra se podobají slunečnímu spektru. Počet a intenzita kovových čar roste tak, že vodíkové čáry, ačkoli jsou stále ještě dosti výrazné, nepřitahují bezprostřední pozornost mezi ostatními čarami. Vápníkové čáry jsou nejintenzivnější.

Žlutá barva je zdůrazněna ve třídě K, jelikož spojitě spektrum rychle slábne směrem ke kratším vlnovým délkám, zatímco čáry kovů se stávají ještě intenzivnější. Čáry H a K (ionizovaného vápníku) jsou vždy velmi výrazné, ale již mnohem intenzivnější je čára neutrálního vápníku u 422,7 nm.

Počínaje třídou M se vyskytují velmi patrné molekulární pásy, které hrají roli v klasifikaci těchto zřetelně červených hvězd. Hvězdy M se vyznačují absorpčními pásy TiO.

V zásadě je každá spektrální třída (s výjimkou Q a P) opět rozdělena na 10 podtříd, jež jsou označeny číslicí 0, 1, 2, ..., 9, která se klade za velké písmeno označující třídu. Smyslem tohoto podrozdělení bylo udržet jednotnou gradaci mezi za sebou následujícími typy: například typ B2 je přibližně uprostřed mezi typy B1 a B3, typ B9 mezi B8 a A0. Ve skutečnosti se však všechny druhy podskupin neuvžívají.

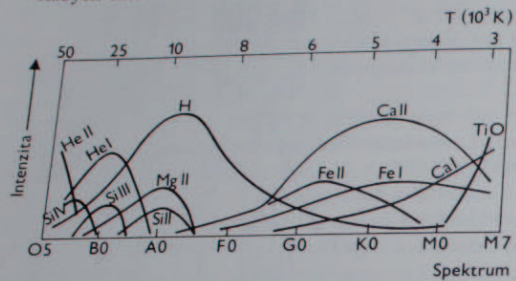


Obr. 4.3. Mikrofotogramy některých zřetelných hvězd. Čáry vodíku Balmerovy série nejvýrazněji vystupují u typu A0. Průběh spojitěho záření neodpovídá skutečnému rozdělení energie ve spektru hvězdy, ale je ovlivněn citlivostí fotografického materiálu. Vlnové délky jednotlivých čar jsou vyznačeny v desetinách nm, tj. např. vlnová délka čáry H β je 486,1 nm.

Jako upozornění na zvláštnosti spektra byla písmena označující spektrální třídu doplněna „předponami“ a „příponami“, které se užívají ve starší literatuře. „Předpony“ „c“, „g“, „d“ v podstatě charakterizují svítivost. Ve spektrech „c“ je většina čar pozoruhodně jemná a vykazuje úzký profil (např. α Cygni cA2). Jsou to nadobří. Písmeno „c“ se nepoužívá pro hvězdy O, které mají všechny velmi vysokou svítivost. Hvězdy „g“ jsou obří (z anglického giant = obr), hvězdy „d“ trpaslíci (dwarf = trpaslík). Jejich spektrální charakteristiky budou uvedeny později.

„Přípony“. „n“ označuje široké a difúzní čáry, „s“ označuje dobře definované čáry s ostrým profilem. Písmeno „e“ označuje přítomnost emisních čar ve třídě, kde se pravidelně nevyskytují. Pro hvězdy O a B toto označení obvykle znamená, že čáry Balmerovy série jsou emisní. Dále „ev“ označuje proměnné emisní čáry, „v“ proměnné spektrum, „k“ označuje přítomnost mezihvězdných absorpčních čar ionizovaného vápníku Ca^+ (H a K).

Přípona „pec“ (nebo „p“) upozorňuje na skutečnost, že spektrum obsahuje nějaké zvláštnosti. Může se například vztahovat k výjimečně intenzitě některých jinak slabých čar.



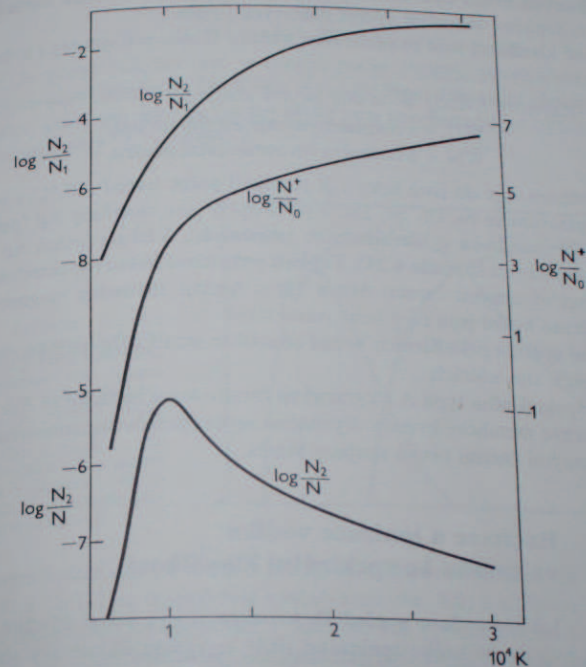
Obr. 4.4. Schematický průběh intenzity čar různých prvků v závislosti na teplotě a spektrálním typu hvězdy.

Novější a dokonalejší je spektrální klasifikace s ohledem na svítivost. Jelikož v rámci jednoho spektrálního typu se hvězdy seskupují s poměrně malým rozptylem okolo dobře definovaných hodnot absolutní magnitudy, může se uspořádání hvězd omezit do jistého malého rozsahu svítivosti. To byl postup W. W. Morgana, P. C. Keenana a E. Kellmanové při vypracování dvourozměrné *spektrální klasifikace Yerkesské observatoře* (systém MKK z roku 1943, upravený v r. 1953 na MK). První parametr je spektrální typ, který se téměř shoduje s harvardským spektrálním typem, druhý je *třída svítivosti* označená římskou číslicí následující po symbolu spektrálního typu podle tohoto schématu: Ia – nejjasnější nadobří, Ib – méně jasní nadobří, II – jasní obří, III – normální obří, IV – podobří, V – hvězdy hlavní posloupnosti, VI – „podtrpasličí“ hvězdy. Podle systému MK je naše Slunce klasifikováno jako G2 V. Místo nadobří je možno též užívat termínu veleobří.

Určení tříd svítivosti je ovšem obtížnější než pouhé určení spektrálního typu. Systém MK-klasifikace je opřen většinou o spektra s disperzí přibližně 12,5 nm mm u čáry $\text{H}\gamma$. Vlastní klasifikace se provádí srovnáním se standardními spektry reprodukovánými v atlasu hvězdných spekter. Nejlépe jsou klasifikovány hvězdy hlavní posloupnosti, kdežto určení tříd svítivosti u obřích hvězd není vždy zcela jisté.

Předností původní harvardské klasifikace i MK-systému je rychlost, s jakou lze příslušný typ určit, tj. pouhým prohlédnutím spektra a jeho porovnáním se spektry hvězd známých tříd. Nevýhodou je jistý subjektivní faktor, který značně závisí na

zkušenosti toho, kdo klasifikaci provádí, a vliv použitého přístroje. Oba tyto rušivé vlivy nelze plně odstranit. Tyto nedostatky se snaží odstranit některé metody, které jsou založeny na fotometrickém proměření spektra hvězdy. Známa je trojrozměrná klasifikace pařížská,



Obr. 4.5. Poměr počtu atomů vodíku v jednotlivých stavech v závislosti na teplotě. Poměr N_2/N_1 je odvozen z Boltzmannovy rovnice, kdežto poměr ionizovaných atomů N^+ k neutrálním N_0 byl vypočten ze Sahovy rovnice. Relativní zastoupení atomů excitovaných do druhé hladiny ilustruje křivka $\log N_2/N$, kde $N = N_0 + N^+$. Maximum této křivky je u teplot 10^4 K, které jsou charakteristické pro atmosféry hvězd A0.

založená na zjištění průběhu intenzit ve spojitěm spektru v okolí Balmerova kontinua (Balmerův skok). Předností tohoto systému je objektivita a výraznější fyzikální interpretace, neboť zjištěné veličiny jsou nejen funkcí teploty, ale též tlaku (gradientu hustoty) ve hvězdné atmosféře. Nevýhodou je pracnost metody, takže tento způsob klasifikace je omezen jen na jasnější hvězdy (viz kapitola 4.13).

Proto původní (byť nepřítis objektivní) způsob spektrální klasifikace hvězd je zatím nejlepším zdrojem informací o velkém počtu hvězd.

U velmi slabých hvězd se uplatňuje klasifikace určená ze spekter s velmi malou disperzí (60 nm/mm až 1000 nm/mm) zejména tehdy, jde-li například o velmi teplé hvězdy typu O a B. Tato klasifikace má význam především při vyhledávání OB hvězd pro statistická studia.

U některých hvězd bylo nutno připojit další znaky, které blíže naznačují jistou vlastnost, zejména anomální výskyt některých prvků.

V běžné klasifikaci jsou to především hvězdy Wolfovy-Rayetovy a hvězdy pekuliární.

Wolfovy-Rayetovy hvězdy W se dělí na dvě skupiny:

- WC – s nadměrným množstvím uhlíku,
- WN – s nadměrným množstvím dusíku.

Mezi hvězdami A a do jisté míry i B je menší počet hvězd (10 %) s výraznými čarami ionizovaného Si, Cr, Sr, Eu. Tyto hvězdy jsou označeny Ap (pekuliární – zvláštní, viz poznámka o klasifikačních příponách). Většina hvězd Ap má silné magnetické pole (viz kapitola 4.23). Teplejší pekuliární hvězdy spektrálních typů B se vyznačují výraznými čarami Mn a Hg a nemají zjištěné magnetické pole. U všech těchto hvězd jsou čáry helia velmi slabé.

Anomální spektra pekuliárních hvězd souvisí se skutečným nadbytkem určitých prvků v jejich atmosférách.

Hvězdy spektrálního typu A s výraznými čarami kovů označují se Am a používá se pro ně název metalické hvězdy. Vyznačují se slabými čarami ionizovaného vápníku a výraznými čarami prvků skupiny železa.

4.11. Excitace a ionizace vodíku ve vztahu ke spektrální klasifikaci

Jak je uvedeno v předešlé kapitole (4.10), velmi důležité kritérium pro zařazení hvězdy do určité spektrální třídy je výskyt Balmerovy série vodíku ve spektru hvězdy. Aby vznikla absorpční čára v Balmerově sérii, musí být elektron přenesen z druhé hladiny na vyšší. Ve hvězdných atmosférách s teplotou nižší než 10^4 K lze ionizaci vodíku zanedbat a možno použít původní Boltzmannovy rovnice z příkladu v kap. 3.24. Počet atomů s obsazenou druhou hladinou je tedy dán vztahem

$$\log \frac{N_2}{N_1} = -\frac{5040}{T} 10,2 + \log 4$$

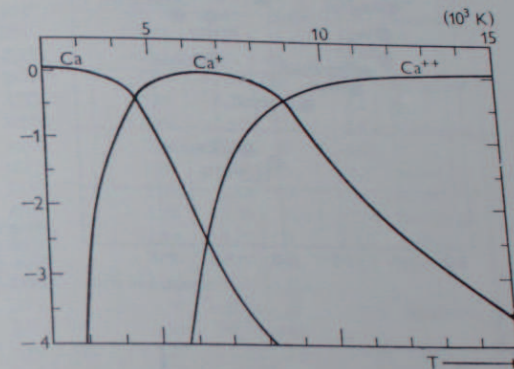
a N_2/N_1 stoupá v závislosti na T od 10^{-10} při teplotách 5000 K do $3 \cdot 10^{-5}$ u teplot 10 000 K. Avšak se stoupající teplotou stoupá současně počet ionizovaných atomů N^+ . Jestliže u vodíku $\chi_\infty = 13,5$ eV, $g = 1$, $P_e = 13$ Pa, pak podle vztahu

$$\log \frac{N^+}{N} = -\frac{5040}{T} 13,5 + 2,5 \log T - 2,59$$

zjistíme, že poměr počtu ionizovaných atomů vodíku N^+ k neutrálnímu N stoupá z hodnot $3 \cdot 10^{-5}$ u 6000 K na $3,8 \cdot 10^0$ u 10 000 K a $2,10^6$ u 30 000 K. Jelikož pro výskyt Balmerovy série vodíku je rozhodující poměr N_2 ke všem atomům vodíku $N_0 = N + N^+$, tedy

$$\frac{N_2}{N_0} = \frac{N_2/N}{1 + N^+/N}$$

lze zjistit, že poměr N_2/N_0 (což je funkce pouze teploty, považujeme-li $P_e = \text{konst.}$) dosáhne maxima na 10^4 K (viz obr. 4.5). Proto absorpční čáry Balmerovy série vodíku, právě tak jako Balmerův skok, jsou nejvýraznější u hvězd typu A0 s teplotou atmosféry $T = 10\,000$ K.



Obr. 4.6. Závislost ionizace vápníku na teplotě hvězdné atmosféry. (Relativní počet atomů neutrálního Ca jednou ionizovaného Ca^+ a dvakrát ionizovaného Ca^{++} je vyjádřen v logaritmické skále. Symbol Ca odpovídá Ca I a Ca^+ = Ca II). Při 6000 K převládá počet atomů Ca^+ k Ca v poměru 100 : 1 a nad 9000 K je vápník převážně dvakrát ionizován.

Podobným způsobem lze ukázat, jak závisí výskyt neutrálního Ca I a ionizovaného Ca II a Ca III na teplotě (viz výsledek na obr. 4.6) a z toho odhadnout, jak intenzivní budou čáry tohoto prvku v jednotlivých typech hvězd. Čára 422,7 nm neutrálního Ca bude intenzivní v chladných hvězdách, naproti tomu čáry Ca^+ (396,8 a 393,4 nm, podle Fraunhoferova označení čáry H a K) budou výrazné u hvězd s teplotami 5000 K až 7500 K.

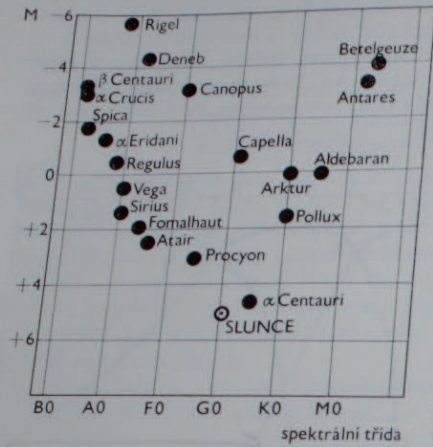
4.12. Spektra hvězd a absolutní magnituda, diagram spektrum-svítivost a barva-svítivost

Podle předešlého výkladu je zřejmé, že spektrální třídy, které závisí na teplotě vnějších vrstev hvězdy, budou záviset též na svítivosti či absolutní magnitudě.

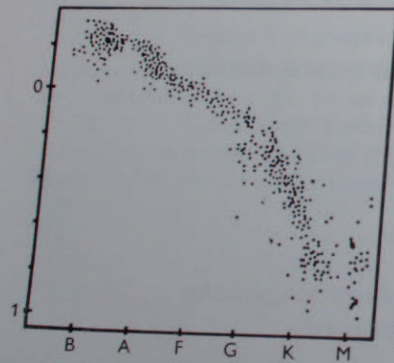
Již první vyšetřování této závislosti, která provedli Hertzsprung a Russell po-

čátkem 20. století, ukázala, že tato závislost je velmi výrazná a že je složitější, než se zprvu předpokládalo.

Ukázalo se, že existují hvězdy téhož spektrálního typu, ale velmi rozdílné svítivosti. Při bližším studiu jejich spekter lze zjistit některé rozdíly v intenzitě čar



Obr. 4.7. Hertzsprungův-Russellov diagram - HR diagram (diagram spektrum-svítivost) pro 20 nejjasnějších hvězd a Slunce. Náznak hlavní posloupnosti je zřetelný.



Obr. 4.8. HR diagram pro hvězdy hlavní posloupnosti v okolí Slunce.

ionizovaných a neutrálních prvků a další znaky, které naznačují, že v jednom případě jde o hvězdy relativně mnohem větší. To vedlo k rozdělení hvězd na obry (s velkou svítivostí) a trpaslíky (s malou svítivostí) (viz předchozí kapitolu).

Sestrojením diagramu, kde na vodorovnou osu se nanáší spektrální typ a na svislou osu absolutní magnituda pro větší množství hvězd, se získá Hertzsprungův-

Tabulka 4.6
Nejasnější hvězdy

Č.	Hvězda	α	δ	Sp	V	B-V	r [pc]	M	Jméno
1*	α CMa	6 ^h 41 ^m	-16°35'	A1V	-1,43	0,00	2,65	+1,45	Sirius
2*	α Car	6 22	-52 38	F0Ia	-0,73	+0,15	110	-6,0	Canopus
3*	α Cen	14 33	-60 25	G2V	(-0,27)	+0,66	1,33	(+4,1)	Arcturus
4*	α Boo	14 11	+19 42	K2IIIp	-0,06	+1,23	11	-0,3	Vega
5*	α Lyr	18 34	+38 41	A0V	+0,04	0,00	8,1	+0,5	Capella
6*	α Aur	5 09	+45 54	G5III+ +G0III	(+0,09)	+0,80	14	(-0,7)	
7*	β Ori	5 10	-8 19	B8Ia	+0,15	-0,04	400	-8,2	Rigel
8*	α CMi	7 34	+5 29	F5IV/V	+0,37	+0,41	3,48	+2,7	Procyon
9*	α Eri	1 34	-57 45	B3V	+0,53	-0,16	24	-1,5	Achernar
10*	β Cen	13 57	-59 53	B0.5V	-0,66	-0,21	63	(-3,5)	
11*	α Ori	5 50	+7 23	M2Iab	-0,7	+1,87	150	-5,3	Betelgeuze
12*	α Aql	19 46	+8 36	A7IV,V	+0,80	+0,22	5,0	+2,3	Altair
13*	α Tau	4 30	+16 18	K5III	+0,85	+1,52	20	-0,6	Aldebaran
14*	α Cru	12 21	-62 33	B0.5V	(+0,87)	-0,24	90	(-4,0)	
15*	α Sco	16 23	-26 13	M1Ib	+0,98	+1,80	115	-5,2	Antares
16*	α Vir	13 20	-10 38	B1V	(+1,00)	-0,23	63	(-3,1)	Spica
17*	α PsA	22 52	-30 09	A3V	+1,16	+0,09	6,9	+1,95	Fomalhaut
18*	β Gem	7 39	+28 16	K0III	+1,16	+1,01	11	+1,0	Pollux
19*	α Cyg	20 38	+44 55	A2Ia	+1,26	+0,09	290	-6,2	Deneb
20*	β Cru	12 42	-59 09	B0.5IV	+1,31	-0,23	115	-4,1	
21*	α Leo	10 03	+12 27	B7V	+1,36	-0,11	21	-0,3	Regulus
22*	α CMa	6 55	-28 50	B2II	+1,49	-0,17	140	-4,5	
23*	α Gem	7 28	+32 06	A1V + Am	(+1,59)	+0,05	14	(+0,9)	Castor
24*	α Sco	17 27	-37 02	B2IV	+1,62	-0,23	80	-2,9	
25*	γ Ori	5 20	+6 16	B2III	+1,64	-0,23	100	-3,4	Bellatrix
26*	β Tau	5 20	+28 31	B7III	+1,65	-0,13	44	-1,6	
27*	β Car	9 12	-69 18	A0III	+1,65	0,00	32	-0,9	
28*	γ Cru	12 26	-56 33	M3II	+1,67	+1,53	66	-2,4	
29*	α Ori	5 31	-1 16	B0Ia	+1,70	-0,18	400	-7,0	
30*	α Gru	22 02	-47 27	B6V	+1,75	-0,14	28	-0,5	
31*	α Ori	5 36	-2 00	O9.5Ib	(+1,78)	-0,21	400	(-6,7)	
32*	α UMa	12 50	+56 33	A0p	+1,78	-0,02	24	-0,1	
33*	γ Vel	8 06	-47 03	O8 + WN7	(+1,80)	-0,24	200	-4,9	
34*	α Per	3 17	+49 30	F5Ib	+1,80	+0,48	140	-4,2	
35*	α UMa	10 58	+62 17	K0III	(+1,80)	+1,06	24	(-0,1)	Dubhe
36*	α Sgr	18 18	-34 26	B9IV	+1,82	-0,04	42	-1,3	
37*	δ CMa	7 04	-26 14	F8Ia	+1,84	+0,66	300	-6,0	
38*	η UMa	13 44	+49 49	B3V	+1,87	-0,20	48	-1,6	
39*	θ Sco	17 30	-42 56	F0I-II	+1,87	+0,37	110	-3,5	
40*	β Aur	5 52	+44 56	A0p	(+1,90)	+0,03	20	(+0,4)	
41*	δ Vel	8 42	-54 21	A2V	+1,92	+0,03	19	+0,5	
42*	γ Gem	6 32	+16 29	A0IV	(+1,93)	0,00	25	(-0,1)	
43*	α TrA	16 38	-68 51	K2III	+1,93	+1,41	30	-0,5	

Tabulka 4.6 (pokračování)

Č.	Hvězda	α	1950 δ	Sp	V	$B-V$	r [pc]	M	Imeno
44*	α Pav	20 ^h 18 ^m	-57 03	B2V	+1,96	-0,20	72	-2,4	
45*	β CMa	6 18	-17 54	B1II-III	+1,97	-0,23	190	-4,5	
46*	ϵ Car	8 20	-59 11	K0+B	(+1,97)	+1,13	100	(-3,1)	
47	α Hya	9 23	-8 14	K3III	+1,98	+1,44	40	-1,0	
48	α Ari	2 02	+22 59	K2III	+2,00	+1,15	24	+0,1	
49*	α UMi	1 23	+88 46	F8Ib	+2,01	+0,60	140	-3,8	Polarčka
50	β UMi	14 51	+74 34	K4III	+2,02	+1,47	30	-0,4	

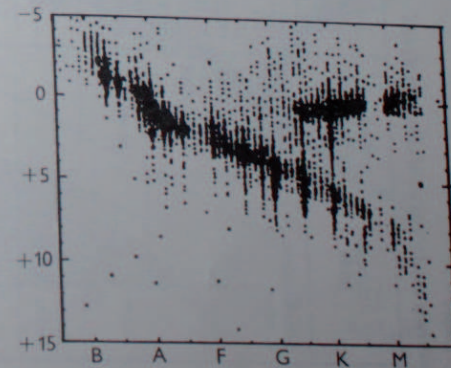
Poznámky:

- Vizuální dvojhvězda, oběžná doba $P = 50$ let, střední vzdálenost $a = 7,6''$. Průvodce, známý bílý trpaslík (spektrum wA5), má zdánlivou jasnost $V = 8,7^m$, absolutní jasnost $M = 11,6^m$.
- Vizuální dvojhvězda, $P = 80$ let, $a = 17,6''$. Hlavní složka: G2V, $V = 0,01^m$, $M = 4,4^m$. Průvodce: K1, $V = 1,38^m$, $M = 5,8^m$. K soustavě patří ještě slabý průvodce 11^m , sp. M, vzdálený přes $2''$ (Proxima Centauri), který má s dvojhvězdou společný pohyb v prostoru.
- Spektroskopická dvojhvězda, měřená též interferometrem jako dvojhvězda vizuální, $P = 10,4^d$, $a = 0,85$ AU. Hlavní hvězda: G5III, $V = 0,73^m$, $M = -0,1^m$. Průvodce: G0III, $V = 0,98^m$, $M = 0,2^m$.
- Jedna z nejsvitivějších známých hvězd. Je zajímavé, že mezi nadobry v asociaci Orión má nejpozdnější spektrum. Podobná situace je ve vzdálené asociaci OB-hvězd v Labuti, kde nejsvitivější člen ($M = -8,5^m$) má také nejpozdnější spektrum. Rigel má průvodce B9, $V = 6,7^m$ ve vzdálenosti $9,5''$. Tento průvodce je velmi těsnou dvojhvězdou vizuální (obě složky jsou stejné jasnosti $V = 7,4^m$, $M = -0,9^m$) a rovněž byl zjištěn jako dvojhvězda spektroskopickou dvojhvězdou.
- Vizuální dvojhvězda. $P = 41$ let, $a = 4,5''$. Průvodce je známý bílý trpaslík, $V = 10,7^m$, $M = 13,0^m$.
- Vizuální dvojhvězda. Hlavní složka: $V = 0,72^m$, $M = -3,4^m$. Průvodce ve vzdálenosti 1" má jasnost $V = 3,92^m$, $M = -0,2^m$.
- Vizuální jasnost se mění od $0,4^m$ do $1,0^m$ v periodě 5,7 let.
- Ve vzdálenosti $31''$ má vizuálního průvodce, sp. M2, $V = 13^m$, $M = 11^m$.
- Vizuální dvojhvězda. Hlavní složka: B0,5V, $V = 1,41^m$, $M = -3,5^m$. Průvodce ve vzdálenosti $5''$, B1, $V = 1,88^m$, $M = -3,0^m$. K soustavě patří ještě průvodce B5 ve vzdálenosti $89''$, $V = 4,97^m$, $M = -0,1^m$.
- Vizuální dvojhvězda. Hlavní složka: M1Ib, $V = 1,00^m$, $M = -5,2^m$. Průvodce ve vzdálenosti $3''$, B4V, $V = 5,15^m$, $M = -1,0^m$. Zatímco absolutní jasnost Antara je určena poměrně dobře, jeho vzdálenost je méně jistá, neboť mezihvězdná absorpce v této oblasti velmi kolísá. Barevný exces žhavého průvodce, z něhož by bylo možno odvodit absorpci spolehlivěji, nebylo možno dosud určit pro blízkost jasné složky.
- Spektroskopická a zároveň zákrytová dvojhvězda o malé amplitudě. Absolutní jasnost složek $-2,7^m$ a $-1,8^m$, perioda $4,0^d$.
- Sdílí společný pohyb s družici ve vzdálenosti $176''$, sp. K2, $V = 7,9^m$, $M = 6,3^m$, která má opět blízkého průvodce ($3''$, 13^m , sp. asi M4).
- Vizuální dvojhvězda: průvodce ve vzdálenosti $8''$, $V = 9^m$, $M = 4^m$.
- Známa šestinásobná soustava. V tabulce je uvedena celková jasnost vizuální dvojice AB. Dráha této dvojice byla v minulých letech často studována, ježto relativní pohyb je nyní poměrně

rychlý, obě složky jsou v blízkosti periastra. Jednotlivé složky jsou: A: A1V, $V = 1,96^m$, $M = 1,3^m$, je to spektroskopická dvojhvězda o periodě $2,9^d$; B: Am (tj. spektrum třída A s kovovými čarami), $V = 2,94^m$, $M = 2,3^m$, je to rovněž spektroskopická dvojhvězda o periodě $9,2^d$. Třetí vizuální složka je ve vzdálenosti $73''$ od dvojice AB. Je to zákrytová dvojhvězda YY Gem, jejíž složky jsou dva trpaslíci MO o absolutních jasnostech $9,1^m$. Celková zdánlivá jasnost $V = 9,07^m$, amplituda je $0,5^m$, perioda $0,8^d$.

- Vizuální dvojhvězda. Hlavní hvězda: 09,5Ib, $V = 1,92^m$, $M = -6,5^m$. Průvodce ve vzdálenosti $2,5''$, B3, $V = 4,06^m$, $M = -4,3^m$. Třetí složka ve vzdálenosti $58''$, $V = 9,9^m$, $M = 1,8^m$.
- Vzdálenost velmi nejistá, odpovídající průměrné absolutní jasnosti hvězdy O8 a hvězdy Wolfey-Rayetovy. γ Vel je spektroskopická dvojhvězda. Předpokládané absolutní jasnosti složek: $M(08) = -4,5^m$, $M(W) = -3,5^m$.
- Vizuální dvojhvězda, $P = 44$ let, $a = 0,6''$. Hlavní složka KOIII, $V = 1,87^m$, $M = 0,0^m$. Průvodce: $V = 4,81^m$, $M = 2,9^m$.
- Radiální rychlost proměnná.
- Zákrytová dvojhvězda, $P = 4,0^d$, amplituda $0,1^m$. Hlavní složka $M = 1,1^m$, průvodce $M = 1,2^m$.
- Vizuální dvojhvězda. Hlavní složka $V = 1,94^m$, $M = 0,5^m$. Průvodce ve vzdálenosti $3''$, $V = 6,4^m$, $M = 5,0^m$. Společný pohyb s touto dvojicí sdílí další slabá dvojice (11^m a 12^m , $4''$), vzdálená od první $69''$.
- Dvojhvězda sice vizuálně nerozložená, astrometricky se však projevuje oběžný pohyb těžiště světla obou složek. Perioda je 6 let, poloosa absolutní dráhy jasnější složky je přibližně $0,05''$, což je $1,25$ AU.
- Spektroskopická dvojhvězda, $P = 11,8^d$.
- Proměnná typu β Canis Maioris, perioda 6^d , rozmezí změn radiální rychlosti 12 km s^{-1} a 6 km s^{-1} , amplituda jasnosti $0,03^m$.
- Spektrální dvojhvězda.
- Vizuální dvojhvězda. Průvodce ve vzdálenosti $18''$, $V = 8,8^m$, F1, $M = 3,0^m$. Hlavní složka je jednak cefeidou o periodě $4,0^d$, jednak spektroskopickou dvojhvězdou o periodě 30 let.

-Russellův diagram spektrum-svitivost. Jelikož barva hvězd je funkcí spektrální třídy, lze za určitých okolností nahradit spektrální třídu barevným indexem a dia-



Obr. 4.9. HR diagram sestavený pro velké množství hvězd v okolí Slunce. Hlavní posloupnost i větev obrů je zde naprosto výrazná. Svitivost je vyjádřena v absolutních vizuálních magnitudách.

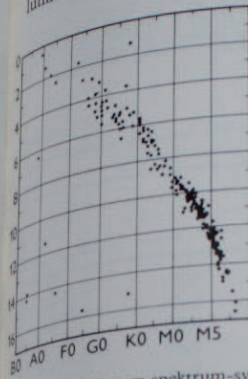
Tabulka 4.7

Hlavní znaky spektrálních tříd hvězd

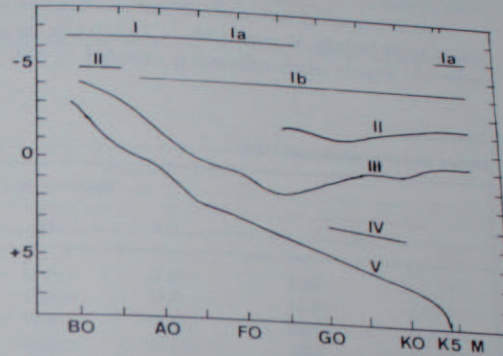
Spektrální třída	Wolfvých-Rayetovy hvězdy	O	B	A	F	G	K	M	Uhlíkové hvězdy		S
									R	N	
Hlavní čáry a pásy	HeII emisní čáry CH, NIII NIV OIII, OIV	HeI HeI OIII NIII CIII SiIV	HeI HI OII NII FeIII MgIII	HI (Balmer, série) ionizované	HI CaII TIII FeII	čáry CaII Balmer, série některé molekuluární	čáry CaI HI Balmer, série	molekul. pásy TiO, CaI	pásy C ₂ CH CN	pásy C ₂ CH CN čáry jako u typu K	pásy ZrO YO LaO Te
Barva	modrá	modrá-bílá	modrá-bílá	bílá	žluto-bílá	žlutá	oranžová	červená	červená	červená	červená
Barevný index B-V		0,5 -0,45	-0,20	0,00	+0,40	+0,60	+1,00	+1,5			
M _r		-6	-3,7	+0,7	+2,8	+4,6	+5,2	8,9			
T _{ef}		35 000	21 000	10 000	7 200	6 000	4 700	3 300			
T _{barevná}		70 000	38 000	15 400	9 000	6 700	5 400	3 800			
Procento* a) hvězd v Galaxii b)		2,5 % 0,03 %	26,7 % 0,6 %	11,0 % 0,2 %	16,7 % 9,3 %	16,7 % 9,3 %	35,4 % 39,1 %	7,6 % 50,0 %			
Typický zástupce		ζ Puppis	ζ Persei Rigel γ Lyr	Sirius Vega Deneb δ Cas	Canopus Procyon β Cas	Slunce Capella β Her	Arcturus Aldebaran ε Peg	Betelgeuse Antares η Gem			

* a) procento pozorovaných hvězd
b) skutečné procentuální zastoupení hvězd

gram spektrum-svitivost se nahradí diagramem barva-svitivost, který je velmi vhodný pro studium vzdálených hvězdokup.
Absolutní magnitudy odvozené různými metodami podstatně obohatily diagram spektrum-svitivost, původně sestavený Hertzsprungem a Russellem pomocí absolutních magnitud odvozených pouze z trigonometrických paralax blízkých hvězd.

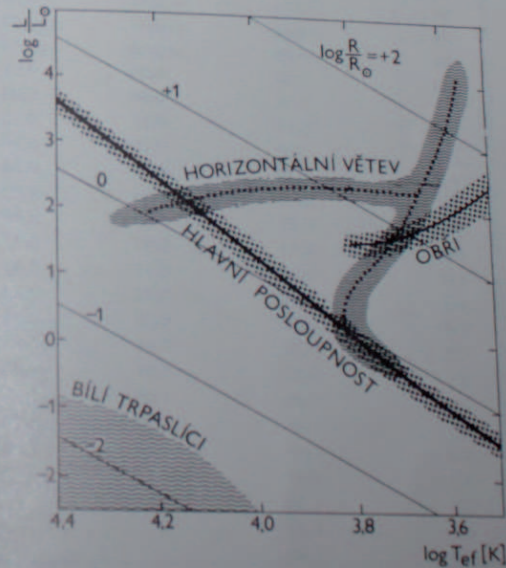


Obr. 4.10. Diagram spektrum-svitivost (HRD) pro hvězdy do vzdálenosti 10 pc. Vyskytují se zde hvězdy převážně hlavní posloupnosti a několik bílých trpaslíků.



Obr. 4.11. Schematické znázornění třídění hvězd v HR diagramu. Podle MK systému.

Obr. 4.12. Diagram teplota-svitivost s vyznačenými čarami stejného průměru hvězd. Svítivost (zářivost) je vyjádřena ve svítivostech Slunce, T_{ef} je efektivní teplota a rozměry hvězd jsou udány ve slunečních poloměrech. Hlavní posloupnost a posloupnost obrů přísluší mladším objektům (populaci I), kdežto vlnovkou šrafované oblasti jsou v diagramu obsazeny objekty starší populace (populace II).



Body v diagramu, z nichž každý představuje jednu hvězdu, se seskupují pod dvěma zřetelnými větví, odpovídajících dvěma velkým skupinám hvězd: první v níž se svítivost postupně zmenšuje od třídy B ke třídě M, a druhé, v níž svítivost vždy vysoká a mírně se mění se spektrálním typem. První tvoří hlavní posloupnost čili větev trpaslíků a druhá větev obrů (viz též kapitola o spektrální klasifikaci).

Tyto dvě skupiny jsou zcela zřejmě odděleny ve třídách K a M. Zde jsou pouze velmi jasné hvězdy M (okolo $M_v = 2$ až 0) a velmi slabé hvězdy M (okolo $M_v = 10$ nebo 10). Poměr jejich svítivosti je nejméně 10 000 : 1.

Tabulka 4.8

Barvy hvězd v soustavě UB ν

Sp	Hodnoty B-V					
	L	V	III	II	Ib	Ia
O5	-0,32	-0,32	-0,32	-0,32	-0,32	-0,32
O8	-0,31	-0,31	-0,31	-0,31	-0,29	-0,29
B0	-0,30	-0,30	-0,29	-0,29	-0,22	-0,22
B1	-0,26	-0,26	-0,24	-0,24	-0,18	-0,18
B2	-0,24	-0,24	-0,22	-0,22	-0,16	-0,16
B3	-0,20	-0,20	-0,18	-0,18	-0,12	-0,12
B5	-0,16	-0,16	-0,14	-0,14	-0,08	-0,08
B7	-0,12	-0,12	-0,10	-0,10	-0,04	-0,04
B8	-0,04	-0,09	-0,07	-0,07	-0,01	-0,01
B9	-0,06	-0,06	-0,04	-0,04	0,02	0,02
A0	0,00	0,00	0,01	0,01	0,04	0,04
A2	0,06	0,06	0,03	0,03	0,00	0,00
A5	0,15	0,15	0,10	0,10	0,05	0,05
A7	0,20	0,18	0,16	0,16	0,12	0,12
F0	0,30	0,29	0,24	0,24	0,23	0,23
F2	0,38	0,34	0,27	0,27	0,34	0,34
F5	0,45	0,40	0,40	0,40	0,42	0,42
F8	0,53	0,53	0,67	0,67	0,62	0,62
G0	0,60	0,67	0,82	0,82	0,76	0,76
G2	0,64	0,72	0,83	0,83	0,90	0,90
G5	0,68	0,78	0,89	0,89	1,05	1,05
G8	0,70	0,95	0,92	0,92	1,17	1,17
K0	0,82	1,01	1,04	1,04	1,37	1,37
K1	0,86	1,08	1,12	1,12	1,47	1,47
K3	1,01	1,30	1,39	1,39	1,63	1,63
K5	1,18	1,52	1,56	1,56	1,65	1,65
K7	1,37					
M1	1,48	1,57			1,67	1,67
M3	1,49					
M5	1,69					

Ve všech spektrálních třídách se rovněž nalézá malý počet hvězd ještě mnohem jasnějších, než jsou obrů. Jejich absolutní magnitudy dosahují $M_v = -6$ nebo -7 a nazývají se veleobří. Jednu nebo dvě magnitudy pod hlavní posloupností se vyskytují podtrpaslíci. Konečně velmi daleko pod hlavní posloupností se nalézá několik hvězd - zvláště mezi typy B5 a F0 - jako o Eridani B a Sirius B, což jsou velmi slabé, ale hmotné hvězdy obíhající kolem jasných velkých hvězd. Jsou to bílí trpaslíci, jejichž spektra vykazují pouze Balmerovy čáry v absorpci a jejichž absolutní magnituda je $+10 M_v$ až $+15 M_v$.

V současné době se běžně sestavují diagramy, kde se spektra nahrazují barevným

Tabulka 4.9

Barvy hvězd v soustavě UB ν

Sp	Hodnoty U-B					
	L	V	III	II	Ib	Ia
O5	-1,15	-1,15	-1,15	-1,15	-1,15	-1,15
O8	-1,13	-1,13	-1,13	-1,13	-1,13	-1,13
B0	-1,08	-1,09	-1,10	-1,10	-1,05	-1,07
B1	-0,93	-0,96	-1,00	-1,00	-0,96	-1,00
B2	-0,86	-0,89	-0,95	-0,95	-0,91	-0,96
B3	-0,71	-0,74	-0,83	-0,83	-0,82	-0,87
B5	-0,56	(-0,59)	(-0,69)	(-0,69)	-0,72	-0,78
B7	-0,42	(-0,44)	(-0,55)	(-0,55)	-0,62	-0,68
B8	-0,30	(-0,32)	(-0,41)	(-0,41)	-0,53	-0,60
B9	-0,19	(-0,20)	(-0,25)	(-0,25)	-0,48	-0,56
A0	0,00	(-0,01)	(-0,06)	(-0,06)		
A2	0,06					
A5	0,09					
A7	0,08					
F0	0,02					
F2	0,00					
F5	0,00					
F8	0,02					
G0	0,06					
G2	0,16					
G5	0,21					
G8	0,24	0,72				
K0	0,48	0,86				
K1	0,54	1,03				
K3	0,89	1,44				
K5	1,12	1,84				
K7	1,26					
M1	1,21	1,86				
M3	1,10					
M5	1,24					

indexem, který může být přesně určen pomocí fotoelektrické fotometrie, například v systému $B-V$ pro velmi slabé hvězdy.

Diagramy barva-svitivost jsou velmi výhodné pro studium hvězdokup.

Na diagramu spektrum-svitivost, sestaveném z velkého počtu hvězd, je rozptýlenými jednotlivých pozorovacích dat kolem hlavních větví dosti značný. To je z velké části způsobeno nepřesnostmi v absolutních magnitudách, jelikož hvězdné paralaxy nejsou vždy dobře známy (viz obr. 4.12).

Naproti tomu, studují-li se hvězdy patřící k nějaké hvězdokupě, které jsou tedy všechny prakticky stejně vzdáleny od Slunce, liší se určené zdánlivé magnitudy jenom konstantním modulem vzdálenosti od absolutních magnitud (ovšem za před-

Tabulka 4.10

Deset standardních hvězd UBV systému

HD	V	$B-V$	$U-B$	Spektrální typ	
12929	α Ari	2,00	+1,151	+1,12	K2 III
18331	HR 875	5,17	+0,084	+0,05	A1 V
69267	β Cnc	3,52	+1,480	+1,78	K4 III
74280	η Hya	4,30	-0,195	-0,74	B3 V
135742	β Lib	2,61	-0,108	-0,37	B8 V
140573	α Ser	2,65	+1,168	+1,24	K2 III
143107	ε CrB	4,15	+1,230	+1,28	K3 III
147394	τ Her	3,89	-0,152	-0,56	B5 IV
214680	10 Lac	4,88	-0,203	-1,04	O9 V
219134	HR 8832	5,57	+1,010	+0,89	K3 V

Tabulka 4.11

Bolometrické korekce

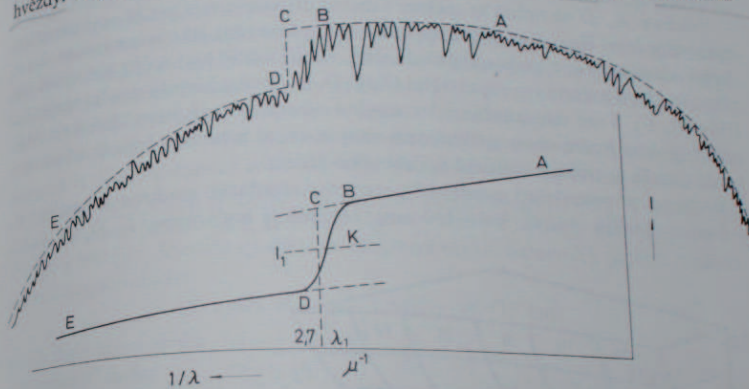
Spektrum	Hlavní posloupnost (V)	Obří (III)	Veleobří
O5	5		
B0	3,17		
B5	1,39		
A0	0,40		
A5	0,15		
F0	0,08		
F5	0,04	0,08	
G0	0,06	0,17	0,11
G5	0,10	0,22	0,40
K0	0,19	0,37	0,65
K5	0,71	1,18	0,9
M0	1,2	1,5	1,8
M5	2,4	3,2	2,3
			4

pokladu, že hustota mezihvězdné hmoty způsobující mezihvězdnou absorpci světla je stejná před všemi hvězdami hvězdokupy). V takovém případě je rozptýlená podél hlavní posloupnosti neobyčejně malá. Horní část hlavní posloupnosti (ve směru modrých hvězd) se však u jednotlivých hvězdokup liší a velmi záleží na tom, kolik hvězdokupa obsahuje obrů.

Jiné metody spektrální klasifikace

4.13.

Nevýhody předešlého způsobu spektrální klasifikace hvězd se snaží odstranit některé metody, které jsou založeny na fotometrickém proměření spektra hvězdy. Nejznámější je Chalongeova trojrozměrná klasifikace, založená na určení



Obr. 4.13. Schematický mikrofotogram spektra hvězdy použitý pro třírozměrnou klasifikaci. Křivka A, B, C je idealizovaný průběh spojitého spektra pro vlnové délky větší než vlnová délka Balmerova skoku. Rozdíl v intenzitě v bodech C a D definuje velikost Balmerova skoku ($\lambda = 370$ nm, tj. $2,70 \mu^{-1}$). D a E je opět idealizovaný průběh spojitého spektra za Balmerovým skokem. Bod K je v polovině Balmerova skoku, kde je intenzita I_1 a vlnová délka tohoto bodu je λ_1 . Rozdíl $370 - \lambda_1$ je jedním ze tří klasifikačních parametrů (viz obr. 4.14).

průběhu intenzit ve spojitém spektru v okolí Balmerova kontinua (Balmerův skok), tj. v oblasti 390–360 nm. Předností tohoto systému je objektivita a výraznější fyzikální interpretace, neboť zjištěné veličiny jsou nejen funkcí teploty, ale též tlaku (gradientu hustoty) ve hvězdné atmosféře.

Dvěma základními nezávislými parametry jsou: velikost a poloha Balmerovy diskontinuity. Na obr. 4.13 je mikrofotometrický záznam spektra hvězdy. Vidíme, že při jisté vlnové délce nastane skok v intenzitě. Tento skok odpovídá hraně Balmerovy série. Čára BC odpovídá viditelné části spektra, čára DE ultrafialové části. Úsek CD pak udává body o vlnové délce 370 nm. Balmerova diskontinuita D

je dána vztahem

$$D = \log \frac{I_c}{I_D},$$

kde I_c a I_D jsou intenzity v bodech c a D .

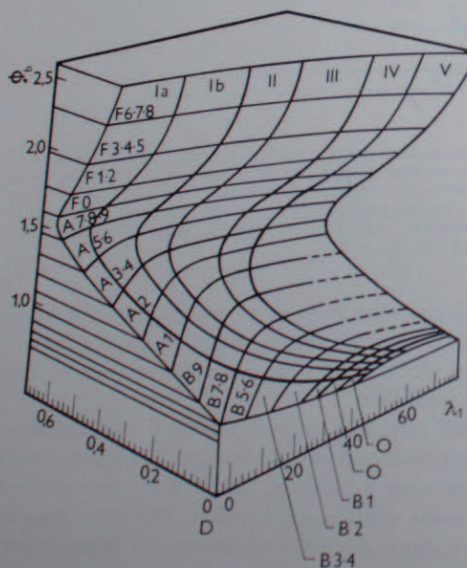
Křivka BD je proložena body maximální intenzity. Křivka IK ji protíná v bodě K , jehož vlnová délka je λ_1 . Tím jsou definovány dva nezávislé parametry D a λ_1 . Křivka IK je vedena tak, že intenzita I_1 splňuje v bodech, které na ní leží, podmínku

$$\log I_1 = \frac{D}{2},$$

kde I_1 je intenzita v bodě se stejnou vlnovou délkou λ_1 ležící na křivce AB .

Veličiny λ_1 , D se určují ze spekter s malou disperzí (stačí jen 25 nm/mm kolem spektrální čáry $H\gamma$). Každá hvězda může být znázorněna jako bod v rovině λ_1, D . Avšak klasifikace je v podstatě dvouznačná, neboť každý bod může označovat dva případy – buď hvězdu rané spektrální třídy (O, B), anebo hvězdu pozdní spektrální třídy (A, F). Tuto dvouznačnost lze snadno odstranit nezávislou klasifikací MK, neboť spektra hvězd obou spektrálních skupin se od sebe liší. Jsou-li ovšem tyto rozdílly malé, je třeba k rozlišení podrobného studia.

Proto je připojen třetí nezávislý parametr, absolutní gradient intenzity Φ_b v dané spektrální oblasti (380–460 nm). Hvězda je hodnotami λ_1, D, Φ_b jedno-



Obr. 4.14. Trojrozměrná klasifikace podle Chalongohe. D je velikost Balmerova skoku, Φ_b spektrální gradient pro modrou oblast spektra. λ_1 vlnová délka pro významnou oblast Balmerova skoku (vyjádřen v desetinách nm) + 470 nm. Jednotlivé spektrální typy hvězd různých svítivosti leží na ploše vyššího stupně křivosti. Trojrozměrná klasifikace má praktické uplatnění pro hvězdy o efektivní teplotě $T > 6000$ K.

značně znázorněna jako bod v trojrozměrném prostoru. Všechny hvězdy, které mohou být zahrnuty do Morganovy-Keenanovy klasifikace, leží v tomto prostoru na ploše Σ (obr. 4.14). Hvězdy, které se jeví jako výjimky a nemohly být v MK systému klasifikovány, mohou být klasifikovány v novém λ_1, D, Φ_b systému. Tak bylo možno zjistit, proč se některé hvězdy jeví jako výjimečné. Ukázalo se např., že Plejády ležící nad plochou mají větší Φ_b než „normální hvězdy“ téhož λ_1, D a jsou poněkud chladnější než hvězdy stejného spektrálního typu. Opačným případem jsou hvězdy „namodralé“ jako např. Sirius ležící pod plochou Σ . Také hvězdy II. populace a proměnné hvězdy typu RR Lyrae, leží vně plochy Σ .

Ač velkou výhodou trojrozměrného klasifikačního systému je to, že pro klasifikaci používá objektivních měřitelných parametrů, nerozšířil se, neboť je příliš pracný. Nelze jej též použít pro vzdálené hvězdy, neboť parametr Φ_b je citlivý na selektivní mezihvězdnou absorpci.

Fotoelektricky lze klasifikovat spektrální typy měřením intenzity ve vybraných vlnových délkách ve spojitém spektru či v okolí některých absorpčních čar. Bylo vypracováno několik systémů, které však téměř vždy dávají přesné zařazení hvězdy do určitého spektrálního typu pouze v určitém rozmezí teplot.

Metody klasifikace hvězd pomocí úzkopásmové fotometrie byla propracována zejména B. Strömgenem a je založena na tzv. $u v b y H_\beta$ barevném systému.

Jde o systém dvou úzkopásmových interferenčních filtrů H_β s šířkou pásu kolem 20 nm a čtyř filtrů s efektivní vlnovou délkou λ [nm] 350 (u), 410 (v), 470 (b) a 550 (y). Metoda spočívá na stanovení těchto barevných indexů (vyjádřených v magnitudách)

$$H_\beta \text{ index } \beta = m_u(3 \text{ nm}) - m_b(15 \text{ nm}),$$

$$\text{index Balmerova skoku } c_1 = (u - v) - (v - b),$$

$$\text{„metalický“ index } m_1 = (u - b) - (b - y).$$

Označení „metalický“ plyne z toho, že index m_1 je citlivý na přítomnost čar kovů ve spektru hvězdy. H_β index dává velmi dobrou informaci o absolutní magnitudě hvězd typů O až A1.

Jiná metoda pro určení svítivosti hvězd založená na empiricky stanovené závislosti šířky čáry CaII na absolutní hvězdné magnitudě M_v je Wilsonova a Bap-pouva metoda.

4.14. Hmotnost (hmota) hvězd – dvojhvězdy

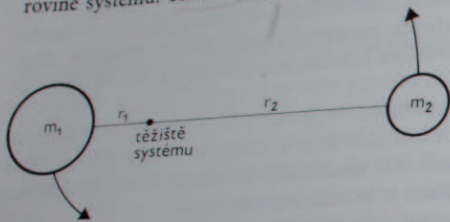
Hmotnost nebo podle starší terminologie hmotu hvězd nelze přímo určit pokud nejde o dvojhvězdu. Dvojhvězdy se dělí z hlediska pozorovacího na:

- a) Dvojhvězdy optické – jsou pouze náhodným promítnutím dvou hvězd, které mají malou úhlovou vzdálenost na obloze, avšak ve skutečnosti jsou ve velmi rozdílných vzdálenostech od pozorovatele a spolu nesouvisí.

b) Dvojhvězdy vizuální – jsou skutečným hvězdným párem, který obíhá kolem společného těžiště a lze jej rozlišit jako dvě (či více hvězd) dalekohledem.

c) Dvojhvězdy spektroskopické – jako v případě b), avšak úhlová vzdálenost je pod mezí rozlišitelnosti optickými přístroji. Podvojnost (nebo vícenásobná soustava) se projeví periodickou změnou radiální rychlosti – dopplerovským posuvem spektrálních čar.

d) Dvojhvězdy zákrytové – jsou spektroskopické dvojhvězdy, u kterých zorný paprsek (tj. spojnice hvězda – pozorovatel) leží téměř (nebo zcela přesně) v oběžné rovině systému. Kromě periodického posuvu spektrálních čar lze pozorovat vzá-



Obr. 4.15. Pohyb dvou těles kolem společného těžiště.

jemné zakrývání složek, což se projeví periodickou změnou jasnosti. Jsou tedy hvězdami proměnnými a ve starší literatuře jsou označovány jako zákrytové proměnné.

Hmoty vizuálních dvojhvězd lze určit ze znalosti doby oběhu P a vzdálenosti složek od těžiště soustavy r_1 a r_2 , pro které platí, že $r_1 + r_2$ je vzájemná vzdálenost složek. Periodu P lze zjistit pozorováním a $r_1 + r_2$ určit z úhlové vzdálenosti obou složek a známé vzdálenosti (paralaxy) systému. (Je nutno ovšem též vzít v úvahu zkrácení $r_1 + r_2$ v případě, že rovina dráhy není kolmá na směr zorného paprsku.) Dráhy jsou obecně eliptické, avšak pro názornost možno použít představy dráhy kruhové, kdy $r_1 + r_2$ je konstantní. Pro poměr hmotností složek M_1 a M_2 platí

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{r_2}{r_1}, \quad (4.14.1)$$

dále platí z Keplerova zákona, že

$$P^2 = \frac{4\pi^2(r_1 + r_2)^3}{G(M_1 + M_2)}, \quad (4.14.2)$$

kde G je gravitační konstanta. Nahrazením $r_1 + r_2$ velkou poloosou dráhy a vyjádřenou v astronomických jednotkách (hmoty jsou vyjádřeny v hmotách Slunce a P v rocích) platí

$$M_1 + M_2 = \frac{a^3}{P^2}, \quad (4.14.3)$$

kde $M_1 + M_2$ je hmota celé soustavy, poměr $M_1 : M_2$ lze zjistit z poměru $r_2 : r_1$.

Určení hmot spektroskopických dvojhvězd je ztíženo neznalostí sklonu dráhy. Obě složky obíhají kolem společného těžiště, avšak dopplerovský posuv spektrálních čar určuje pouze složku rychlosti ve směru k pozorovateli, a nikoli rychlost ve dráze. V krajním případě, kdy rovina dráhy je kolmá na směr k pozorovateli, nelze pozorovat žádnou periodickou změnu radiálních rychlostí. V zásadě je tedy možno určit poloosu dráhy spektroskopické dvojhvězdy, avšak zkrácenou o průmět do roviny procházející zorným paprskem. Proto nelze přímo určit hmotnost obou složek, ale pouze určitou funkci závislou na hmotnosti systému, stručně zvanou funkce hmoty.

Pokud by dráha byla málo výstředná, tedy téměř kruhová, a její rovina by ležela rovnoběžně se zorným paprskem, tj. sklon dráhy k obloze $i = 90^\circ$, pak poměr radiálních rychlostí obou složek vyhovuje vztahu

$$v_{1,r} : v_{2,r} = r_1 : r_2 = M_2 : M_1. \quad (4.14.4)$$

Je-li $i < 90^\circ$, pak možno poměr rychlosti nahradit poměrem průmětů

$$v_{1,r} \sin i : v_{2,r} \sin i. \quad (4.14.5)$$

Ovšem třetí Keplerův zákon pak nabývá tvaru

$$(M_1 + M_2) \sin^3 i = a_*^3 P^{-2}, \quad (4.14.6)$$

kde $a_*^3 = (r_1 + r_2)^3 \sin^3 i$. Jestliže se pozoruje spektrum jen jedné složky, např. M_1 , nelze dospět přímo k hmotám, ale k funkci hmoty, neboť

$$P^2 = r_1^3 (M_1 + M_2)^2 M_2^{-3}. \quad (4.14.7)$$

S ohledem na průmět $r_1^3 \sin^3 i$ platí

$$\frac{r_1^3 \sin^3 i}{P^2} = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \text{funkce hmoty} = f(M_1, M_2). \quad (4.14.8)$$

Jsou-li pozorována spektra obou složek M_1 a M_2 , pak ze vztahu

$$\frac{(r_1 + r_2)^3 \sin^3 i}{P^2} = (M_1 + M_2) \sin^3 i \quad (4.14.9)$$

a při znalosti průmětů obou radiálních rychlostí lze určit $M_1 \sin^3 i$ a také M_2

Tabulka 4.12

Příklad vlivu sklonu i na určení hmoty spektroskopické dvojhvězdy Mizar I. (hodnoty v hmotách Slunce)

Sklon i	$m_1 + m_2$	m_1	m_2
75°	3,13	1,59	1,54
60°	4,34	2,20	2,14
45°	7,98	4,05	3,93
30°	22,56	11,45	11,11

$\sin^3 i$. Tyto hodnoty jsou obecně menší než skutečné hmotnosti. Statisticky platí, že $\sin^3 i \sim 2/3$, z čehož lze odhadnout skutečnou hmotnost obou složek, jestliže jsou známa spektra obou složek. Určení hmotností zákrytových spektroskopických dvojhvězd je usnadněno tím, že oběžná rovina leží téměř rovnoběžně se zorným paprskem, tedy $\sin i \sim 1$, popř. lze přesnou hodnotu určit z tvaru světelné křivky. Zákrytové spektroskopické dvojhvězdy, vedle jiných údajů, poskytují nejlepší informace o hmotnostech hvězd.

4.15. Dynamické paralaxy

Hlavní poloosa dráhy vizuální dvojhvězdy je z pozorování určena v obloukové míře (vteřinách) α'' . Jelikož lineární rozměr velké poloosy

$$a = \frac{\alpha''}{\pi''},$$

kde π'' je paralaxa, pak platí, že

$$M_1 + M_2 = \left(\frac{\alpha''}{\pi''}\right)^3 P^{-2}, \quad (4.15.1)$$

z toho též plyne

$$\pi'' = \alpha''(M_1 + M_2)^{-1/3} P^{-2/3}. \quad (4.15.2)$$

Ze známé nebo odhadnuté hmotnosti a pozorovaných veličin α'' , P možno zjistit paralaxu π'' dvojhvězdy. Paralaxy určené touto metodou jsou paralaxy dynamické. K výsledku se dojde postupnými aproximacemi, kdy $M_1 + M_2$ se klade většinou rovna $2 M_\odot$, nebo se ihned vezme v úvahu pravděpodobná hmota podle spektra a přibližné svítivosti jednotlivých složek. Výhodou dynamických paralax je poměrně velká přesnost, která s rostoucí vzdáleností příliš neklesá.

Zdánlivá poloosa a'' i doba oběhu je většinou určena poměrně velmi přesně. Podstatná chyba v paralaxě může vzniknout jedině chybným určením hmotnosti. Avšak paralaxa $\pi'' \sim (M_1 + M_2)^{-1/3}$, a proto

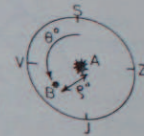
$$\pm d\pi'' = \pm \frac{1}{3}\pi''(M_1 + M_2)^{-1} d(M_1 + M_2)$$

a chyba v určení hmotnosti o 30 % neznamená větší chybu v paralaxě než 10 %. Hmotnosti hvězd se však nepohybují ve velkých mezích a je-li znám spektrální typ jednotlivých složek, a tím i přibližná svítivost, pak pravděpodobná chyba v určení $M_1 + M_2$ není větší jak 15 % a odpovídající chyba v paralaxě nepřekročí 5 % až 7 %. Paralaxy určené touto metodou jsou jedny z nejpřesnějších. První rozsáhlý katalog dynamických paralax, sestavený Russellem a Mooreovou, obsahoval kolem 2000 hvězd.

Vizuální dvojhvězdy

4.16.

Vizuální dvojhvězdy jsou nejstaršími zdroji informací o hmotách hvězd, popř. i o dalších důležitých veličinách. V současné době je známo téměř 65 000 dvojhvězdných systémů, které byly katalogizovány v r. 1963 Jeffersem. Je velmi pravděpodobné, že počet dvojhvězd je srovnatelný s počtem pozorovaných hvězd, tj., že vlastně většina hvězd má hvězdného průvodce. U našeho Slunce tomu tak není. Rozhodně nelze počítat, že by do vzdálenosti 10 000 astronomických jednotek existoval hvězdný průvodce jasnější než $m_v < 20$. Ovšem jestliže např. Jupiter byl v jakémsi hvězdném stadiu relativně krátké období v počátcích sluneční soustavy, pak možno říci, že tehdy i Slunce bylo dvojhvězdou. (Jupiter vlastně ještě dnes je hvězdou zářící intenzivně v dalekém infračerveném oboru.)

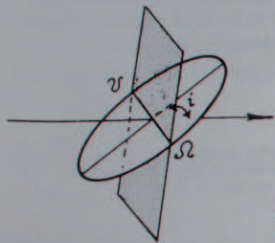


Obr. 4.16. Smysl počítání pozičního úhlu u dvojhvězd. Složky dvojhvězdy A a B mají úhlovou vzdálenost ρ'' , a spojnice mezi jasnější složkou A a slabší složkou B má poziční úhel θ'' , který se měří od severu přes východ, tj. proti směru hodinových ručiček.

Rozlišení dvojhvězdy je otázkou rozlišovací schopnosti optiky použitého přístroje. Ta závisí na velikosti ohybových jevů a pro dokonalý objektiv o průměru d je dána vztahem $\rho = 1,22 \lambda/d$ v obloukové míře pro vlnovou délku 550 nm a průměr objektivu v centimetrech vychází v obloukových vteřinách vztah $\rho'' = 14/d$. To znamená, že jeden z největších dalekohledů vhodných pro pozorování vizuálních dvojhvězd 91 cm, Lickův refraktor, má teoretickou rozlišovací schopnost $0,15''$, avšak protažení obrazu hvězdy prozradí její dvojhvězdný charakter i tehdy, jestliže zdánlivá vzdálenost obou složek je přibližně $0,1''$. Pomocí interferometrů je možno zjistit dvojhvězdy, kdy zdánlivá vzdálenost je pod $\rho \leq 0,03''$. Spodní mez interferometrických měření je dána rozlišovací schopností interferometru $\rho'' = 0,5 \lambda/d$, kde v tomto případě d je vzdálenost vstupních otvorů interferometru (viz kapitola 4.21). Interferometrem například bylo možno zjistit podvojnou hvězdu α Aurigae. Mezi katalogizovanými dvojhvězdami je velmi mnoho optických párů, u kterých nelze rozhodnout o jejich skutečném charakteru.

Výsledky měření vizuálních dvojhvězd jsou uváděny v polárních souřadnicích, jejichž počátek je shodný s místem jasnější složky (v dalším se výklad netýká vícenásobných soustav). Souřadnice slabší složky jsou pro daný okamžik pozorování úhlová vzdálenost ρ'' od počátku vyjádřená v obloukových vteřinách a poziční úhel θ měřený od severu přes východ, jih a západ (viz obr. 4.16). Měřením, které však je nutno shromažďovat po řadu let i desetiletí, se zjišťuje zdánlivá dráha. Ta je promítnutím dráhy elipsy do roviny kolmé k zornému paprsku, tedy na oblohu. Příslušnou geometrickou transformací, se určuje relativní nebo absolutní dráha dvojhvězdy.

- Relativní dráha (není vztažena na těžiště systému, ale k jasnější složce) je určena:
1. Velkou poloosou a buď v obloukových vteřinách, nebo je-li známa paralaxa, v astronomických jednotkách nebo kilometrech.
 2. Excentricitou $e = c/a$ (viz kapitola 2.18).
 3. Periodou P čili dobou oběhu vyjádřenou v rocích.
 4. Okamžikem průchodu periastrum t_0 , což je okamžik nejmenší skutečné vzdálenosti mezi jasnější a slabší složkou dvojhvězdy.
 5. Pozičním úhlem výstupného uzlu Ω dráhy. Uzly dráhy jsou průsečíky relativní dráhy s oblohou, tj. s rovinou kolmou na zorný paprsek a procházející hlavní



Obr. 4.17. Definice sklonu dráhy dvojhvězdy. Dráha dvojhvězdy je elipsa, která protíná rovinu kolmou k zornému paprsku a je k ní skloněna pod úhlem i . Vzestupný a sestupný uzel leží na spojnicí průsečíků elipsy myšlenou rovinou.

složkou dvojhvězdy. Výstupný uzel je průsečík dráhy s oblohou, jímž hvězda prochází směrem k pozorovateli. Jelikož průmět relativní dráhy na oblohu vede k dvojnásobnému řešení, lze rozhodnout, který z uzlů dráhy je výstupný, pouze měřením radiálních rychlostí.

6. Délkou periastra ω , což je úhel mezi výstupným uzlem a periastrum měřený ve směru pohybu slabší složky.

7. Sklonem dráhy i , tj. úhlem mezi rovinou dráhy a rovinou kolmou na zorný paprsek. Podle definice je sklon i kladný, jestliže slabší složka v okamžiku průchodu výstupným uzlem má poziční úhel větší než 180° .

Vedle relativní dráhy možno zjistit absolutní dráhu, která je vztažena na těžiště soustavy. To však vyžaduje měření poloh obou složek vzhledem k pevnému souřadnému systému, tj. k pozadí oblohy realizovaném vzdálenými hvězdami s nepatrnými pohyby apod. Jednotlivé elementy dráhy jsou shodné jako u relativní dráhy, avšak místo velké poloosy vystupují zde odděleně poloosy drah jednotlivých složek vůči těžišti soustavy, tj. poloosa pro jasnější složku a_1 a pro složku slabší a_2 . Samozřejmě platí, že $a_1 + a_2 =$ poloosa relativní dráhy.

Určení drah vizuálních dvojhvězd, je vlastně transformace zdánlivé dráhy na dráhu relativní nebo absolutní.

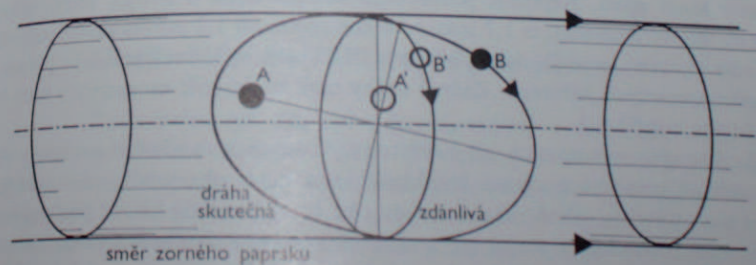
Zdánlivou dráhu dvojhvězdy na obloze si lze představit jako kolmý řez eliptickým válcem, jehož osa je rovnoběžná se zorným paprskem. Úlohou, která vede k zjištění skutečné relativní dráhy, je vložit do tohoto válce takovou elipsu, v jejímž jednom ohnisku by byla hlavní složka dvojhvězdy. Je celkem jasné, že tato nová

Tabulka 4.13
Rozdělení dvojhvězd v okolí Slunce do 20 parsek

Systémy	Celkem	Z toho
s dvěma složkami	182	144 vizuálních 28 spektroskopických 10 se společným vlastním pohybem
s třemi složkami	27	8 vizuální 10 vizuální s jedním vzdáleným průvodcem 8 vizuální s jednou spektroskopickou 1 tři hvězdy se společným vlastním pohybem
vícenásobné		7 s celkem 30 jednotlivými hvězdami

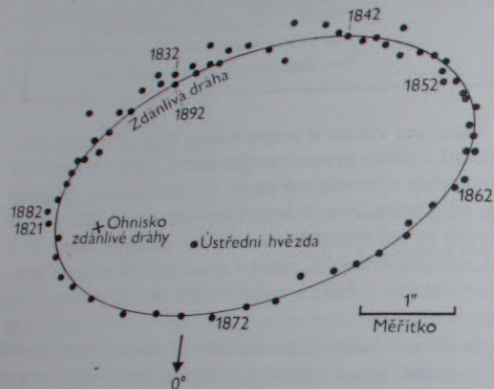
elipsa vznikne obecně jako šikmý řez válcem a rovina tohoto řezu je rovina skutečné dráhy. Jde tedy v podstatě o úlohu projektivní geometrie, která ovšem vede k dvojnásobnému řešení, neboť vždy vyhovují dvě elipsy (tj. dva řezy) s opačným sklonem, s výjimkou $i = 0$, kdy rovina dráhy je kolmá k zornému paprsku. Je také zřejmé, že střed skutečné dráhy se bude shodovat se středem zdánlivé dráhy. Průmět velké poloosy skutečné relativní dráhy (tj. přímky apsid) leží na přímce proložené středem zdánlivé elipsy a hlavní složkou a v průsečících této přímky se zdánlivou drahou leží periastron a apastron.

Excentricita dráhy, tj. poměr vzdálenosti hlavní složky od středu elipsy k velké poloose, nebude projekcí změněná, neboť o co se v průmětu zkrátí velká poloosa, o to se zkrátí i vzdálenost hlavní komponenty od středu dráhové elipsy. Z toho plyne okamžitě výstřednost skutečné relativní dráhy. Spojnice uzlu dráhy zůstanou projekcí nedotčeny a všechny úsečky rovnoběžné s touto spojnicí zůstanou nezkráceny. Úsečky, které leží kolmo k spojnicí uzlů dráhy, jsou zkráceny projekcí o $\cos i$. Důsledek toho je, že poměry dvou libovolných ploch ve skutečné elipse zůstanou



Obr. 4.18. Zdánlivá a skutečná dráha dvojhvězdy. Skutečná dráha dvojhvězdy právě tak, jako okamžitá poloha jednotlivých složek se promítá na plochu kolmou ke směru zorného paprsku. Platí však zásada, že skutečnou dráhu dvojhvězdy možno vložit do válce, jehož osa je rovnoběžná se směrem zorného paprsku a poloměr rovný poloměru velké poloosy zdánlivé dráhy.

zachovány i v elipse promítnuté. Znamená to také, že plochy opsané promítnutým průvodičem hlavní složka – vedlejší složka za jednotku času budou konstantní čili zákon ploch (ovšem ve vztahu k hlavní složce) platí i pro zdánlivou dráhu, a to bez ohledu na to, že hlavní složka obecně nemusí ležet v ohnisku elipsy dráhu, a to bez současné době jsou známy dráhové elementy přibližně u 600 systémů vizuálních dvojhvězd, ovšem s různou přesností. Velmi přesné dráhy, a tudíž i elementy a z toho odvozená data jako například hmoty nebo dynamické paralaxy (viz odst. 4.15) jsou známy jen u několika desítek párů.



Obr. 4.19. Zdánlivá dráha vizuální dvojhvězdy pozorované v letech 1821–1892.

U dvojhvězd lze samozřejmě získat pomocná data (např. okamžitou rychlost ve dráze) metodami spektroskopickými, a tím doplnit astrometrická měření ovšem jen tehdy, pokud radiální rychlost je měřitelná. Dále je možno využít i výsledků získaných pro jasnější dvojhvězdy při zpracování pozorování slabších dvojhvězd tím, že se porovnávají např. spektrální třídy jednotlivých párů a odhadují se možné poměry hmot apod. Nejkratší pozorovaná oběžná doba u hvězd, které nebyly měřeny interferometrem, je 1,7 roku s velkou poloosou 1,2 astronomické jednotky (ζ Ursae Maioris), nejdelší doba oběžná je 10 850 let (σ_2 Ursae Maioris) s poloosou 500 astronomických jednotek. Známé dráhy mají nejčastější excentricity mezi 0,2 až 0,6 (více než 50 %).

Pokud se týče spektrálních typů existují u vizuálních dvojhvězd prakticky všechny možné kombinace včetně kombinací jako např. obr + obr, obr + hvězda hlavní posloupnosti, jakož i dvojice, kde obě hvězdy náleží hlavní posloupnosti. Proměnnost jednotlivých složek (tj. změna jasnosti) je u dvojhvězd vzácná. Ovšem statistické údaje mohou být ovlivněny výběrovým efektem. Rozložení jednotlivých složek diagramu spektrum-svitivost se neliší v podstatě od normálních hvězd. Prostorové rozdělení dvojhvězd a orientace jejich drah v prostoru zdá se být zcela náhodná. Zvláštním případem dvojhvězd jsou vizuální dvojhvězdy, u kterých

Tabulka 4.14
Přehled základních dat získaných pozorováním dvojhvězd

Typ dvojhvězd	Pozorované veličiny	Odvozené veličiny
vizuální	1. zdánlivá magnituda m a paralaxa π ["] 2. perioda P , zdánlivá velikost poloosy a ["] paralaxa π ["]	svítivost L absolutní velikost poloosy a [km; AU] součet hmotností obou složek $M + m$ hmotnosti složek M ; m
spektroskopické	3. relativní rychlost k těžišti [km s ⁻¹] 4. křivka radiální rychlosti jedné složky [km s ⁻¹] 5. křivka radiálních rychlosti obou složek	funkce hmotnosti $f(M, m)$
zákrytové	6. tvar světelné křivky	poměr hmotnosti složek; $(M + m) \sin^3 i$; $a \sin i$ sklon dráhy i ; relativní poměr poloměrů složek
zákrytové spektroskopické	7. časový interval minim 8. pokles jasu v okamžiku minima Δm 9. světelná křivka + křivka radiálních rychlosti + zdánlivá jasnost	výstřednost dráhy e poměr efektivních teplot složek T_{ef} absolutní rozměry, velikost poloosy dráhy, sklon dráhy, excentricita, hmotnosti složek, hustota, svítivost složek, efektivní teplota

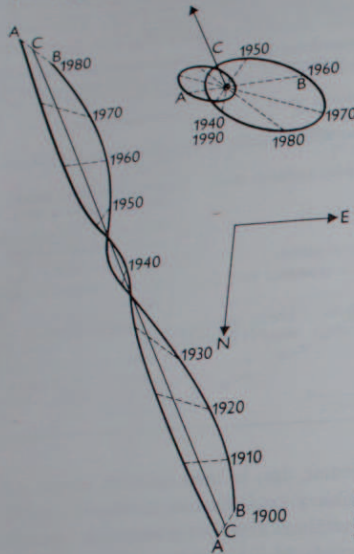
jejich podvojnost je možno zjistit jedině tím, že mají společný vlastní pohyb na obloze. Jsou to hvězdy, jejichž zdánlivá vzdálenost je až několik desítek minut a skutečná velikost velké poloosy je větší než 1000 astronomických jednotek. Takovým příkladem může být např. hvězda 36 UMa, kde vzdálenost obou složek je 50 000 astronomických jednotek. Je pravděpodobné, že přibližně 7 % jasných hvězd má vzdáleného průvodce mnohem slabšího.

4.17. Dvojhvězdy s neviditelným průvodcem

Rada hvězd má sice průvodce dostatečně vzdáleného, avšak buď špatně pozorovatelného, nebo neviditelného. Hmotnost průvodce však je dostatečně velká, aby hlavní komponenta se pohybovala zřetelně kolem společného těžiště. Typickým příkladem jsou hvězdy, kde průvodce je bílý trpaslík. Pohyb hlavní složky kolem společného těžiště se obvykle prozradí vlnivým pohybem kolem přímky, která není nic jiného než vlastní pohyb společného těžiště.

Dvojhvězdy s neviditelným průvodcem mohou být i dvojhvězdy, které nelze rozlišit jako jednotlivé hvězdy, a pozorovaná dráha je vlastně pohyb jakéhosi světelného těžiště (focentra). Význam focentra vyplývá z následujícího: foto-

centrum je totožné s těžištěm soustavy, jestliže rozdíl jasnosti mezi hlavní a vedlejší složkou je velmi malý nebo žádný. Naopak při velkém rozdílu jasnosti lze pozorovat pouze jasnější složku a fotocentrum je shodné s hlavní složkou. Je-li velikost velké



Obr. 4.20. Zdánlivý pohyb složek dvojhvězdy Siria A a B. Hlavní složka A je jasná hvězda, kdežto složka B je bílý slabý trpaslík. C je těžiště systému. Dvojhvězda se pohybuje vlastním pohybem po obloze jak je znázorněno v levé části obrázku.

poloosy relativní dráhy $a = 1$ a hmotnost složek m_1 a m_2 , pak vzdálenost těžiště od hvězdy m_1 je

$$a_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (4.17.1)$$

Vzdálenost světelného těžiště (focentra) od složky m_1 je

$$\alpha = \frac{I_2}{I_1 + I_2} \quad (4.17.2)$$

kde I_1 a I_2 jsou intenzity jasu složky m_1 a m_2 . Velikost poloosy pozorované dráhy vztažené na fotocentrum je

$$a_p = (a_1 - \alpha) \quad (4.17.3)$$

Pokud $I_1 \gg I_2$, tedy $m_1 > m_2$, pak $a_1 = a_p$. V takovém případě se pozoruje pohyb hlavní složky (případ Siria). Naopak jestliže hmotnosti jsou téměř stejné $m_1 \approx m_2$ a $I_1 \approx I_2$, $\alpha \approx 0,5$ čili $a_p \approx 0,5a$, pak nelze pozorovat žádnou zdánli-

vou dráhu, neboť fotocentrum je shodné s těžištěm soustavy. Zde podvojnost hvězdy prozradí spíše spektrum.

V současné době je známo přibližně 20 hvězd s neviditelnými průvodci. Hmotnosti těchto průvodců se pohybují v mezích 0,9 až 0,0015 hmot slunečních. Podobné soustavy jsou patrně velmi běžné, ovšem lze je dokázat jen u nejbližších hvězd, kdy poloosy relativních drah se jeví pod měřitelným úhlem. Není vyloučeno, že jde o tělesa téhož charakteru jako velké planety sluneční soustavy.

Spektroskopické dvojhvězdy

4.18.

U vizuálních dvojhvězd se určují základní parametry jako například hmota z přímo měřené zdánlivé dráhy a doby oběhu. U spektroskopických dvojhvězd jsou výchozí pozorování založena na měření dopplerovského posuvu spektrálních čar

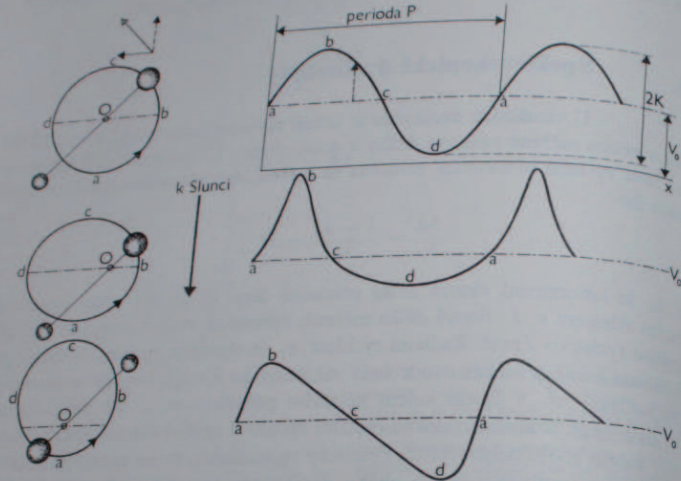
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c}$$

kde λ_0 je laboratorní vlnová délka příslušné čáry, tj. vlnová délka vyzařovaná klidným zdrojem a λ vlnová délka měřená, oproštěná však o dopplerovský efekt okamžité rychlosti Země. Radiální rychlost v_r je okamžitá rychlost hvězdy, přesněji řečeno jedné ze složek dvojhvězdy vzhledem ke Slunci. Jestliže se zjistí periodické kolísání v_r s časem kolem nějakého průměru $v_{0,r}$, lze pak odečtením $v_r - v_{0,r}$ určit okamžitou složku radiální rychlosti způsobenou oběhem příslušné složky kolem společného těžiště. Prakticky to znamená, že na spektrogramech posuvů v jednotlivých fázích oběhu dvojhvězdy se měří periodická změna $\Delta\lambda$ jedné nebo více čar kolem střední polohy. Jestliže obě komponenty jsou dostatečně jasné, dojde k periodickému rozestupu jedné a téže čáry na dvě složky. Rozdíl vlnových délek rozestupu čar odpovídá rozdílu okamžitých radiálních rychlostí obou složek dvojhvězdy. V této souvislosti nutno poznamenat, že může být přítomna i třetí složka čáry, která se tohoto periodického děje neúčastní a která vzniká absorpcí v mezihvězdném plynu (viz kapitola o mezihvězdné hmotě).

Posuv čáry, měřený s přesností $\pm 0,001$ nm v oblasti 500 nm, znamená chybu v určení radiální rychlosti ne větší než $\pm 0,6$ km s⁻¹.

Spektroskopické dvojhvězdné systémy, které poskytují dostatečně přesná data, jsou většinou velmi těsné páry, neboť amplituda radiální rychlosti musí být dostatečně veliká, aby relativní chyba neovlivnila příliš výsledky. Při větší vzdálenosti obou složek jsou radiální rychlosti příliš malé. To je také příčina, proč u většiny vizuálních dvojhvězd s dlouhou oběžnou dobou je obtížné, popř. nemožné určení okamžité rychlosti spektroskopicky. U spektroskopických dvojhvězd jsou nejlépe pozorovány systémy s periodou několika dní, nejkratší známá doba oběhu je 1 h 22 min.

Existují ovšem spektroskopické dvojhvězdy, u kterých nelze dráhu určit. Jejich podvojnost lze odhalit pouze tím, že ve spektru se překládají dva spektrální typy, např. jasná B hvězda má ve spektru zjevnou „přimíšeninu“ spektrálních čar hvězdy typu M. V těchto případech jde většinou o systémy, u nichž sklon dráhy je velmi nepříznivý pro určení radiálních rychlostí, popř. doba oběhu je poměrně dlouhá.

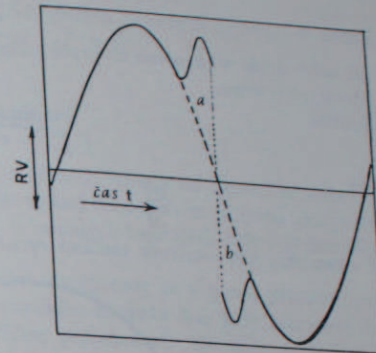


Obr. 4.21. Radiální rychlosti spektroskopických dvojhvězd. Křivka radiální rychlosti dvojhvězdy s kruhovou dráhou je sinusoida. Na obrázku jsou vyznačeny radiální rychlosti jasnější (větší) složky. Veličina $2K$ je amplituda radiální rychlosti a odpovídá dvojnásobku kruhové rychlosti jasnější složky. V_0 je radiální rychlost dvojhvězdy jako celku. Na dalších dvou grafech je znázorněna deformace sinusového průběhu křivky radiálních rychlostí v případě, že dráha je excentrická a velká poloosa je různě orientována vzhledem k zornému paprsku.

Počet spektroskopických dvojhvězd je velký. Počítá se, že přibližně 20 % až 30 % všech hvězd, které byly dosud spektroskopicky zkoumány, jeví podvojnost. Je pravděpodobné, že mezi hvězdami jasnějšími než devátá zdánlivá velikost je přibližně 30 až 40 tisíc podvojných systémů. V současné době je známo přibližně 700 dráhových elementů spektroskopických dvojhvězd. Dráhové elementy spektroskopických dvojhvězd jsou:

1. Projekce velké poloosy $a \sin i$; velkou poloosu a sklon nelze rozlišit, a proto $a \sin i$ vystupuje jako dráhový element. U jediného spektra je známa $a_1 \sin i_1$, u dvou spekter mohou být určeny $a_1 \sin i_1$ jako i $a_2 \sin i_2$.
2. Doba oběhu P je známa přímo z periodicity radiálních rychlostí.

3. Excentricita, kterou lze určit z tvaru křivky radiálních rychlostí. Jestliže excentricita je nulová, je křivka radiálních rychlostí sinusoida. V ostatních případech tvar křivky logicky vychází z projekce složky celkové rychlosti (viz obr. 4.15).
4. Délka periastra ω , což je úhel mezi periastrum a výstupným uzlem. Poziční



Obr. 4.22. Křivka radiální rychlosti dvojhvězdy ovlivněná rotací jedné ze složek. Rychle rotující složka B obíhá kolem složky A. Těsně před zákrytem se radiální rychlost přechodně zvýší, neboť vzdalující se polovina disku složky B je ještě před zákrytem viditelná. Naopak po skončení zákrytu složky B dojde k přechodnému zvýšení radiální rychlosti v opačném smyslu, avšak z téhož důvodu jako v předcházejícím případě. Obrázek je toliko schematický. Rotace hvězd, případně proudění plynu mezi oběma složkami, může značně komplikovat křivku radiálních rychlostí.



úhel Ω výstupného uzlu není znám. Je však znám okamžik, kdy hvězda prochází výstupným uzlem, tj., kdy dosáhne nejvyšší radiální rychlosti v_r směrem k pozorovateli.

5. Okamžik průchodu periastrum T_0 .

6. Celková radiální rychlost celého systému $v_{0,r}$ oproštěná o okamžitou rychlost Země bude konstantní, neboť těžiště soustavy je buď v klidu, nebo se rovnoměrně pohybuje.

Excentricita dráhy je zpravidla tím menší, čím kratší je perioda, tedy čím je spektroskopický pár těsnější. Spektroskopické dvojhvězdy s periodou kratší než 1 den mají až na výjimky excentricity menší než 0,1.

Určení dráhy spektroskopické dvojhvězdy (vedle přímo měřitelné periody) spočívá v tom, že se z radiálních rychlostí, např. složky m_1 , určuje změna průvodiče r . Je-li y okamžitá projekce průvodiče r do směru zorného paprsku, pak

$$y = r \sin(v + \omega) \sin i, \quad (4.18.1)$$

kde v je pravá anomálie, ω délka periastra, i sklon dráhy. Z toho plyne dále

$$\frac{dy}{dr} = \left[\cos(v + \omega) r \frac{dv}{dr} + \sin(v + \omega) \frac{dr}{dr} \right] \sin i. \quad (4.18.2)$$

Z rovnice elipsy

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos v},$$

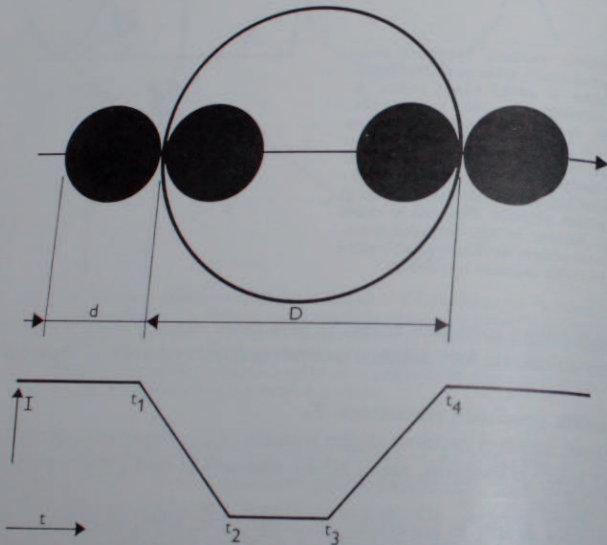
lze určit dr/dr v závislosti na pravé anomálii v a současně ze zákona ploch planety $(dv/dr) r^2 = \text{konst.}$
Jestliže

$$\frac{2\pi a \sin i}{P \sqrt{1 - e^2}} = K,$$

pak

$$\frac{dy}{dr} = K [\cos(v + \omega) + e \cos \omega]. \quad (4.18.3)$$

V okamžiku, kdy derivace radiální rychlosti $d^2y/dr^2 = 0$, bude $v + \omega = 0$



Obr. 4.23. Schematický průběh křivky zákrytové dvojhvězdy. V tomto případě přechází před větší složkou menší složka. V okamžiku t_1 nastává zdánlivý dotyk obou kotoučků, v okamžiku t_2 menší složka plně vstupila na disk větší složky a opět z něho vystupuje v okamžiku t_3 . Konec celého zákrytu nastává v okamžiku t_4 . Doba sestupu a vzestupu na křivce intenzity jakož i délka minima závisí na relativních rozměrech obou složek a ovšem i na době oběhu. Hloubka minima závisí na svítivostech jednotlivých složek. V případě, že je zakrývána menší složka s menší svítivostí, dochází opět k poklesu jasů, avšak minimum je méně hluboké. Vzhledem k okrajovému ztemnění není nástup poklesu, resp. vzestupu intenzity tak ostrý, jak je naznačeno na tomto schématu.

nebo 180° , což je okamžik, kdy pozorovatel měří maximální kladnou nebo zápornou rychlost, a v takovém případě platí

$$\left. \frac{dy}{dr} \right|_{\max} = K[\pm 1 + e \cos \omega]. \quad (4.18.4)$$

Z několika měření, ze kterých lze určit celý průběh radiálních rychlostí, se početně zjistí hodnota $K e \cos \omega$ a pochopitelně i P a t_0 .

4.19. Zákrytové dvojhvězdy

Dvojhvězdy, které nelze opticky rozložit na jednotlivé složky, ale u kterých je sklon dráhy velmi blízko 90° , tvoří početnou skupinu zákrytových (nebo též fotometrických) dvojhvězd. V minulých kapitolách bylo o těchto objektech několik poznámek.

Vzájemně periodické zakrývání složek dvojhvězdy se v tomto případě projeví periodickým kolísáním jasnosti. Z formálního hlediska jsou tedy zákrytové dvojhvězdy proměnné hvězdy, avšak příčina proměnnosti je u nich zcela jiná než u hvězd, které skutečně proměnnými jsou. Zákrytové dvojhvězdy jsou současně spektroskopickými dvojhvězdami, avšak – zejména u slabších objektů – není snadné získat křivku radiálních rychlostí, a proto fotometrická křivka, tj. průběh změny jasů, kterou naproti tomu lze stanovit s poměrně velkou přesností i u zcela slabých hvězd, je často jediným zdrojem informací. Pokud však je vedle fotometrické křivky známa i křivka radiálních rychlostí, pak takový systém je jedním z nejdokonalejších pramenů dat o struktuře hvězd. Nejdéle známou zákrytovou dvojhvězdou je β Persei-Algol, podle které se celá skupina zákrytových proměnných označuje jako algolidy. Podstata její proměnnosti byla rozpoznána Goodrickem již koncem 18. století. Další významnou jasnou zákrytovou dvojhvězdou je například β Lyrae, která se od Algolu liší charakterem křivky a je též hlavním zástupcem další významné skupiny zákrytových dvojhvězd.

V současné době je známo něco přes 3000 těchto systémů rozdělených na řadu typů podle charakteristické světelné křivky. Periody jsou většinou kratší než 10 dnů (přes 90 %). Hvězda s nejdelší známou periodou je ϵ Aurigae (27 let). Nejkratší oběžné doby se pohybují kolem 100 minut.

Zákrytové dvojhvězdy jsou rozděleny podle tvaru světelné křivky do tří skupin:

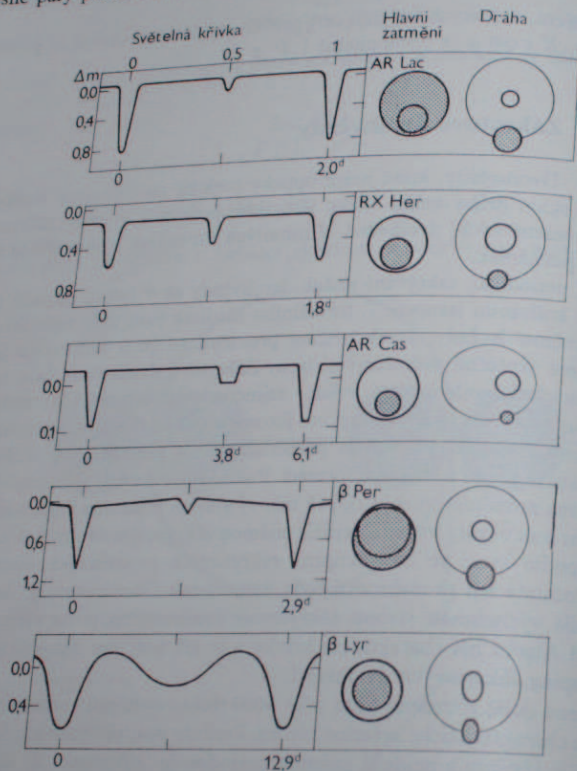
EA – typ Algol – algolidy, jsou dvě hvězdy téměř sférického tvaru. Nástup sestupu a vzestupu světelné křivky je dosti ostrý. Periody jsou poměrně dlouhé.

EB – typ β Lyrae, jsou dvě hvězdy tvaru rotačního elipsoidu, nestejných rozměrů. Světelná křivka je „zaoblená“. Periody jsou většinou delší než jeden den.

EW – typ W Ursae Maioris, jsou elipsoidální hvězdy téměř stejně velké. Periody jsou kratší než jeden den.

Nejčastěji se vyskytují algolidy, tedy typ EA, který tvoří přibližně 70 % dosud známých systémů.

Vedle této klasifikace zavedli někteří autoři, především Kopal, klasifikaci pro těsné páry podle toho, zda se hvězdy dotýkají či nikoli. Pro každou dvojhvězdu



Obr. 4.24. Světelné křivky různých typů zákrytových dvojhvězd.

lze nalézt Rocheovu mez (viz kapitola 2.30). Postupným vývojem může nastat situace, kdy obě dvě hvězdy vyplní prostor vymezený touto mezí a dotýkají se v libračním bodě L_1 . Rozlišují se tak dotykové, polodotykové a oddělené systémy. U polodotykových systémů jen jedna složka vyplnila Rocheovu mez, u oddělených systémů žádná.

Princip určení elementů zákrytové dvojhvězdy

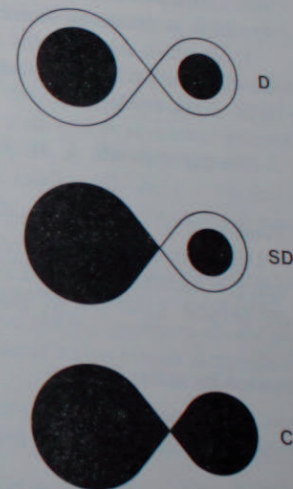
Světelná křivka je nejčastěji určena fotoelektrickými měřeními s přesností $\pm 0,01^m$ jednotlivých pozorování tím, že se vezme jedna nebo více srovnávacích hvězd. Z přesné světelné křivky mohou být zjištěny tyto elementy:

h_1/h_2 = poměr jasností obou hvězd,

R_1/a a R_2/a = poměry poloměrů složek k poloměru a předpokládané kruhové relativní oběžné dráhy,

i = sklon oběžné roviny.

Metoda rozboru světelných křivek pochází od Russella a dále ji propracovali Merrill, Kopal, Cesevič aj. Moderní počítači stroje umožňují poměrně rychlou a dokonalou analýzu pozorování. V dalším je pouze stručně načrtnut postup výpočtu.



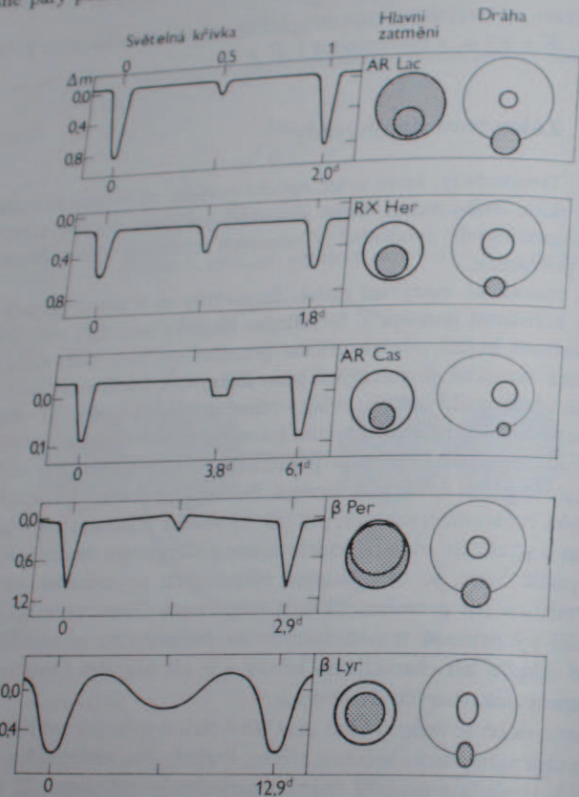
Obr. 4.25. Třídění systémů těsných dvojhvězd. D (detached) systém – oddělených systémů. Ani jedna ze složek nevyplňuje Rocheovu mez. SD (semidetached) – polodotykový systém. Jedna ze složek vyplňuje Rocheovu mez. C (contact) – dotykový systém. Obě složky vyplňují Rocheovu mez.

Světelná křivka je ovlivněna různými efekty podmíněnými tím, že jas není po disku hvězdy rovnoměrně rozložen (okrajové ztemnění, ztemnění způsobené různým rozložením gravitačního zrychlení apod.), což způsobí „zaoblení“ křivky. Kromě toho obě složky se vzájemně osvětlují a část záření jedné hvězdy dopadající na povrch hvězdy druhé se opět vyzáří směrem k pozorovateli. Tento fázový efekt způsobí celkové vyhlazení křivky, takže přes „lomenou“ křivku (obr. 4.23) se překládá sinusoida. Konečně je zde i efekt elipticity jednotlivých složek, tj., že hvězdy jsou rotačními elipsoidy, a tím je silně ovlivněna geometrie zákrytu.

Vliv těchto jevů nutno odhadnout z rozboru světelné křivky a průběh pozorova-

Nejčastěji se vyskytují algolidy, tedy typ EA, který tvoří přibližně 70 % dosud známých systémů.

Vedle této klasifikace zavedli někteří autoři, především Kopal, klasifikaci pro těsné páry podle toho, zda se hvězdy dotýkají či nikoli. Pro každou dvojhvězdu



Obr. 4.24. Světelné křivky různých typů zákrytových dvojhvězd.

lze nalézt Rocheovu mez (viz kapitola 2.30). Postupným vývojem může nastat situace, kdy obě dvě hvězdy vyplní prostor vymezený touto mezí a dotýkají se v libračním bodě L_1 . Rozlišují se tak dotykové, polodotykové a oddělené systémy. U polodotykových systémů jen jedna složka vyplnila Rocheovu mez, u oddělených systémů žádná.

Princip určení elementů zákrytové dvojhvězdy

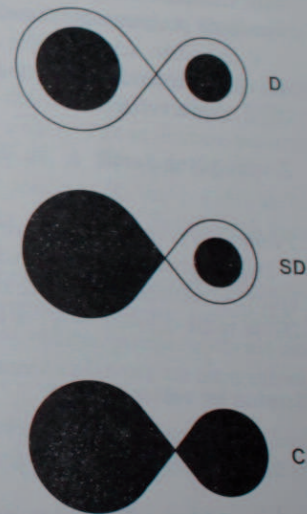
Světelná křivka je nejčastěji určena fotoelektrickými měřeními s přesností $\pm 0,01^m$ jednotlivých pozorování tím, že se vezme jedna nebo více srovnávacích hvězd. Z přesné světelné křivky mohou být zjištěny tyto elementy:

I_1/I_2 = poměr jasnosti obou hvězd,

R_1/a a R_2/a = poměry poloměrů složek k poloměru a předpokládané kruhové relativní oběžné dráhy,

i = sklon oběžné roviny.

Metoda rozboru světelných křivek pochází od Russella a dále ji propracovali Merrill, Kopal, Cesevič aj. Moderní počítačí stroje umožňují poměrně rychlou a dokonalou analýzu pozorování. V dalším je pouze stručně načrtnut postup výpočtu.



Obr. 4.25. Třídění systémů těsných dvojhvězd. D (detached) systém – oddělených systémů. Ani jedna ze složek nevyplňuje Rocheovu mez. SD (semidetached) – polodotykový systém. Jedna ze složek vyplňuje Rocheovu mez. C (contact) – dotykový systém. Obě složky vyplňují Rocheovu mez.

Světelná křivka je ovlivněna různými efekty podmíněnými tím, že jas není po disku hvězdy rovnoměrně rozložen (okrajové ztemnění, ztemnění způsobené různým rozložením gravitačního zrychlení apod.), což způsobí „zaoblení“ křivky. Kromě toho obě složky se vzájemně osvětlují a část záření jedné hvězdy dopadající na povrch hvězdy druhé se opět vyzáří směrem k pozorovateli. Tento fázový efekt způsobí celkové vyhlazení křivky, takže přes „lomenou“ křivku (obr. 4.23) se překládá sinusoida. Konečně je zde i efekt elipticity jednotlivých složek, tj., že hvězdy jsou rotačními elipsoidy, a tím je silně ovlivněna geometrie zákrytu.

Vliv těchto jevů nutno odhadnout z rozboru světelné křivky a průběhu pozorova-

ného jasu opravit tak, jako by efekty elipticity a fázového úhlu nebyly. Tím se získá opravená (rektifikovaná) světelná křivka a její maximum odpovídá celkové jasnosti obou složek hvězdy

$$L = L_1 + L_2. \quad (4.19.1)$$

Je-li intenzita mezi zákryty rovna jedné, možno psát

$$B_1 S_1 + B_2 S_2 = 1, \quad (4.19.2)$$

kde S_1 a S_2 jsou zdánlivé povrchy složek a B_1 a B_2 průměrný jas na jednotku plochy příslušné složky.

Předpokládejme, že menší hvězda H_1 má větší svítivost (což je nejčastější případ). Je potom při hlavním minimu zakryta. Necht' f_0 je část plochy S_1 zakrytá v okamžiku tohoto minima. Jasnost složky $B_1 S_1$ bude ochuzena o ztrátu světla I_1 , která je definována vztahem

$$I_1 = B_1 S_1 f_0. \quad (4.19.3)$$

Pojem ztráta světla je poněkud nezvyklý, avšak v odborné literatuře se užívá a dobře vystihuje pozorovanou skutečnost.

V okamžiku sekundárního minima je větší hvězda H_2 zakryta menší hvězdou, ale díky symetričnosti je plocha zákrytu stejná jako při hlavním minimu; je vždy $S_1 f_0$. Ztráta světla je tak

$$I_2 = B_2 S_1 f_0. \quad (4.19.4)$$

Z toho plyne poměr I_1 ku I_2

$$I_1/I_2 = B_1/B_2. \quad (4.19.5)$$

Poměr jasů se rovná poměru ztráty světla v obou minimech opravené křivky.

Další elementy se určí z předpokladu, že zakrytí malé hvězdy je v hlavním minimu úplný. V takovém případě se ztráta světla I_1 rovná svítivosti L_1 . Svítivost hvězdy H_2 je tudíž $L_2 = 1 - I_1$; z toho

$$L_1 L_2 = I_1 (1 - I_1)^{-1}. \quad (4.19.6)$$

Snadno lze nalézt, že platí

$$\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 = \frac{S_1}{S_2} = \frac{L_1 B_2}{L_2 B_1} = \frac{I_2}{1 - I_1}. \quad (4.19.7)$$

Tak se získá poměr obou poloměrů $k = R_1/R_2$.

Dále je možno určit poměr poloměru a velké poloosy dráhy R_1/a a sklon i . Během hlavního zákrytu je ztráta světla v každém okamžiku úměrná části f zakrytého kotoučku

$$f L_1 = I_1. \quad (4.19.8)$$

Velikost f je funkcí již známého poměru $k = R_1/R_2$ a dále poměru δ/R_1 , kde δ je zdánlivá vzdálenost středů obou složek, a průmětu poloosy a relativní oběžné dráhy na rovinu kolmou k zornému paprsku. Poměr δ/a se snadno vyjádří jako funkce sklonu roviny oběžné dráhy i a fázového úhlu θ , který je sevřen spojnicí středů hvězdy a průmětem zorného paprsku na oběžnou rovinu. Z toho plyne

rovnice obsahující dvě neznámé R_1/a a i . Stačí tedy k výpočtu vybrat dvě vhodné hodnoty θ (a tím f).

Není-li žádné z minim ploché, znamená to, že oba zákryty jsou částečné. Znalost světelné ztráty při minimech I_1 a I_2 již nestačí k určení k , nebo platí, že

$$I_1 = L_1 f_0, \quad I_2 = L_2 k^2 f_0, \quad \text{kde } f_0 = I_1 + I_2/k^2. \quad (4.19.9)$$

K získání hodnot f_0 a k je nutno analyzovat světelnou křivku těsně před hlavním minimem nebo po hlavním minimu. Výpočty jsou složitější a výsledek méně spolehlivý.

Kombinace fotometrických a spektroskopických měření

Velkou poloosu dráhy a v lineární míře (např. v km) je možno určit tehdy, pokud se pozorují spektra obou složek a jen tak se získá úplná informace o složkách systému. Světelná křivka a obě křivky radiálních rychlostí vedou též k odhadu absolutních rozměrů obou hvězd, jejich hmotností, a tím i jejich hustot.

Světelná křivka dává sklon oběžné roviny i a poměr poloměrů obou složek k poloměru (nebo hlavní poloose) relativní oběžné dráhy, tj. R_1/a a R_2/a . Křivky radiálních rychlostí na druhé straně dávají součin $a \sin i$. Tak se dostane poměr a relativní oběžné dráhy v kilometrech a poloměry R_1 a R_2 obou složek.

Křivky radiálních rychlostí rovněž umožní určit součiny $M_1 \sin^3 i$ a $M_2 \sin^3 i$; jelikož je známa hodnota $\sin i$, získají se tím hmoty M_1 a M_2 . Ze známých hmot a poloměrů se nakonec odvodí hustoty ρ_1 a ρ_2 .

Spektroskopický výzkum velmi těsných dvojhvězd odhalil v mnoha případech neobvyklé fyzikální komplikace: přítomnost plynového prstence otáčejícího se rychle kolem obou hvězd (RW Tau) nebo plynou obálku společnou oběma složkám. Mezi hvězdami se často vyskytuje výměna hmoty a plyn proudí mezi jednotlivými složkami.

Analýzou světelných křivek zákrytových dvojhvězd se nezíská jen údaj o hmotě a rozměru jednotlivých složek, ale je možno zjistit celou řadu dalších důležitých informací.

Především je to změna elementů dráhy, zejména periody, dále stáčení přímky apsid, které je možno zjistit ze změny intervalů mezi hlavním a vedlejším minimem. Tyto změny svědčí buď o přítomnosti dalšího tělesa, nebo jsou způsobeny odchylkou od kulové symetrie jedné nebo obou složek.

Okrajové ztemnění (které je možno přímo pozorovat pouze u Slunce) lze určit postupnou rektifikací světelné křivky algolid. Metoda názorně vyplyne z příkladu průběhu minima, kdy menší složka zakrývá větší složku: v takovém případě je zakryt prstencový a postupem malého kotoučku přes velkou hvězdu se zakrývají postupně místa s různým povrchovým jasem. Okrajové ztemnění je ovšem závislé na vlnové délce.

Obdobně lze studovat i gravitační ztemnění, které vzniká tím, že gravitační zrychlení, a tudíž i gradient hustoty plynu, je u silně zploštělých hvězd v rovinných oblastech jiný než poblíž pólu.

Fázový efekt, tj. vzájemné osvětlování obou složek, byl již diskutován. Je to vlastně problém přenosu energie v atmosférách hvězd. Záření jedné hvězdy je pohlcováno a nahřívá určité místo v atmosféře druhé hvězdy, čímž se zvýší jas tohoto místa.

V neposlední řadě je tu však celá škála problémů souvisejících s přenosem hmoty mezi jednotlivými složkami a problémy vývoje dvojhvězd.

V několika případech (z Aurigae, V V Cephei, 31 a 32 Cygni) dochází k zákrytu jasné hvězdy typu B9 červeným obrem typu K. Modrá hvězda září před zákrytem a po zákrytu skrze vnější vrstvy atmosféry obří hvězdy. Je to vzácný případ, který umožňuje studovat složení a teplotu chromosféry hvězd poměrně přesnou metodou.

Některé zajímavé dvojhvězdy

- 40 Eridani slabší složka je bílý trpaslík. Ověřena obecná teorie relativity. Pozorovaný gravitační rudý posuv $21 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$
teoretická hodnota $17 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$
- DI Herculis zákrytová proměnná s velkou excentricitou; vhodná pro ověření teorie relativity
- L 726-8 vizuální pár s nejmenší známou hmotností ($0,08 M_{\odot}$)
- V 453 Sco dvojhvězda s hmotnostmi složek 44,4 a $40,9 M_{\odot}$
- HD 47129 tzv. Plaskettova hvězda. Spektroskopická dvojhvězda s celkovou hmotností $130 M_{\odot}$
- BD +4°3461 tzv. Barnardova hvězda, typ M hlavní posloupnosti s průvodcem 1,5násobnou hmotností planety Jupitera

20. Empirický vztah hmotnost-svitivost

Určování hmotností dvojhvězd vedlo k objevu, že existuje vztah mezi hmotností a svítivostmi hvězd. Teoreticky lze tento vztah očekávat, jak ukázal Eddington průkopnickými pracemi o vnitřním složení hvězd. Absolutní bolometrickou magnitudu M_{bol} možno vyjádřit jako lineární funkci hmotnosti M (vyjádřené ve slunečních hmotnostech)

$$M_{bol} = \log A - B \log M. \quad (4.20.1)$$

Obdobně platí pro svítivost L hvězdy

$$L = aM^b. \quad (4.20.2)$$

Jestliže svítivost Slunce $L = 1$, pak

$$\log a = 0,4 (M_{bol, \odot} - \log A), \quad b = 0,4 B.$$

V tabulce 4.15 jsou shrnuty hodnoty koeficientu a a exponentu b získané různými autory ($M_{bol, \odot}$ je ve všech případech 4,8).

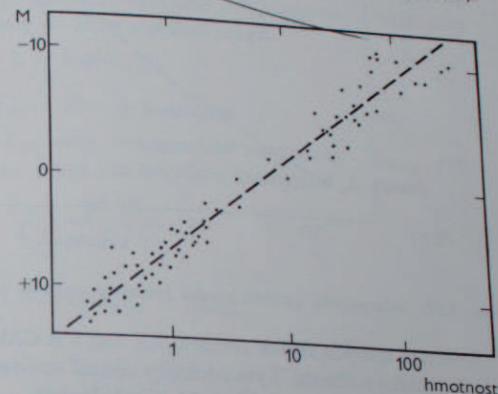
Rozdíly mezi výsledky jednotlivých autorů vyplývají z velké části z nejistého měření hmotností a absolutních bolometrických magnitud.

Není však jisté, že pro všechny hvězdy dohromady je oprávněný jediný vztah. Nověji se soudí, že pro hvězdy náležející do populace I (viz kap. 6.1) vyhovuje nejlépe vztah

$$\log M = -0,10 M_{bol} + 0,47 \quad (\text{v mezích } 0 < M_{bol} < 7)$$

$$\log M = -0,20 M_{bol} + 1,22 \quad (\text{pro } M_{bol} > 7).$$

Kromě bílých trpaslíků, kteří vztahu hmotnost-svitivost vůbec neodpovídají



Obr. 4.26. Závislost hmotnosti na absolutní magnitudě pro hvězdy v okolí Slunce.

vzhledem ke své vnitřní stavbě, existují některé významné odchylky, zejména u těsných spektroskopických dvojhvězd.

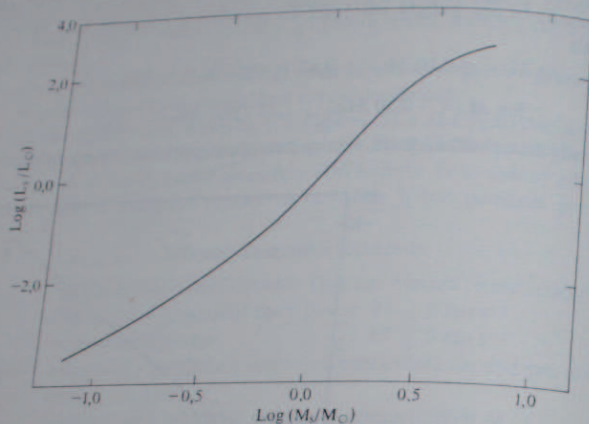
Slabší složka zákrytových proměnných odpovídá vztahu $M-L$ mnohem hůře

Tabulka 4.15

Empirický vztah hmotnost-svitivost

Autor	a	b	Pro rozsah hmot a použitý materiál
Russell a Moore (1940)	0,67	3,82	hlavní posloupnost
Parenago a Masevičová (1950)	1,06	3,92	$1 < M < 20$ vizuální, spektroskopické a zákrytové dvojhvězdy
	0,38	2,29	$M < 1$, červení trpaslíci
van de Kamp (1954)	1,05	4	$0,6 < M < 2,5$ vizuální dvojhvězdy
	0,33	2	$M < 1$, červení trpaslíci
Eggen (1956)	1,0	3,1	$0,6 < M < 2,5$ vizuální dvojhvězdy

než jasná složka, je-li její hmotnost nebo hustota velmi rozdílná od hmotnosti nebo hustoty hlavní hvězdy. Méně hmotná nebo méně hustá hvězda je na svou hmotnost příliš jasná. Například obě složky W Ursae Maioris nevyhovují vztahu, právě tak, jako slabé složky Algolid, jejichž hmotnosti jsou často abnormálně malé.



Obr. 4.27. Schematický průběh vztahu hmotnost-svitivost (podle Taylera).

Svitivost slabých složek systémů XZ Sag a R CMa je více než tisíckrát nižší než předpokládaná hodnota. Tyto odchylky zřejmě souvisí s vývojem těsných dvojhvězd, kdy jedna ze složek se vyvíjí rychleji než druhá.

4.21. Určení průměrů hvězd

Přímé určení lineárního průměru hvězdy ze zdánlivého je možné jen u Slunce. Ostatní hvězdy není možno pozorovat jako kotoučky a skutečnost, že v dalekohledu se pozoruje konečný rozměr hvězdného obrazu jako více nebo méně pravidelný byt nepatrný kotouček, je pouze důsledek difrakčních jevů v zobrazení svítícího bodu objektivem a v neposlední řadě též i neklidem ovzduší. Nejmenší úhlový rozměr difrakčního kotoučku v ohnisku objektivu je v ideálním případě

$$\varrho = 2,52 \cdot 10^5 k \text{ [rad]},$$

kde $k = \lambda/a$, poměr vlnové délky a průměru objektivu. Pro největší dalekohled světa o průměru 6 metrů, který nedávno byl dokončen v SSSR, je teoretická rozlišovací schopnost $0,03$. Avšak jen několik obřích hvězd jako Antares nebo Betel-

geuse mají zdánlivé průměry řádově $0,01$. Není tedy naděje, že by i největšími přístroji bylo možno pozorovat hvězdy jako objekty konečných rozměrů.

Určení rozměrů hvězdy je však možné několika způsoby a to

- ze znalosti svítivosti L a efektivní teploty T_{ef} ,
- interferometrickými měřeními,
- pomocí vzájemných zákrytů jednotlivých složek zákrytových dvojhvězd,
- pomocí zákrytů hvězd Měsícem.

Určení průměru hvězdy pomocí L a T_{ef}

Za předpokladu, že hvězdy září jako černé těleso, což jistě do určité míry splněno je, pak z jednotkové plochy je vyzářeno σT_{ef}^4 energie, a tudíž platí pro svítivost čili luminozitu hvězdy již dříve zmíněný vztah

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4,$$

kde

$$2,5 \log L = M_{bol} + \text{konstanta}.$$

Ze známé hodnoty pro Slunce L_{\odot} , resp. bolometrické magnitudy $M_{bol\odot}$, průměru R_{\odot} a efektivní teploty $T_{ef\odot}$ plyne pro hvězdu o luminozitě L poměr

$$\frac{L_{\odot}}{L} = \frac{R_{\odot}^2 T_{ef\odot}^4}{R^2 T_{ef}^4}, \quad (4.21.1)$$

kde

$$\log \frac{L}{L_{\odot}} = 0,4(M_{bol\odot} - M_{bol}).$$

Poloměr je tedy dán vztahem

$$R = R_{\odot} \frac{(L/L_{\odot})^{1/2}}{(T_{ef}/T_{ef\odot})^2}. \quad (4.21.2)$$

Efektivní teplota se odhadne s dostatečnou přesností přímo ze spektra a svítivosti z absolutní bolometrické magnitudy M_{bol} . Znalost parallaxy hvězdy je ovšem nezbytná, neboť bez té není možno určit modul vzdálenosti $M_{bol} - m_{bol}$. Jako příklad je nejlépe uvést výpočet rozměru Siria, a to jak hlavní složky, tak i průvodce - bílého trpaslíka.

Sirius A	$M_{bol} \doteq + 1,0$,	$T_{ef} \sim 12\,000 \text{ K}$,
Sirius B	$M_{bol} \doteq 10,0$,	$T_{ef} \sim 12\,000 \text{ K}$,
Slunce	$M_{bol} \doteq 5,0$,	$T_{ef} \sim 6\,000 \text{ K}$.

Pro poměry poloměrů vychází tyto číselné údaje

$$\frac{R_{\text{Sirius A}}}{R_{\odot}} = \frac{(10^{0,4(5,0-1,0)})^{1/2}}{(12/6)^2} \approx \frac{\sqrt{40}}{2^2} \approx 1,6,$$

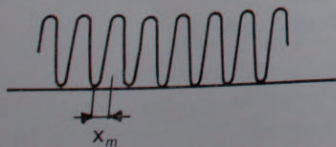
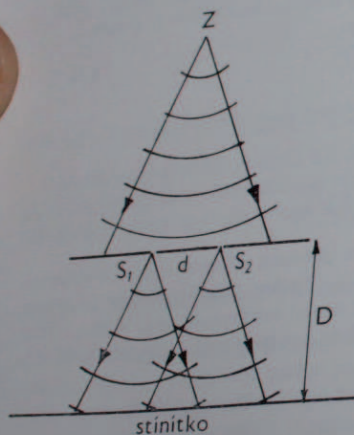
$$\frac{R_{\text{Sirius B}}}{R_{\odot}} = \frac{(10^{0,4(5,0-10)})^{1/2}}{(12/6)^2} \frac{\sqrt{0,01}}{2^2} = 0,025.$$

Průměry bílých trpaslíků jsou jen procento průměru slunečního i méně jako například Eridanus B, $R = 0,019 R_{\odot}$, nebo takzvaná van Maanenova hvězda má pouze průměr $R = 0,007 R_{\odot}$ a její lineární průměr není větší jak 10 000 km. Naproti tomu Antares má průměr 400násobek průměru slunečního.

Určení průměru hvězd interferometrem

Nejjednodušší metodu interferometrického měření průměrů hvězd (nebo vůbec úhlové vzdálenosti nějakých nerozložitelných zdrojů na obloze) lze popsat asi takto:

Světlo o vlnové délce λ z bodového zdroje dopadá na stínítko se dvěma štěrbinami ve vzdálenosti d . Světlo procházející těmito štěrbinami S_1 a S_2 projde na další stínítko, které má od prvního stínítka vzdálenost D . Na druhém stínítku vzniknou tmavé a jasné obrazy štěrbin – interferenční jev, který je superpozicí maxim a minim světelných vln. Štěrbin jsou vlastně zdroje koherentního záření téže vlnové délky a světelné vlny mohou spolu interferovat. Jestliže na určité místo dopadnou světelné vlny v téže fázi, pak intenzita světla

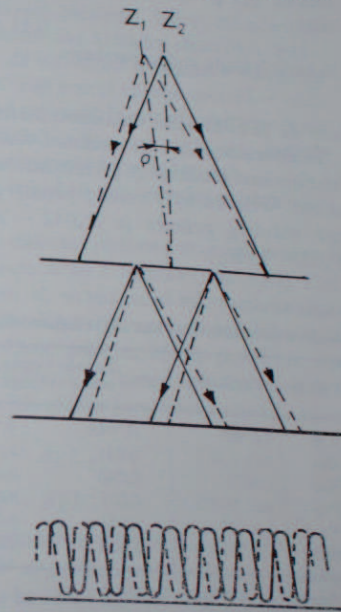


Obr. 4.28. Vznik interferenčního jevu. Záření (vlnové délky λ) dopadá na štěrbinu S_1 a S_2 . Na stínítku vznikají interferenční proužky s naznačeným průběhem intenzity. Nejmenší vzdálenost mezi maximem a minimem intenzity je $x_m = \lambda D/d$.

se sčítá a vznikne jasný bod, resp. pruh, naopak pokud jsou fáze v důsledku rozdílné délky optické dráhy posunuty, vznikne tmavý pruh (intenzity se odečítají). Vzdálenost interferenčních proužků od optické osy je

$$x = \lambda \frac{D}{d} n, \quad \text{kde } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.21.3)$$

Štěrbin S_1 a S_2 mohou být umístěny před objektivem dalekohledu a v ohnisku dalekohledu, namířeno na bodový zdroj světla (hvězdu), se pak pozoruje interferenční jev. Vzdálenost interferenčních proužků je $x = \lambda f/d$, kde f je ohnisková



Obr. 4.29. Interferenční jev v případě dvou zdrojů Z_1 a Z_2 v úhlové vzdálenosti φ . Vhodnou změnou vzdálenosti štěrbin interferenční jev vymizí nebo zesílí (viz text).

vzdálenost objektivu dalekohledu a d vzdálenost štěrbin jako v předešlém případě. V ohniskové rovině vzniknou jasné a tmavé proužky souměrně ke střednímu jasnému pruhu. Z ohniska objektivu je vzdálenost x viděna pod úhlem $\alpha = x/f$ a úhlová vzdálenost dvou sousedních jasných proužků je $\alpha = \lambda/d$.

Jakmile je objektiv, na kterém jsou umístěny štěrbin, osvětlen dvěma stejně jasnými zdroji, jejichž úhlová vzdálenost je φ , pak proužky budou zachovány, popř. zesíleny pokud $\varphi = n\alpha$. Interferenční jev zmizí, když $\varphi = (n + \frac{1}{2})\alpha$. Dokud $\varphi \ll \alpha$ a úhlová vzdálenost obou zdrojů je nepatrná, pak interference zůstává zachována, neboť zdroj se stále chová jako zdroj bodový. Zvětšováním

rozestupu d je možno dosáhnout (při stálé hodnotě ϱ) toho, že $\varrho = \lambda/2d$, interferenční proužky zmizí a opět se objeví, jestliže $\varrho = \lambda/d$ apod. Čili maximum viditelnosti proužků je pro $\varrho = 0, \lambda/d, 2\lambda/d, 3\lambda/d, \dots$, minimum viditelnosti proužků je pro $\varrho = \frac{1}{2}\lambda/d, \frac{3}{2}\lambda/d, \frac{5}{2}\lambda/d, \dots$. Poměr λ/d je znám, a tedy změnou vzdálenosti štěrbin d je možno určit úhlovou vzdálenost obou zdrojů. To se uplatní při měření dvojhvězd. Avšak i zdánlivý disk hvězdy se chová jako dva světelné body. Populárně řečeno levá a pravá půlka kotoučku hvězdy se chovají jako dva samostatné zdroje. Přesný výpočet ukazuje, že je-li zdánlivý průměr kotoučku ϱ_* , pak první zmizení interferenčních proužků nastane pro $\varrho = 0,41 \varrho_*$, tedy

$$0,41 \varrho_* = \frac{1}{2} \lambda/d.$$

Průměr hvězdy je dán vztahem

$$\varrho_* = 1,22 \lambda/d_0,$$

kde d_0 je minimální vzdálenost štěrbin, při kterých interferenční jev zmizí. (4.21.4)

Interferometrem s proměnnou vzdáleností štěrbin dosahující až 6 metrů (kde štěrbin jsou realizovány rovinnými zrcátky) ve spojení s 2,5 metrovým reflektorem na Mt. Wilsonu byly určeny průměry obřích hvězd jako Betelgeuse (α Orionis), jejíž zdánlivý průměr je $0,042 \sim 750$ průměrů Slunce a Arktura (α Bootis) ($0,02 \sim 23 R_\odot$).

Tabulka 4.16

Zdánlivé průměry měřené interferometricky

Hvězda	Spektrum	Zdánlivý průměr v obl. vteřinách	Vzdálenost r [pc]	Průměr $2R$ [10^8 km]	R/R_\odot	
α Cet	(gM6)	0,048	0,048*	250?	(17,9)	(1290)
α Ori	M2 I ab	0,041	0,044	91	6,0	430
α Sco	(cM0)	0,040	0,043	71	4,6	330
β Peg	M2 II-III	0,021	0,022	50	1,8	131
α Tau	K5 III	0,020	0,022	20	0,64	46
α Boo	K2 IIIp	0,020	0,022	11,5	0,38	27

* S ohledem na okrajové ztemnění.

V posledních desetiletích bylo užito k měření průměru intenzitního interferometru. Světlo hvězdy dopadá na dva fotonásobiče vzdálené několik desítek až set metrů. Signál z obou násobičů je elektronickým zařízením zpracován tak, že na výstupu je možno reprodukovat interferenční jev obdobně jako v optickém interferometru. Díky dlouhé základně jsou měřitelné úhlové rozměry zdroje 10^{-4} až 10^{-5} obloukových vteřin. Pro Siria byl takto změřen zdánlivý průměr $0,00585$, což odpovídá 1,76 průměru Slunce, při paralaxe $\pi = 0,377$. Tento výsledek je v dobré shodě s hrubým odhadem průměru Siria A ze svítivosti a efektivní teploty. V radioastronomii se běžně užívá obdobné metody k rozlišení struktury podvojnosti nebo

úhlového rozměru radiozdrojů. Základny jsou však až tisíce kilometrů a místo fotonásobičů jsou zde antény radioteleskopů.

Za zmínku stojí i pokusy o aplikaci holografické metody k měření průměru hvězd. Využívá se skutečnosti, že okraje hvězdy možno považovat za koherentní zdroje světla, jakým je laser při normální holografii. Fotografie obrazu hvězdy v ohnisku dalekohledu je kotouček rostoucí s délkou expozice. Avšak pokud je expoziční doba velice krátká, vznikne (při určité technické úpravě) v podstatě holografický záznam interferujících vln z různých částí hvězdného disku. Z tohoto hologramu je odvozen průměr hvězdy.

Ojedinele byly určeny průměry hvězd ze zákrytů Měsícem. Měsíc má zdánlivý pohyb $0,5 \text{ s}^{-1}$, a tudíž nezakryje hvězdu v nekonečně krátkém okamžiku. Fotoelektrický záznam časového průběhu zákryty dá informaci o průměru zakrývané hvězdy. Na měsíčním okraji vznikají ohybové jevy a není možno spolehlivě určit zdánlivý průměr hvězdy menší než $0,008$. Také nepravidelnosti na měsíčním okraji zvětšují nejistotu výsledku. Přesto však například τ Sco má podle této metody zdánlivý průměr $0,04$ zcela v soulahu s interferometrickými měřeními.

Měsíční zákryty (popř. zákryty Sluncem) se uplatňují při zjišťování poloh a zdánlivých rozměrů radioastronomických zdrojů.

Obdobou zákrytové metody ovšem v daleko dokonalejší formě je určení průměrů zákrytových dvojhvězd. Princip plyne z jednoduchého schématu (obr. 4.23). Dvě složky, jedna o průměru D a druhá o průměru d , se vzájemně zakrývají, a to tak, že dráha leží přesně v zorném paprsku. Jestliže doba oběhu v kruhové dráze je P a délka dráhy L , které možno určit z naměřené světelné křivky právě tak jako začátek poklesu jasnosti t_1 , počátek úplného minima t_2 , konec úplného minima t_3 a konec zatmění t_4 , pak z jednoduché geometrie celého jevu možno snadno zjistit, že

$$(t_4 - t_1)/P = (D + d)/L,$$

a právě tak

$$(t_3 - t_2)/P = (D - d)/L.$$

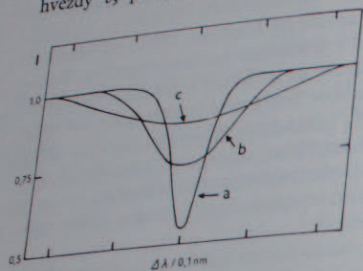
Z toho lze zjistit průměry obou složek. V konkrétním případě ovšem dráhy nejsou vždy kruhové, sklon dráhy není přesně 90° a nemusí ani nastat úplný zákryt, hvězdy mohou být zploštělé vlivem rotace, a konečně rozdělení jasu po hvězdném disku není rovnoměrné, zejména u okraje. Proto určení průměru zákrytových dvojhvězd je poněkud složitější, než je naznačeno. Podrobněji se o tom pojednává v kapitole o zákrytových dvojhvězdách.

4.22. Rotace hvězd

Bezprostředně se pozoruje rotace pouze jediné hvězdy – Slunce. Skutečnost, že hvězdy rotují kolem vlastní osy, je známa pouze z rozšíření spektrálních čar nebo z anomálií na křivkách radiálních rychlostí spektroskopických

dvojhvězd. U neutronových hvězd (pokud se přijme hypotéza, že pulsary jsou neutronové hvězdy) je doba rotace úměrná periodě pulsů.

Profil čáry je rotací rozšířen v důsledku různého Dopplerova posuvu vlnových délek v různých částech hvězdného disku. U rotující koule má jeden okraj hvězdy vektor okamžité rychlosti namířen k pozorovateli, druhý od pozorovatele. Spektrální čára je proto rozšířena složkou rotační rychlosti promítnutou do směru zorného paprsku, se kterým rotační osa svírá úhel i . Je-li rovníková rotační rychlost hvězdy v , pak pozorovaná složka je $v \sin i$.



Obr. 4.30. Profil spektrální čáry hvězdy rozšířený rotací. Křivka a je profil čáry neustřední rychlosti, křivka b hvězdy rotující střední rychlosti, křivka c je profil čáry velmi rychle rotující hvězdy.

Při malých rychlostech je velmi obtížné z tvaru čáry určit rotaci, neboť profil čáry je ovlivněn turbulencí, teplotou a útlumem. Nicméně profil podstatně ovlivněný rotací má jistou maximální šířku, kdežto profil rozšířený teplotou závisí na hmotnosti prvků, ke kterým čára náleží.

U zákrytových dvojhvězd, u kterých lze získat dobře definovanou křivku radiál.

Tabulka 4.17

Rotační rychlosti hvězd hlavní posloupnosti (V) a obrů (III)

Spektrální typ	v_{rot} [km s ⁻¹]	
	III	V
O5		190
B0	95	200
B5	120	210
A0	140	190
A5	170	160
F0	130	95
F5	60	25
G0	20	<12
K, M	<12	<12

ních rychlostí, se rotace jasnější složky projeví deformací křivky v okamžiku, kdy před zákrytem a po zákrytu svítí okraje zakrývané složky. Princip je zřejmý z obr. 4.22.

Je známo něco přes 3000 hvězd, u nichž byla určena rychlost rotace. Zjistilo se, že hvězdy O, B, A rotují podstatně rychleji než pozdní typy (viz tab. 4.17).

Obří typu F, G rotují poněkud rychleji než hvězdy téhož typu na hlavní posloupnosti. Zřejmě to souvisí s vývojem hvězd. Obří typu F, G byly původně na hlavní posloupnosti jako hvězdy typu B ~ A, které rotují rychleji. V průběhu vývoje moment hybnosti zůstal zachován a projevil se rychlejší rotací starších hvězd v oblasti obrů. Nejrychleji rotují hvězdy O a B s emisními čarami (až 350 km s⁻¹). Takováto vysoká rotační rychlost má nepochybně za následek zploštění hvězdy a patrně i uvolňování hmoty v oblasti rovníku. Zdá se dokonce, že Oe a Be-hvězdy jsou proto na hranici stability.

Rotace hvězd je velmi zajímavou vlastností z hlediska hvězdného vývoje. Hustá mračna mezihvězdné hmoty, ve kterých hvězdy vznikají, mají poměrně velký moment hybnosti, a tudíž rychlost rotace hvězd by měla být vysoká. Je tedy překvapující, že zejména běžné typy A-K se otáčejí pomalu. Slunce má mnohem menší moment hybnosti než například planety. Je možné, že hybnost je během vývoje přenesena na celou vznikající hvězdnou skupinu – dvojhvězdy, hvězdokupy apod. nebo že zde hraje úlohu jakési brzdy magnetické pole hvězdy samé.

4.23.

Magnetické pole hvězd – magnetické hvězdy

Zeemanův efekt rozštěpení spektrálních termů v magnetickém poli umožňuje zjistit studiem polarizace rozštěpených čar přítomnost silnějších magnetických polí na hvězdách (přesněji v atmosférách hvězd). Zeemanův efekt je závislý

Tabulka 4.18

Některé hvězdy se silným proměnným magnetickým polem

Hvězda	m_e	Sp	B*	Perioda
HD 8441	6,6	A2	-750 až +400	nepřavidelná
HD 32633	6,9	B9	-3960 až +2220	4 dny
WY Geminorum	7,4	M3	? až +500	?
53 Camelopardalis	6,0	A2	-5120 až +3700	8 dny
HD 71856	6,7	A0	-1700 až +2000	6,8 dny
α^2 Canum Venat.	4,9	A0	-1400 až +1600	5,5 dny
78 Virginis	4,9	A2	-1680 až -140	nepřavidelná
AG Pegasi	7,6	B+M	-1000 až +500	?

* B vyjádřeno v jednotkách 10⁻⁴ tesla

Tabulka 4.19
Základní charakteristiky hvězd

Typ	L/L_{\odot}	m/m_{\odot}	R/R_{\odot}	ρ/ρ_{\odot}	g/g_{\odot}	T_{ef} [K]		
V	O5	$1,5 \cdot 10^4$	50	18	0,008	0,13	37 800	
	B0	$4 \cdot 10^2$	17,5	7,5	0,025	0,30	14 800	
	B5	230	6,5	4,0	0,10	0,41	9 700	
	A0	33	3,2	2,6	0,18	0,47	8 400	
	A5	17	2,1	1,8	0,35	0,66	7 600	
	F0	6,6	1,78	1,35	0,71	0,97	6 600	
	F5	2,8	1,47	1,20	0,80	1,00	6 000	
	G0	1,1	1,10	1,05	0,95	1,00	5 300	
	G5	0,7	0,93	0,94	1,15	1,08	4 900	
	K0	0,4	0,80	0,85	1,29	1,10	4 300	
	K5	0,09	0,65	0,74	1,6	1,18	3 900	
	M0	0,02	0,49	0,63	2,0	1,23	3 500	
	M5	0,001	(0,2)	0,32	6,3	2,0	3 500	
	III	B0	730		16			
		A0	70		6			
F0		23		4				
G0		30	2,5	6	0,01	0,05	5 400	
K0		30	3,5	16	$8 \cdot 10^{-4}$	0,01	4 100	
M0	95	5,0	(40)	$8 \cdot 10^{-5}$	0,003	2 900		
I	B0	$2 \cdot 10^4$	50	20	$6 \cdot 10^{-3}$	0,13		
	A0	$6 \cdot 10^4$	16	40	$2 \cdot 10^{-4}$	0,01		
	F0	$1,8 \cdot 10^5$	12	60	$5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$	6 400	
	G0	$1,2 \cdot 10^5$	10	100	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-3}$	5 400	
	K0	$1,2 \cdot 10^5$	13	200	$6 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-4}$	4 000	
M0	$5 \cdot 10^4$	17	500	$1 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-5}$	2 800		
Bílí trpaslci	$10^{-2} \dots 10^{-6}$	0,6	0,013	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^3$	6 000 až 40 000		
Slunce	$4 \cdot 10^{26}$ W	$2 \cdot 10^{30}$ kg	$7 \cdot 10^8$ m	1,41 g cm^{-3}	$2,7 \cdot 10^2$ m s^{-2}	5 700 K		

na kvantových číslech, a proto jsou pro tato pozorování vhodné jen některé čáry některých prvků.

Rozšíření čar je možno pozorovat spíše jako rozšíření, a proto je možné bezpečně zjistit jen silná pole ($>0,02 \text{ T}$). Je známo necelých dvě stě hvězd s tak silným polem. Je pravděpodobné, že většina hvězd, zejména typy OB, má magnetické pole, které však vzhledem k velkému rozšíření čar jinými efekty (teplostou, rotací, turbulencí) není možno zjistit.

Hvězdy se silným polem se kupí kolem spektrální třídy A a mezi nimi je celá

řada Ap-hvězd, u kterých kromě výrazného Zeemanova efektu jsou výrazné čáry některých prvků jako manganu („manganové hvězdy“) a europia.
Ve všech případech je magnetické pole proměnné v periodách cca 7–10 dní. Pravidelnost těchto změn není výjimkou, i když u značného počtu hvězd jsou zcela nepravidelné. Někdy se mění i polarita pole (například 53 Camelopardalis má změny pole od $+0,37 \text{ T}$ do $-0,54 \text{ T}$), což je provázáno změnami ve spektru. Vysvětlení tohoto jevu se hledá v oscilacích magnetického pole nebo v rotaci hvězdy, u které osa magnetického pole nesouhlasí s osou rotace, nebo v cyklických změnách podobných sluneční činnosti.
Nelze ani vyloučit, že silné magnetické pole urychluje částice v atmosféře hvězdy natolik, že dochází k nukleárním procesům přímo na povrchu hvězdy.

5.

Stavba a vývoj hvězd

5.1. Nitro hvězd

Vnitřní stavba hvězd může být zkoumána pouze nepřímo. V jakém stavu je hmota ve středu hvězdy, jaké se tam odehrávají procesy lze odhadnout jen na základě výpočtů a jistých předpokladů. Při studiu atmosfér hvězd je k dispozici řada pozorovacích dat, která nám podávají informace o povrchové teplotě, chemickém složení, tlaku a pohybech v povrchových vrstvách hvězd. Je též dostatek přímých měření rozměrů a hmot hvězdných těles a je známo i množství celkové energie, kterou hvězda vyzáří do prostoru. Naproti tomu nelze získat přímo žádné podobné informace z hvězdného nitra.

Při výpočtech, které vedou k určení tlaků a teplot v centrálních oblastech hvězdného tělesa, vycházíme z předpokladu, že v celé hvězdě platí známé fyzikální zákony. Dalším důležitým předpokladem je, že látka uvnitř hvězdy se chová jako plyn bez ohledu na vysoké tlaky, které tam existují. Tento předpoklad je snadno přijatelný, neboť při teplotách několika miliónů až desítek miliónů stupňů jsou veškeré atomy plně ionizovány. Tudiž prostor mezi jednotlivými částicemi je natolik velký, že představa ideálního plynu je splněna u všech normálních hvězd.

Hvězdu (i naše Slunce) je možno si tedy představit jako plynný útvar. Pokud nerotuje takový útvar příliš rychle, nebo není v blízkosti jiné velmi hmotné těleso (které by vyvolalo na hvězdě slapy), pak má hvězda tvar koule.

Stabilita hvězdy je umožněna exaktním splněním podmínky, že všechny sily působící na kterýkoli malý objem ve hvězdném tělese se vzájemně vyrovnávají, takže jejich výslednice je nulová. Ve hvězdě musí být splněna podmínka hydrostatické rovnováhy.

Vycházíme-li ze zjednodušujících předpokladů, pak možno vzít v úvahu pouze dvě síly, které působí v libovolném bodě hvězdy:

1. gravitační – směřující do centra hvězdy,
2. tlak plynu a tlak záření, (tj. celkový tlak působící proti síle (1)) – směřující z hvězdy.

Gravitační síla působící na elementární sloupec hvězdné látky o hustotě ρ , jehož průřez je ds , délka dr a je ve vzdálenosti r od středu hvězdy, je rovna jeho tíze, tedy

$$G \frac{M_r}{r^2} \rho ds dr, \quad (5.1.1)$$

kde G je gravitační konstanta. Hmotnost M_r je hmotnost koule o poloměru r a je-li hustota s poloměrem r proměnná, platí

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r), \quad (5.1.2)$$

z toho

$$M_r = 4\pi \int_0^r \rho(r) r^2 dr. \quad (5.1.3)$$

Tlak plynu vyvolává na zkoumaný sloupec sílu, která je úměrná rozdílu tlaků na dolní a horní základnu sloupce (dP/dr) $ds dr$ a má opačné znaménko než síla gravitační. Tyto dvě síly musí být v rovnováze, tedy

$$-dP = \rho(r) dr GM_r r^{-2}, \quad (5.1.4)$$

síla m^{-2} = hmotnost m^2 \times zrychlení čili

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M_r}{r^2} \rho(r). \quad (5.1.5)$$

Tato rovnice je výrazem pro mechanickou (hydrostatickou) rovnováhu hvězdy. Hmotnost kulové vrstvy dM o výšce dr a vnitřním poloměru r je

$$dM_r = 4\pi r^2 \rho(r) dr,$$

a tudíž

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} \frac{dM_r}{dr}. \quad (5.1.6)$$

Integraci této rovnice od středu hvězdy ($r = 0$) k jejímu povrchu ($r = R$) lze nalézt výraz pro tlak ve středu hvězdy P_c

$$P_c = \frac{G}{4\pi} \int_0^{M_R} \frac{M_r}{r^4} dM_r. \quad (5.1.7)$$

Tento centrální tlak je obecně součet tlaku plynu a záření. Tlak plynu P_p je dán stavovou rovnicí pro ideální plyn

$$P_p = \frac{\rho}{\mu} \mathcal{R}T = N \mathcal{A} m_p T, \quad (5.1.8)$$

kde T je teplota, \mathcal{R} plynová konstanta ($8,3 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$) a μ střední hmotnost částice v jednotkách hmotnosti atomu vodíku, m_p je hmota protonů, N počet všech částic na jednotku objemu (m^{-3}). Pro hustotu platí

$$\rho = \mu m_p N \quad (5.1.9)$$

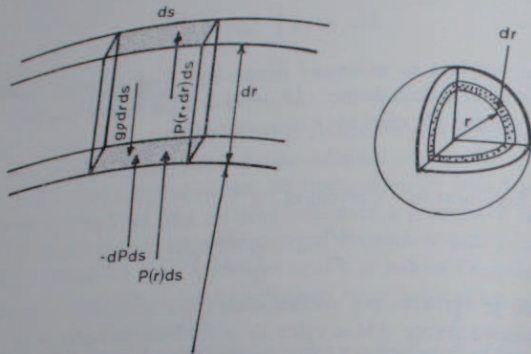
a $k = k$ - Boltzmannova konstanta ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$).
Snadno nalezneme obecný vztah

$$P_p = NkT. \quad (5.1.10)$$

Jestliže N_e, N_i, N_n znamená počet elektronů, iontů a neutrálních částic v jednotkovém objemu, pak

$$N = N_e + N_i + N_n. \quad (5.1.11)$$

Jelikož v nitrech hvězd jsou všechny atomy plně ionizovány a většinou je zde zastoupen vodík, chovají se protony a elektrony jako částice nezávislé na sobě



Obr. 5.1. Odvození základní rovnice hydrostatické rovnováhy ve hvězdě. V kulové vrstvě o tloušťce dr v nitru hvězdy ve vzdálenosti r od jejího středu, má elementární objem $dV = 4\pi r^2 dr$, hmotnost $dm = \rho dV$. Na vzdálenější plošce $ds = 1$ elementárního objemu působí tlak $P(r+dr)$, na bližší plošce působí tlak $P(r)$. Rozdíl tlaku $-dP$ se musí rovnat gravitačnímu zrychlení $g = GM/r^2$ násobenému hmotností elementárního objemu ρdr .

a s přibližně poloviční hmotou protonů, tedy $\mu = 0,5 = 1/(1+1)$. (Jinými slovy řečeno: N je dvojnásobně v ionizovaném vodíkovém prostředí oproti N , kde je vodík neutrální.) Pro střední molekulovou (částicovou) hmotnost μ při úplné ionizaci tedy platí vztah

$$\mu = \frac{\text{hmotnostní číslo prvku}}{\text{počet elektronů} + 1} = \frac{A}{Z+1}. \quad (5.1.12)$$

V atomu, jehož hmotnostní číslo je $A \gg 4$, je počet elektronů přibližně $\frac{1}{2}A$, a proto

$$\mu \approx \frac{A}{\frac{1}{2}A} \approx 2.$$

Střední molekulová hmotnost $\bar{\mu}$ směsi úplně ionizovaných plynů, ve které je rovnoměrně zastoupen prvek vodík: helium: ostatní prvky v poměru $x : z : y$, je po-

Tabulka 5.1: Střední relativní molekulová hmotnost μ pro plně ionizovaný plyn složený z různých prvků

Z atomové (protonové) číslo				A hmotnostní (nukleové) číslo			
$\mu = \frac{A}{Z+1}$							
Prvek	Z	A	μ	Prvek	Z	A	μ
H	1	1	0,5	Na	11	23	1,92
He	2	4	1,33	Ca	20	40	1,90
O	8	16	1,78	Fe	26	56	2,07

měrně velmi přesně určena vztahem

$$\bar{\mu} = \left(\frac{x}{\mu_H} + \frac{y}{\mu_{He}} + \frac{z}{2} \right)^{-1} = \frac{4}{6x + y + 2}, \quad (5.1.13)$$

kde $x + y + z = 1$.

Vedle tlaku plynu v nitrech velmi teplých hvězd se uplatňuje i tlak záření, který si lze představit jako tlak fotonového plynu. Tlak záření P_z v zářivém poli absolutně černého tělesa plyne ze Stefanova-Boltzmannova zákona

$$P_z = \frac{4}{3} \frac{\sigma}{c} T^4, \quad (5.1.14)$$

kde σ je Stefanova-Boltzmannova konstanta ($5,67 \cdot 10^{-12} \text{ J cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$), c = rychlost světla.

Poměr obou tlaků je tedy

$$\frac{P_z}{P_p} = \frac{4\sigma\mu T^4}{3c\mathcal{R}_0 T} = 3 \cdot 10^{-20} \frac{\mu}{\rho} T^3 \quad (5.1.15)$$

(ρ v kg m^{-3}).

Podíl tlaku záření na celkovém tlaku uvnitř hvězdy stoupá s třetí mocninou teploty, nicméně u hvězd podobných našemu Slunci (tedy většiny) bude tlak plynu převládat nad tlakem záření. Celkový tlak uvnitř hvězdy je tedy součet obou tlaků

$$P = P_p + P_z$$

nebo též

$$P = P_p + P(1 - \beta), \quad (5.1.16)$$

kde

$$\beta = \frac{P_z}{P_p + P_z}.$$

Jestliže

$$\beta = 1, \text{ tlak záření lze zanedbat,}$$

$$\beta = 0, \text{ tlak plynu lze zanedbat.}$$

Většinou je však $\beta = 1$. Hodnota β se blíží nule při vysokých teplotách a ve velmi řídkých plynech.

Odhad tlaku a teploty v nitru Slunce

Na základě výše uvedených úvah možno provést přibližný odhad tlaku a teploty u hvězdy podobné našemu Slunci. Pro zjednodušení zavedeme tyto předpoklady:

$M_r = \frac{1}{2}M_\odot$ = polovina hmoty Slunce = 10^{30} kg (pro $r = \frac{1}{2}R_\odot$),
 $dr = R_\odot$ = poloměr Slunce $6,96 \cdot 10^8$ metrů.
 tlak na povrchu Slunce $P_0 = 0$, tedy $dP = P_e - P_0 = P_e$,
 $\bar{\rho} = 1,4 \text{ g cm}^{-3}$ = průměrná hustota Slunce, $\mu = 0,5$.
 Z toho pak plyne pro centrální tlak P_c z rovnice (5.1.5)

$$P_c = 2\bar{\rho} \frac{GM_\odot}{R_\odot} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ MPa}.$$

Typická teplota pro nitro hvězdy podobné našemu Slunci, za těchto předpokladů je

$$T_e = 10^7 \text{ K}.$$

To je ovšem pouze velmi hrubý odhad; přesnější výpočty vedou k hodnotě

$$T_e = 1,6 \cdot 10^7 \text{ K}.$$

5.2. Opacita

Opacita hvězdného materiálu závisí nejen na jeho chemickém složení, ale i na teplotě. Při absorpci fotonů se uplatňují všechny dříve popsané mechanismy: interakce fotonů s ostatními částicemi, přechody vázaně-vázané, volně-volné, vázaně-volné a rozptyl. Výpočet opacity je značně obtížný, neboť ji nelze určit přímo z průměru absorpčního koeficientu κ_r pro jednotlivé frekvence a pro jednotlivé chemické prvky. Při vysokých teplotách závisí opacita především na rozptylu na volných elektronech (Thomsonův rozptyl). Jestliže by ostatní způsoby absorpce a rozptylu byly zanedbatelné, pak opacita $\bar{\kappa} = \kappa_1$, kde κ_1 je konstantní, nezávislá na teplotě. Při nižších teplotách vázaně-volné a volně-vázané přechody se stanou významné a od určité teploty opacita roste s rostoucí hustotou a klesá s rostoucí teplotou, což lze vyjádřit aproximací

$$\bar{\kappa} = \kappa_2 \rho T^{-3,5}, \quad (5.2.1)$$

kde κ_2 je konstanta závislá na chemickém složení hvězdné látky. (Kramerův zákon pro opacitu.) S dále klesající teplotou se mění opacita přibližně podle vztahu

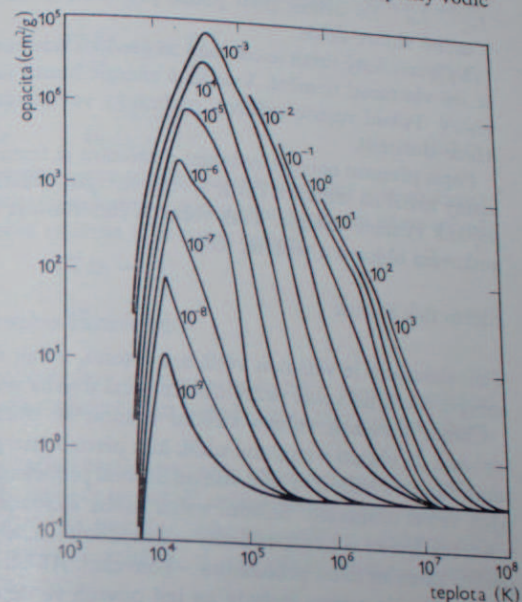
$$\bar{\kappa} = \kappa_3 \rho^{1/2} T^4, \quad (5.2.2)$$

neboť dominují vázaně-vázané přechody. Pro konkrétní výpočet závislosti opacity na teplotě nelze odvodit analytický vztah a úlohu nutno řešit numericky.

Přenos energie ve hvězdách

5.3.

Jestliže vyzářená energie hvězdy má být nahrazena energií z vnitřního zdroje, je nutné, aby hvězdný materiál umožňoval přenos energie. Může se tak stát třemi způsoby: vedením, konvekcí (prouděním) a zářením. Energie je přenašena z centrálních oblastí buď konvektivními proudy hvězdné látky, nebo elektrony (vedením) či fotony (zářením). Hvězdný materiál je mimořádně špatný vodič



Obr. 5.2. Průběh opacity hvězdné látky v závislosti na teplotě a hustotě. Hustota je vyjádřena v gramech cm^{-3} . Při vysokých teplotách převažuje rozptyl na volných elektronech, opacita je poměrně nízká a u malých hustot téměř nezávislá na teplotě. Při nižších teplotách se uplatňují vázaně-volné přechody, opacita vzrůstá. Při poměrně velmi nízkých teplotách převažují vázaně-vázané přechody, opacita dosahuje maxima, avšak s klesajícím počtem ionizovaných a excitovaných atomů opět klesá.

tepla, takže přenos energie vedením nemá prakticky význam. Výjimkou je degenerovaný plyn. Obecně však platí, že přenos energie ve hvězdách se děje přenosem záření nebo konvekcí. Zpravidla se uplatňují oba mechanismy, avšak jeden nebo druhý v různých vzdálenostech od středu hvězdy převládá podle toho, jaké tam existují podmínky.

U hvězdy v hydrostatické rovnováze, ve které se přenos energie děje ze středu k povrchu radiálně, lze předpokládat, že tok energie povrchem koule o poloměru r a koule o poloměru $r + dr = r'$ bude vyhovovat vztahům

$$L_{r'} - L_r = 4\pi r^2 dr \rho \epsilon, \\ \frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon. \quad (5.3.1)$$

L_r a $L_{r'}$ jsou příslušné svítivosti úměrné toku energie a $4\pi r^2 dr \rho \epsilon$ je energie vy-

zářená v kulové vrstvě o poloměru r a tloušťce dr . To je jedna z dalších důležitých rovnic, které nutno použít ke studiu hvězdného nitra. Vyjadřuje vztah mezi energií, která do kulové vrstvy vstoupí a energií z vrstvy vyzářené. Jestliže kulová vrstva nemá žádný vlastní zdroj energie a množství energie, které pohltí, se opět vyzáří, platí $dL/dr = 0$. Vrstva je v zářivé rovnováze a energie se přenáší pouze zářením.

Vnější vrstva o poloměru rovném poloměru hvězdy R má stejnou svítivost jako centrální část hvězdy o poloměru r_0 , ve které vzniká hvězdná energie a platí, že $L_{r_0} = L_R$. To ovšem platí pouze pro celkové záření hvězdy, nikoli pro záření v určité vlnové délce.

Výše uvedený vztah je odvozen za předpokladu rovnovážného stavu hvězdy, kdy se její vlastnosti nemění. Vyzářená energie nesmí například změnit objem kulové vrstvy. Pokud nejsou splněny podmínky rovnovážného stavu, pak je vztah pro dL/dr složitější.

Popis přenosu energie vedením a zářením je formálně stejný, neboť oba mechanismy závisí na srážkách částic s větší energií, s částicemi s menší energií, přičemž dojde k výměně energie. Tlak volných elektronů je úměrný jejich počtu n v jednotkovém objemu a teplotě, tedy

$$P_e \sim nkT,$$

kdežto tlak fotonů

$$P_z \sim \frac{1}{3}aT^4.$$

Tlak elektronů je většinou větší než fotonů, avšak účinnost mechanismu přenosu energie závisí na volné dráze částice mezi dvěma srážkami.

Částice s velkou volnou střední dráhou se snadněji přenesou z míst s vyšší teplotou do oblastí s teplotou nižší, kde předají energii nějaké další částici. Naproti tomu částice s malou střední volnou dráhou předávají energii do míst značně vzdálených velmi nesnadno. Střední volná dráha elektronů proti volné dráze fotonů je v nitrech hvězd – až na výjimky – zanedbatelná, a proto přichází v úvahu pouze přenos zářením nebo prouděním – konvekcí. Avšak i v takovém případě postupný přenos energie z nitra hvězdy na její povrch se děje pomalu, postupným pohlcováním a opakujícím se vyzářením fotonů. Jakékoli změny ve způsobu výroby energie v nitru hvězdy se projeví až za dlouhou dobu, řádově 10^6 až 10^7 let, lze to dokázat jednoduchou úvahou: podle Stefanova-Boltzmannova zákona obsahuje 1 cm^3 hmoty o teplotě T energii

$$E = 7,6 \cdot 10^{-22} T^4 \text{ [J]}.$$

Hvězda o centrální teplotě $T = 10^7 \text{ K}$ má obsah energie cca 10^6 J cm^{-3} , tj., má-li hvězda rozměry Slunce, je celková energie přibližně 10^{40} J . Tato zásoba energie by stačila při konstantní svítivosti hvězdy velikosti Slunce, na 10^7 let. Jestliže by se ve Slunci v současné době z nějakého důvodu náhle zastavily jaderné reakce, které jsou zdrojem energie, mohlo by Slunce ještě přibližně 10^7 let zářit v celkem nezměněné intenzitě. Tato doba též zhruba odpovídá přesunu energie z nitra hvězdy k povrchu. Příčinou pozvolného přesunu energie je opacita hvězdné

látky, která je natolik vysoká, že brání záření vznikajícímu v nitru hvězdy, aby se rychle rozptýlilo do kosmického prostoru. Je-li F_r tok záření vycházející z povrchu vrstvy o poloměru r , pak svítivost této vrstvy je $L_r = 4\pi r^2 F_r$. Lze ukázat, že tok F_r je dán vztahem

$$F_r = -\frac{4ac}{3\kappa_0} T^3 \frac{dT}{dr}, \quad (5.3.2)$$

kde κ_0 je střední absorpční koeficient, tj. opacita hvězdného materiálu. Pro svítivost pak platí

$$L_r = -\frac{16\pi ac}{3\kappa_0} r^2 T^3 \frac{dT}{dr} \quad (5.3.3)$$

čili

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa_0 L_r}{16\pi ac r^2 T^3}. \quad (5.3.4)$$

Tato rovnice* udává gradient teploty pro přenos energie zářením a je současně další důležitou rovnicí pro studium nitra hvězd. Záporné znaménko na pravé straně rovnice znamená, že teploty ubývá směrem k povrchu hvězdy.

5.4. Podmínky vzniku konvekce

5.4.

K lepšímu pochopení, kdy nastanou podmínky vzniku proudění hmoty (vlivem teploty) v nitru nebo některé části hvězdy, je nejlépe popsat případ, kdy proudění nenastane.

Uvažovaná oblast hvězdy je v zářivé rovnováze, tedy množství energie, která se do určitého objemu hvězdy vzáří, se opět vyzáří. V určitém okamžiku nastane porucha v této části hvězdy a malý objem hvězdné látky je uveden z nějakých blíže neurčených příčin do pohybu směrem vzhůru, tj. od středu hvězdy k jejímu povrchu.

V takovém případě se příslušný plyn rozpíná a zvětšuje svůj objem bez změny tepla, tedy rozpíná se *adiabaticky*, a proto jeho teplota klesá. Jestliže se ochladí na nižší teplotu, než je teplota okolního plynu ve vrstvě, do které vystoupí, pak je těžší než okolní plyn a vzápětí opět klesá zpět. Tím se ve velmi krátké době obnoví původní stav a konvektivní proudění hvězdné látky ustane.

Jestliže však i přes adiabatické ochlazení je příslušný objem plynu stále teplejší, a tudíž lehčí než okolí, stoupá stále vzhůru a vytvoří ustálené konvektivní proudy.

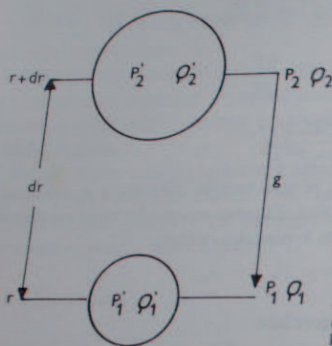
Vždy však tlak P , který panuje ve studovaném objemu plynu, musí být stejný jako tlak v okolí. Naproti tomu hustota plynu v prvním případě je *větší* než ve vrstvě,

* V této rovnici právě tak jako ve dvou předchozích rovnicích se a rovná zářivé konstantě

$$a = \frac{4\sigma}{c} = \frac{8}{15} \frac{\pi^5 k^4}{c^3 h^3}.$$

do které příslušný objem vystoupí, v druhém případě je hustota *nižší*. V žádném případě však nenastane při adiabatickém ději výměna tepla s okolím. Proto pro adiabatický děj v ideálním plynu platí rovnice vyjadřující stálost entropie. Jestliže dQ je změna tepla, pak platí

$$dQ = c_v dT - \frac{P}{\varrho} \frac{d\varrho}{\varrho} = 0, \quad (5.4.1)$$



Obr. 5.3. Podmínky vzniku konvekce. Elementární objem plynu (znázorněný menším kroužkem) v hladině r je vynesena do hladiny $r + dr$ je P_1, ϱ_1 a P_2, ϱ_2 , v okolí P_1, ϱ_1 a P_2, ϱ_2 . Jestliže $\varrho_2 > \varrho_1$ elementární objem je těžší než do hladiny r , pak v takovém případě nenastane konvektivní proudění.

kde c_v je specifické teplo při stálém objemu. Jestliže c_p je specifické teplo při stálém tlaku a platí-li

$$\frac{k}{\mu} = c_p - c_v, \quad (5.4.2)$$

pak ze stavové rovnice lze nalézt, že

$$\frac{P}{\varrho T} = c_p - c_v \quad (\text{neboť } P = \frac{k}{\mu} \varrho T); \quad (5.4.3)$$

derivací stavové rovnice se dospěje ke vztahu

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\varrho}{\varrho} + \frac{dT}{T}, \quad (5.4.4)$$

resp.

$$\frac{d\varrho}{\varrho} = \frac{dP}{P} - \frac{dT}{T} \quad (5.4.4)$$

a z rovnice (5.4.1)

$$c_v \frac{dT}{T} = \frac{P}{\varrho T} \frac{d\varrho}{\varrho} \quad (5.4.5)$$

Z těchto rovnic dále plyne, že

$$c_v \frac{dT}{T} = (c_p - c_v) \left(\frac{dP}{P} - \frac{dT}{T} \right) \quad (5.4.6)$$

čili

$$c_p \frac{dT}{T} = (c_p - c_v) \frac{dP}{P} \quad (5.4.7)$$

Proto adiabatický gradient je

$$\frac{dT/T}{dP/P} = 1 - \frac{c_v}{c_p} \quad (5.4.8)$$

Z toho možno snadno odvodit známý vztah mezi teplotou a tlakem pro adiabatický děj

$$T \sim P^{(1 - c_v/c_p)}$$

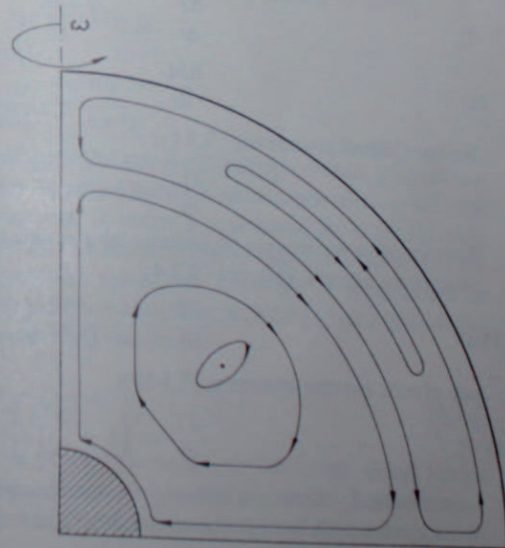
Jestliže r je poloměr hvězdy, pak dále platí

$$\frac{dT}{T} \frac{1}{dr} = \left(1 - \frac{c_v}{c_p} \right) \frac{dP}{P} \frac{1}{dr} \quad (5.4.9)$$

Pro jednoatomové plyny $c_p/c_v = \frac{5}{3}$, a tudíž v oblasti, kde se uplatňuje konvekce, platí pro teplotní gradient podmínka

$$\frac{dT}{dr} \geq \left(1 - \frac{3}{5} \right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} \quad (5.4.10)$$

Jestliže je teplotní gradient menší, než udává tento vztah, pak to znamená, že plyn, který je nějakou poruchou vynesena vzhůru, se adiabaticky ochladí na teplotu *nižší* než okolní plyn, a v důsledku vyšší hustoty (jakožto těžší složka) klesne zpět do původní hladiny a konvektivní proudy se nemohou ustálit. V takovém případě jediná možnost přenosu energie je přenos zářením (Schwarzschildovo kritérium).



Obr. 5.4. Schematické znázornění proudění hmoty v rotující hvězdě v poledníkovém řezu. Jádru hvězdy (vyraňovaná část řezu) je prouděním nedotčeno.

Rotace hvězdy má vliv na proudění hmoty. Rotující hvězda nabývá tvaru rotačního elipsoidu, kdy kratší osa souhlasí s osou rotace. Také plochy stejné hustoty uvnitř hvězdy jsou rotační elipsoidy, avšak jejich zploštění se zmenšuje s klesajícím poloměrem a v nitru hvězdy je rozložení hustoty téměř kulově symetrické. Zploštění má vliv na rozložení teploty (a tedy i jasů) na povrchu hvězdy. Teplotní gradient na pólech je větší než na rovníku.

Koloběh hmoty ve hvězdném tělese je ovlivněn rotací. Mezi rovníkem a póly hvězdy vznikají poledníkové (meridiální) proudy (obr. 5.4) unášející nejen materiál, ale i tepelnou energii. Rychlost v tohoto proudění závisí přímo na úhlové rychlosti ω poloměru r , jakož i na svítivosti hvězdy L a je nepřímo úměrná hmotnosti hvězdy M a gravitačního zrychlení g . Pro rychlost v platí přibližný vztah

$$v \sim \omega r^2 L / M g^2.$$

Poledníkové proudění je poměrně velmi pomalé, mnohem pomalejší než konvekční proudy vznikající při velké opacitě.

5.5. Přehled základních rovnic vnitřní stavby hvězd

Základní rovnice stavby hvězd jsou částečně odvozené v předešlých kapitolách. Pro úplnost jsou znovu uvedeny v následující formě:

Rovnice hydrostatické rovnováhy (5.1.5):

$$I) \quad \frac{dP}{dr} = -G \frac{\rho M_r}{r^2},$$

$$II) \quad \frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho.$$

Rovnice zářivé rovnováhy (5.3.1):

$$III) \quad \frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon.$$

Rovnice přenosu energie (vyjádřena jako změna teploty s poloměrem):
pro přenos energie zářením (5.3.4):

$$IVa) \quad \frac{dT}{dr} = -\frac{3\bar{\kappa}_0 L_r}{16T^2 4\pi r^2},$$

pro přenos energie konvekcí (5.4.10):

$$IVb) \quad \frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}.$$

Luminozita L_r hvězdy a způsob přenosu energie tedy závisí:

a) na vlastnostech hvězdného materiálu: ϵ energii vznikající na jednotku hmot-

nosti hvězdného materiálu, κ absorpčním koeficientu, $\gamma^{-1} = c_p/c_v = \frac{5}{3}$ = poměru specifických tepel pro ionizovaný plyn,
b) na veličinách charakterizujících stav hvězdného materiálu: tlaku P , teplotě T a hustotě ρ , které pochopitelně jsou funkčně vázány na hmotu M_r (a tedy i poloměr r). Rovněž zřejmé jsou i funkční závislosti:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \rho(T, P, X, Y, Z), \\ \kappa &= \kappa(T, P, X, Y, Z), \\ \epsilon &= \epsilon(T, P, X, Y, Z), \end{aligned} \right\} (5.5.1)$$

kde X = relativní množství vodíku, Y = relativní množství helia, $Z = 1 - X - Y$ relativní množství ostatních prvků.
Kromě toho pro střed hvězdy $r = 0$ platí $M_r = 0$, $L_r = 0$, kdežto pro povrch hvězdy $r = R$, $P = 0$, $T = T_{\text{ef}}$ (efektivní teplota povrchu hvězdy) a pro celkovou svítivost hvězdy $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{ef}}^4$ = pozorovaná veličina.

Jsou tedy dány okrajové podmínky a 4 nelineární diferenciální rovnice 1. řádu pro čtyři neznámé funkce $P(r)$, $T(r)$, $M_r(r)$, $L_r(r)$. Celková hmotnost M a svítivost L jsou pozorované veličiny. Takto možno výpočtem „modelovat“ hvězdy a výsledky srovnávat se skutečností.

Protože hmota je základního významu, pro vlastní výpočet se jako nezávislé proměnné používá M_r , takže čtyři neznámé funkce jsou

$$P(M_r), r(M_r), L_r(M_r), T(M_r).$$

Výše uvedené základní rovnice I, II, lze pomocí rovnice I přepsat ve formě:

$$I) \rightarrow I') \quad \frac{dP}{dM_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4},$$

$$II) \rightarrow II') \quad \frac{dr}{dM_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}.$$

Z tohoto zápisu též jasněji vyplývá i fyzikální smysl příslušných rovnic. I' vyjadřuje zachování impulsu, II' zachování hmoty. Obdobně následující rovnice III' vyjadřuje zachování energie. K tomu však je nutno poznamenat, že vztah III' platí pro rovnovážný stav, tj. kdy nedochází ke kontrakci nebo expanzi hvězdy. Jestliže však hvězda není v přísně rovnovážném stavu, pak k energii ϵ je třeba přičíst změnu vnitřní energie U , tj. energii uchovanou díky tepelné kapacitě hvězdného materiálu a změnu gravitační (potenciální) energie E_p

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \left(\epsilon + \frac{dU}{dt} + \frac{dE_p}{dt} \right). \quad (5.5.2)$$

(Změna gravitační energie dE_p je práce vykonaná gravitací proti tlaku; změna vnitřní energie $dU = c_v dT$, kde c_v je specifické teplo při stálém objemu.)

Po dalších úpravách vztahu pro nerovnovážný stav, při kterých se předpokládá,

že hvězdná hmota se vždy chová jako ideální plyn, lze dospět ke vztahu pro změnu svítivosti se změnou M_r .

$$\text{III) } \rightarrow \text{III')} \quad \frac{dL_r}{dM_r} = \varepsilon - c_p \frac{dT}{dt} + \frac{1}{\varrho} \frac{dP}{dt},$$

kde c_p je specifické teplo při stálém tlaku a ϱ hustota plynu.

Pokud $dT/dt = dP/dt = 0$ je III' platná pro rovnovážný stav. Konečně rovnice přenosu energie IVa), IVb) lze přepsat do tvaru

$$\text{IVa) } \rightarrow \text{IV'a)} \quad \frac{dT}{dM_r} = - \frac{3\kappa\varrho L_r}{64\pi^2 r^4 \sigma T^3},$$

$$\text{IVb) } \rightarrow \text{IV'b)} \quad \frac{dT}{dM_r} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dM_r}.$$

Lze ukázat, že pro hvězdy stejného chemického složení a stejné struktury musí platit funkční vztah

$$\varphi(M, L, T_{\text{ef}}) = 0. \quad (5.5.3)$$

A. S. Eddington ukázal, že závislost φ na efektivní teplotě T_{ef} je nepatrná, a tudíž, že lze takto vyjádřit přímo vztah mezi M a L bez ohledu na T_{ef} , možno mluvit o vztahu hmota-svítivost (viz dále).

Velmi hrubý odhad závislosti hmoty a svítivosti plyne z předpokladu, že

$$\frac{dT}{dr} \sim \frac{T}{R} \quad \text{a} \quad \bar{Q} \sim \frac{T^3}{\varrho}, \quad (5.5.4)$$

kde R je poloměr hvězdy, $T = T_c$ a ϱ hustota, \bar{Q} je střední hodnota vodivosti hvězdné látky (tj. v případě vedení tepla by tato veličina byla totožná s tepelnou vodivostí materiálu) a pro hvězdy typu Slunce $\bar{Q} \sim 10^{-8} \text{ J cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Dále platí přibližně $L_r = L =$ svítivosti hvězdy, a tedy

$$L \sim \frac{RT^4}{\varrho}. \quad (5.5.5)$$

Hustota ϱ se mění s hmotností M a poloměrem: $\varrho \sim M/R^3$, a tedy pro ideální plyn platí

$$T \sim P/\varrho \quad \text{čili} \quad T \sim \frac{PR^3}{M}.$$

Tlak P ve středu hvězd je za zjednodušeného předpokladu

$$P \sim G \frac{M^2}{R^4}. \quad (5.5.6)$$

Z toho plyne pro teplotu $T \sim M/R$, a tedy

$$L \sim M^3, \quad (5.5.7)$$

což je přibližný vztah mezi hmotností hvězdy a její svítivostí.

Jelikož produkce nukleární energie ve hvězdě závisí na teplotě a hustotě, pak

ovšem při daném chemickém složení $\varepsilon = \varepsilon(T, \varrho)$. Opět z toho plyne pro hvězdy stejné struktury a stejného chemického složení vztah

$$\Phi(L, T_{\text{ef}}) = 0 \quad (5.5.8)$$

čili závislost efektivní teploty na svítivosti.

Jelikož spektrální typ hvězdy je určen teplotou hvězdy, vyjadřuje výše uvedený vztah diagram spektrum-svítivost (HR-diagram) pro hvězdy stejného chemického složení a struktury. Souhrnně lze říci, že: pro dané chemické složení a danou hmotu homogenní hvězdy existuje jen jediné řešení rovnovážného stavu (teorém Russelův-Vogtův). Tento rovnovážný stav určuje postavení hvězdy na hlavní posloupnosti v diagramu spektrum-svítivost.

Za předpokladu určitého chemického složení lze propočítat modely hvězd s různou hmotou, které se v diagramu spektrum-svítivost řadí podél hlavní posloupnosti. Hlavní posloupnost je tedy posloupnost hvězd se stejným chemickým složením, ale s různými hmotami. Z historického a metodického hlediska má jistý význam původní přístup k řešení modelů hvězd jako plyných koulí, pocházející od R. Emdena, na jehož práci navázal K. Schwarzschild a A. S. Eddington. Pomocí základní rovnice II lze vyloučit M_r z rovnice I a obdržet vztah

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\varrho} \frac{dP}{dr} \right) = -4\pi G r^2 \varrho, \quad (5.5.9)$$

tedy rovnici pro dvě neznámé funkce $P(r)$ a $\varrho(r)$. Jestliže přenos energie se děje konvektivními proudy, platí rovnice pro adiabat

$$P = C\varrho^\gamma, \quad (5.5.10)$$

kde C je konstanta a γ je obecně

$$\gamma = 1 + \frac{1}{n}. \quad (5.5.11)$$

Rovnice (5.5.10) je rovnicí polytropy třídy n , kdy n je tzv. index polytropy. Tím se získají dvě rovnice pro $P(r)$ a $\varrho(r)$, ze kterých lze sestavit obyčejnou diferenciální rovnici druhého řádu, jejíž integrací pro zvolené indexy n (např. $n = 1, \dots, 5$), lze získat polytropní modely hvězd.

Eddington vzal v úvahu přenos energie zářením a ukázal, že vyhovují nejlépe polytropní modely $n = 3$, tedy $\gamma = 4/3$. Podstatné rozvinutí teorie hvězdných modelů nastalo po rozřešení otázky jaderných reakcí a zejména v posledních dvaceti letech, kdy se používá k numerickému řešení hvězdných modelů elektronických počítačů strojů.

Výše uvedené úvahy platí pro případ, že centrální hustoty ve hvězdě nepřekročí určitou mez. Jestliže hustota překročí 10^6 až 10^7 kg m^{-3} , pak za určité centrální teploty přestane platit stavová rovnice pro ideální plyn. Hvězdy s takovou centrální hustotou existují a známe je pod pojmem *bílí trpasličí*. Nejznámější je Je desetisíckrát slabší co do zářivosti než jasný Sirius a stokrát slabší než Slunce. Nicméně jeho povrchová teplota je dokonce o něco vyšší než teplota Slunce. Plyne, že jeho rozměry nutně musí být velmi malé, ačkoli z jeho gravitačních účinků na jasného Siria plyne, že hmota této trpasličí hvězdy je téměř stejná jako hmota Slunce. Proto nutno připustit, že centrální hustota v tomto případě je řádu 10^8 kg m^{-3} a volné elektrony se chovají velice podobně jako elektrony v řádu Pro elektronový plyn již neplatí klasická stavová rovnice, nýbrž vztahy pro degenerovaný plyn. Podle Pauliho principu platí, že pouze jeden elektron může obsadit jednotlivý energetický stav. Počet těchto energetických stavů je dán počtem jednotlivých cel o rozměru h^3 (h = Planckova konstanta), které lze umístit do šesti-rozměrného fázového prostoru daného třemi prostorovými rozměry x, y, z a k nim odpovídajícími třemi složkami impulsu pohybujícího se elektronu p_x, p_y, p_z . Částice se spinem $\frac{1}{2}$, jako jsou fermiony (tj. elektrony, protony, neutrony), mohou fázový prostor o rozměru h^3 obsadit jen tak, že mají odlišně orientovaný spin. To znamená, že jednotlivá částice může obsadit jen $\frac{1}{2}h^3$ fázového prostoru. Nejvýše dva elektrony s rozdílným spinem se mohou nalézat v jednotlivé cele. V degenerovaném plynu jsou všechny cely plně obsazeny až do určité maximální energie odpovídající impulsu p_m . Bliží-li se počet obsazených stavů maximálnímu možnému počtu, pak se nemůže rozdělení rychlostí elektronů řídit běžnými zákony termodynamiky, nýbrž statistikou Fermiho a Diraca známou ze statistické fyziky.

Za zjednodušeného předpokladu, že elektronový plyn vyplňuje kulový prostor $\frac{4}{3}\pi R^3$ o poloměru R , ve kterém rozdělení četnosti impulsu p nezávisí na poloze elektronu a je rovnoměrné od $p = 0$ do $p = p_m$, tj. funkce rozdělení je taková, že pro interval impulsu Δp je stejný počet volných elektronů pro kteroukoli hodnotu $p \leq p_m$, pak fázový prostor V_F vyplněný elektronovým plynem je

$$V_F = \frac{4}{3}\pi R^3 \frac{4}{3}\pi p_m^3 \geq \left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 R^3 p_m^3, \quad (5.6.1)$$

kde p_F je Fermiho impuls. To je *spodní* hranice p_m pro daný objem $\frac{4}{3}\pi R^3$ jestliže $p_F = p_m$, a je dosaženo stavu, kdy počet všech volných elektronů N_e v daném objemu vyhovuje vztahu

$$\frac{N_e}{V_F} = \frac{2}{h^3}, \quad V_F = \frac{1}{2}N_e h^3. \quad (5.6.2)$$

V takovém případě hustota volných elektronů je

$$n_e = \frac{3N_e}{4\pi R^3}. \quad (5.6.3)$$

S použitím předchozího vztahu platí pro hustotu elektronů, při které dochází k úplné degeneraci

$$n_e = \frac{2}{h^3} \frac{4}{3}\pi p_F^3 = \frac{3N_e}{4\pi R^3}. \quad (5.6.4)$$

Se zmenšujícím se poloměrem R nebo rostoucí hustotou volných elektronů n_e objem impulzního prostoru $\frac{4}{3}\pi p_F^3$ roste. Znamená to, že roste nejen p_F , ale současně i odpovídající kinetická energie E_F volných elektronů o hmotnosti m_e

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m_e} = \frac{h^2}{2m_e} \left(\frac{3}{4}\pi\right)^{2/3} n_e^{2/3}. \quad (5.6.5)$$

Energie E_F je Fermiho energie a je úměrná $n_e^{2/3}$. Lze si snadno představit, že při dostatečně malém R nebo vysokém n_e Fermiho energie E_F bude rovna nebo větší než tepelná energie volných elektronů kT

$$E_F \geq \frac{3}{2}kT.$$

To znamená, že i pro $T = 0$ má energie E_F jistou konečnou hodnotu a pojem teploty pozbývá ten význam, jaký má pro ideální plyn! V centru hvězd, jako ve Slunci, je teplota $T \sim 10^7 \text{ K}$ a $kT \sim 1 \text{ keV}$, v takovém případě $E_F \sim kT$ vyžaduje hustotu volných elektronů $n_e \sim 10^{26} \text{ cm}^{-3}$, avšak v nitru Slunce je pouze $n_e \sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, a tudíž nelze předpokládat, že by elektronový plyn ve Slunci a ostatních hvězdách na hlavní posloupnosti byl degenerován. Naproti tomu v nitru bílých trpaslíků, které mají přibližně stejnou hmotnost jako Slunce, ale poloměr stonásobně menší, je $n_e \sim 10^{30} \text{ cm}^{-3}$ a $E_F \sim 3 \cdot 10^5 \text{ eV} = 300 \text{ keV} \gg \gg kT$.

Jestliže kinetická energie volných elektronů v degenerovaném plynu bude větší než jejich klidová energie $E_0 = m_e c^2$, pak nastává relativistická degenerace, neboť $p_F > m_e c$. V takovém případě Fermiho energie je dána vztahem

$$E_F(\text{relat.}) = \left(\frac{3}{4}\pi\right)^{1/3} hc n_e^{1/3}, \quad (5.6.6)$$

kde c je rychlost světla. Jak patrně v nerelativistickém i relativistickém případě, energie volných elektronů závisí pouze na jejich hustotě.

Na základě těchto úvah lze dospět k závislosti elektronového tlaku P_e na Fermiho impulsu

$$\left. \begin{aligned} P_e &= \frac{8\pi}{15m_e h^3} p_F^5 \quad (\text{nerelativistická degenerace}), \\ P_e &= \frac{2\pi}{3h^3} c p_F^4 \quad (\text{relativistická degenerace}). \end{aligned} \right\} \quad (5.6.7)$$

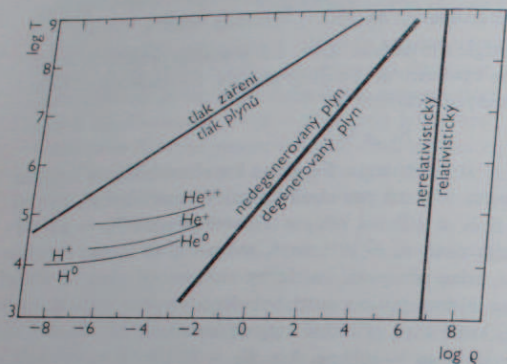
Dalšími úpravami pak lze dospět k stavovým rovnicím pro degenerovaný (elektro-

nový) plyn, které pro číselné vyjádření tlaku P_e v Pa mají tvar

$$\left. \begin{aligned} P_e &= 9,91 \cdot 10^6 \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{5/3} \quad (\text{nerelativistická degenerace}), \\ P_e &= 1,231 \cdot 10^7 \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3} \quad (\text{relativistická degenerace}), \end{aligned} \right\} \quad (5.6.8)$$

kde ρ je hustota hvězdné látky vyjádřená v kg m^{-3} , μ_e střední molekulová hmotnost pro volný elektron (pro hvězdy složené z vodíku $\mu_e = 1$, z helia $\mu_e = 2$ apod.).

I když odvození stavových rovnic zde není uvedeno, jistě je zřejmé, že tlak je v degenerovaném plynu závislý na jeho hustotě a teplota ve vztazích již nevystupuje.



Obr. 5.5. Diagram vyznačující oblasti, ve kterých převládá tlak záření, tlak plynu. V oblasti vyznačené nedegenerovaný plyn, platí klasická stavová rovnice. Pro vyšší hustoty je plyn degenerovaný, avšak nerelativistický a pro hustoty 10^7 g cm^{-3} platí vztahy pro relativistický degenerovaný plyn a to bez ohledu na teplotu. Pro velmi řídké prostředí a vysokou teplotu převládá tlak záření.

Jelikož hmota jader atomů m_i je o několik řádů vyšší než hmota elektronů m_e , pak ovšem při rovnovážném rozdělení energie v nitru hvězdy budou mít atomy větší impuls v poměru $(m_i/m_e)^{1/2}$ a mnohem větší fázový prostor v poměru $(m_i/m_e)^{3/2}$ a ve stejném poměru mnohem větší počet cel k dispozici (přibližně v poměru 1 : 10^3). To znamená, že teprve za extrémních podmínek může nastat degenerace iontového (tj. atomového) plynu, což u běžných typů hvězd včetně bílých trpaslíků nepřichází v úvahu. Pro iontový plyn platí nadále klasická stavová rovnice.

Degenerace elektronového plynu nerelativistická i relativistická nastává běžně v nitru bílých trpaslíků. Předpokládá se, že přibližně 50 % hmoty bílých trpaslíků je relativisticky degenerovaný plyn. Degenerace plynu nastává i v určitém stadiu vývoje hvězdy, kdy se mění v červeného obra.

Je nutno též připomenout, že v žádném případě zde nejde o nějaké těsné nahuštění jader atomů. Hustota jader atomů je řádově $10^{17} \text{ kg m}^{-3}$, tedy 10⁶krát větší, než je u výše vzpomenutých případů.

Ovšem v neutronových hvězdách (viz odst. 5.26) je hustota již tak vysoká ($\rho > 10^{14} \text{ kg m}^{-3}$), že volné elektrony jsou jakoby natlačeny na protony a nakonec vzniká plně degenerovaný neutronový plyn.

5.7. Jaderné reakce - zdroje energie ve hvězdách

Zdrojem energie ve hvězdách jsou jaderné reakce probíhající za velkých teplot a tlaků. Dosud známe přibližně dvě stě relativně stálých izotopů, které při vzájemné interakci mohou za vhodných podmínek vyvolat jadernou reakci. Ve hvězdách je však počet možných kombinací omezen. Aby došlo k jaderné reakci, je třeba poměrně velké energie, která překoná coulombovský potenciální val mezi dvěma atomovými jádry. Jestliže vzdálenost R_0 mezi dvěma jádry, při níž může nastat jaderná reakce, je řádově 10^{-13} cm , pak pro částice s náboji Z_1e a Z_2e je energie potřebná pro překonání coulombovského valu (někdy se též používá názvu potenciální překrada)

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_0} \quad (5.7.1)$$

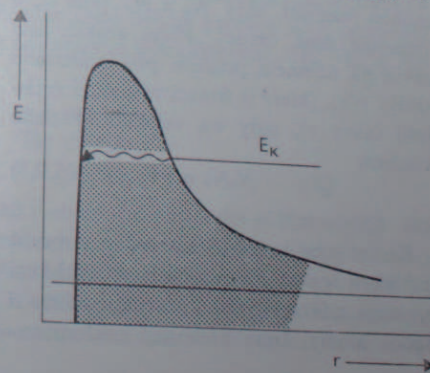
Energie E_c by měla být srovnatelná s energií tepelnou E_T , aby nastala bouřlivá jaderná reakce. Tepelná energie částic je dána známým vztahem

$$E_T = \frac{3}{2} kT.$$

Jestliže $T = 10^7 \text{ K}$, $Z_1 = Z_2 = 1$, pak $E_c = 1 \text{ MeV}$ a $E_T = 1 \text{ KeV}$, tedy

$$\frac{E_T}{E_c} = 10^{-3}.$$

Z toho plyne, že tepelná energie částic v centru hvězdy je nedostatečná k vyvolání rychlé jaderné reakce. Avšak jak vyplývá z Maxwellova rozdělení rychlostí v plynu,



Obr. 5.6. Tzv. tunelový efekt uplatňující se při jaderných reakcích. Křivka E znázorňuje průběh energie na potenciálním valu se vzdáleností r od jádra. Maximum křivky udává energii $E = (Z_1 e Z_2 e) e_0^{-1}$, kterou by částice měly mít, aby došlo k překonání potenciálního valu. Avšak vždy je nenulová pravděpodobnost, že i částice s mnohem nižší kinetickou energií E_k potenciální val překoná.

existuje vždy jistý počet částic pohybujících se rychlostmi většími, než odpovídá E_T . Lze tudíž předpokládat, že některé částice dosáhnou $E \sim E_c$. Současně však existuje vždy jistá nenulová pravděpodobnost, že dojde k překonání coulombovského valu i částic, jejichž energie je menší než E_c . Tato pravděpodobnost P_p rychle roste s rychlostí v částic a tedy s kinetickou energií částic E_T přibližně podle vztahu

$$P_p(v) \sim \exp \left[- \left(\frac{E_c}{E_T} \right)^{1/2} \right]. \quad (5.7.2)$$

Pro lehké prvky, které mají Z malé a tudíž i E_c nízkou, jsou hodnoty P_p při dané rychlosti v vždy mnohem větší než pro těžké prvky, u kterých je zapotřebí větší energie na překonání coulombovského valu.

Z toho již přímo plyne výběr nejpriznivějších reakcí ve hvězdách. Nejčastěji se musí vyskytovat reakce, která mění nejjednodušší a nejjednodušší zastoupený prvek, vodík, na helium a ten pak na další těžší prvky. Pro nejpriznivější případ, jako je reakce dvou protonů při teplotě $T = 10^7$ K, je pravděpodobnost $P_p = e^{-22,4} = 10^{-9,7}$.

Počet reakcí za jednotku času je kromě pravděpodobnosti $P_p(v)$ závislý na počtu srážek. Ten ovšem opět závisí na počtu částic v jednotkovém objemu, které mezi sebou mohou reagovat, tedy N_a a N_b (kde a , b označuje druh částic). Počet reakcí dále závisí na účinném průřezu pro uvažované srážky $\sigma(v)$, (který je funkcí vzájemné rychlosti částic v), tedy na veličině Q dané vztahem

$$Q(v) = N_a N_b v \sigma(v), \quad (5.7.3)$$

kde $\sigma(v) \sim v^{-2}$.

Kromě toho je též jistá pravděpodobnost nukleární reakce P_N nezávislá na rychlosti v , která udává, s jakou pravděpodobností budou atomy, které překonají coulombov-

Tabulka 5.2

Elementární částice významné v procesech v nitru hvězd

Částice	Označení	Klídková hmotnost [kg]	Náboj (ESU)	Spin	Druh částice
Proton*	p	$1,6 \cdot 10^{-27}$	$+5 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2}$	baryon
Neutron	n	$1,6 \cdot 10^{-27}$	0	$\frac{1}{2}$	baryon (životní doba $1,1 \cdot 10^8$ s)
Elektron	e	$9 \cdot 10^{-31}$	$-5 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2}$	lepton
Positron	e ⁺	$9 \cdot 10^{-31}$	$+5 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2}$	antilepton
Foton	γ	0	0	1	foton
Neutrino	ν	0	0	$\frac{1}{2}$	lepton
Antineutrino	$\bar{\nu}$	0	0	$\frac{1}{2}$	antilepton

*p – jádro H

ský val, skutečně mezi sebou reagovat. Úhrnný počet nukleárních reakcí vzniklých v jednotkovém objemu za jednotku času je dán integrálem

$$n_r = \int_0^{\infty} Q(v) P_p(v) P_N D(T) dv, \quad (5.7.4)$$

kde $D(T)$ je distribuční funkce rychlostí, která ovšem v běžně uvažovaných případech je identická s maxwellovským rozdělením rychlostí, a tudíž je obecně funkcí teploty. Hodnota výše uvedeného integrálu závisí především na maximu součinu $P_p(v) D(T)$, který je citlivý na teplotu, neboť $v^2 \sim T$. Lze ukázat, že pro lehké prvky a za teplot, které jsou v nitrech hvězd, částice s energií ≥ 20 keV přispívají významným způsobem ke vzniku jaderných reakcí.

Z výše uvedených vztahů je také patrné, že množství energie vyprodukované z jednotkového objemu hvězdy za jednotku času je přímo úměrné hodnotě integrálu a prudce roste s teplotou. Jinými slovy řečeno: *spotřeba nukleárního paliva ve hvězdách prudce stoupá s rostoucí teplotou*. Jestliže ϵ je energie vznikající za jednotku času na jednotku hmotnosti hvězdy, jejíž hustota je ρ , pak z jednotkového objemu hvězdy získáme energii $\epsilon \rho$ čili

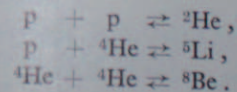
$$\epsilon \rho = n_r \Delta m c^2, \quad (5.7.5)$$

kde Δm je úbytek hmotnosti konečného produktu jediné jaderné reakce, 1 atom helia je přibližně o 1 % lehčí než 4 atomy vodíku, které jsou v jaderné reakci $H \rightarrow He$ spotřebovány, jak plyne z tohoto jednoduchého příkladu:

hmotnost 4 protonů	3 753,0 MeV c^{-2}
– hmotnost jádra helia	–3 726,3 MeV c^{-2}
rozdíl Δm	26,7 MeV c^{-2}

Ze vztahu $E = \Delta m c^2$ pro jadernou reakci, při které dochází ke změně čtyř atomů nejjednoduššího prvku vodíku v jeden atom helia, plyne získ energie $4,3 \cdot 10^{-12}$ J = 26,7 MeV. Z úbytku 1 kg vodíku za sekundu se získá energie $9 \cdot 10^{16}$ W.

Ačkoli bylo již ve dvacátých letech našeho století zřejmé, že přeměna prvků je zdroj hvězdné energie, nebylo zcela snadné nalézt vhodné jaderné reakce, které by vedly k přeměně vodíku v helium. Reakce mezi dvěma protony nebo protonem a α částicí či dvěma α částicemi vede k nestabilním izotopům jako 2He , 5Li a 8Be s krátkým poločasem přeměny:



Symbol \rightleftharpoons znamená, že reakce probíhá v obou směrech, a tím žádná nemůže vésti k exotermické reakci. Tím také nelze získat energii ve směsi plynu, který obsahuje pouze protony a alfa částice. To je možné jedinec prostřednictvím izotopu vodíku – deuteria nebo hmotnějšího prvku, např. uhlíku. Teprve když se poznalo, že slabé nukleární interakce mohou změnit proton v neutron a obě částice mohou být

vázány v jádru deuteria, bylo možné teroreticky nalézt vhodné exotermické reakce v nitrech hvězd i pro případ, že by původní chemické složení hvězdné látky bylo omezeno pouze na vodík. Při proton-protonové reakci, která je podrobně popsána dále, dochází k poměrně vzácnému vzniku deuteronu, a to jen tehdy, jestliže v okamžiku, kdy se oba protony k sobě přiblíží na vzdálenost menší než poloměr jádra atomu vodíku, dochází ke změně jednoho z protonů na neutron (příčerně vzniká pozitron a neutrino). Za teploty a hustoty, která panuje v nitrech hvězd podobných Slunci, je doba potřebná k tomu, aby polovina protonů se takto změnila přibližně 10^{10} let. Slabě vzájemně působení elementárních částic může vést k reakcím, z nichž následující mají podstatný význam při nukleárních procesech ve hvězdách:

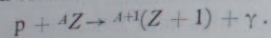
- a) $p \rightarrow n + e^+ + \nu$,
- b) $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$,
- c) $p + e^- \rightleftharpoons n + \nu$,
- d) $p + e^+ \rightleftharpoons n + \bar{\nu}$.

Reakce a) je přeměna protonu v neutron. Další reakce b) je typický beta rozpad neutronu (spontánní doba rozpadu volného neutronu je 1000 sekund), reakce c) je inverzní beta rozpad, kdy proton reakcí s elektronem dá vznik neutronu a neutrinu. Tento děj má velký význam při vysokých teplotách a tlacích. Reakce d) je obdobou reakce c) s tím rozdílem, že elektron je nahrazen pozitronem. Reakce c) a d) mohou probíhat i opačným směrem.

Další důležité procesy jsou:

Protonová reakce

Při tomto procesu reaguje proton s jádrem atomu s nábojem Z a hmotností A a vytvoří hmotnější částici $A+1$ s nábojem $Z+1$. Při této reakci je uvolněna energie ve formě vyzáření fotonu



(Příklad: ${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$),

α -proces (též α , γ proces nebo γ , α proces).

Na tomto procesu se účastní jádra helia α částice (obdobně jako proton v předchozím případě). Jestliže α částice je „přidána“ k nějakému jádru atomu, je vyzářena opět energie ve formě fotonu. Naopak α částice může být z jádra odtržena fotonem.

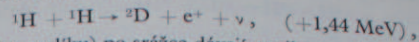
(Příklad: ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$.)

Neutronový proces (n , γ nebo γ , n)

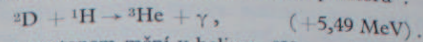
Je to obdoba α procesu, tj. dochází k přidání nebo ubrání neutronu v jádru atomu se současným vyzářením nebo pohlcením fotonu.

Základní reakce $\text{H} \rightarrow \text{He}$ hrající v historii života hvězdy nejdůležitější úlohu mohou být v podstatě dvojího druhu: buď jde o přímou interakci jader vodíku mezi sebou (reakce proton-protonová), nebo o interakci jader vodíku s těžšími prvky (např. s uhlíkem), které v takovém případě slouží jako katalyzátory (uhlíkový nebo též CNO-cyklus).

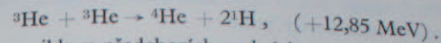
A) Proton-protonová reakce (též p-p řetězec) má tyto základní dílčí reakce, které vedou k přeměně vodíku v helium:



1. reakce
v níž dva protony (jádra vodíku) po srážce dávají vzniknout deuteronu, pozitronu a neutrinu. Neutrino je částice s velmi malým účinným průřezem (řádově 10^{-49} cm^2) a snadno projde celou hvězdou nerušeně do kosmického prostoru*.



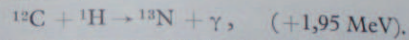
2. reakce
Deuteron se po srážce s protonem mění v helium ${}^3\text{He}$ a záření γ . Tato reakce, jejíž pravděpodobnost je velká, proběhne prakticky ihned po vzniku deuteronu po první reakci.



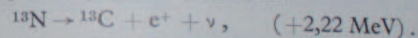
3. reakce
Dvě jádra ${}^3\text{He}$, která vznikla v předchozích reakcích (na třetí reakci je tedy zapotřebí dvojnásobný počet reakcí předchozích), dávají vznik jednomu jádru helia ${}^4\text{He}$ a dvěma protonům. Z celkové energetické bilance se přibližně 0,52 MeV neúčastní záření hvězdy, neboť je ztraceno ve formě vyzáření neutrina, avšak i tak je při vzniku jednoho atomu helia uvolněna celková energie $26,2 \text{ MeV} = 4,2 \cdot 10^{-12} \text{ J}$.

B) Uhlíkový cyklus (též CNO-cyklus) je jiná cesta přeměny vodíku v helium v průběhu šesti reakcí, ve kterých se uplatňuje hlavně uhlík a další prvky vyšších atomových vah. Podle autorů se tento proces nazývá též Betheův-Weizsäckerův cyklus.

1. V první reakci atom uhlíku ${}^{12}\text{C}$ v interakci s vodíkem produkuje izotop dusíku ${}^{13}\text{N}$ a kvantum záření γ

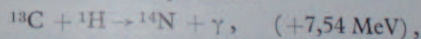


2. Druhá reakce je přeměna nestabilního izotopu dusíku ${}^{13}\text{N}$ na izotop uhlíku ${}^{13}\text{C}$ při současném vyzáření pozitronu a neutrina



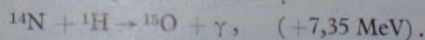
Pozitron se opět spojí s elektronem – vznikají dvě kvanta záření γ a neutrino se z hvězdy definitivně ztrácí.

3. Třetí reakce je interakce ${}^{13}\text{C}$ s protonem

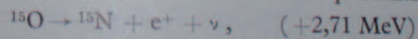


kdy vzniká normální dusík a záření γ .

4. Čtvrtá reakce z celého cyklu je opět reakce protonová, kdy dusík a proton dávají vznik nestabilnímu izotopu ${}^{15}\text{O}$ a záření γ



5. Izotop ${}^{15}\text{O}$ se v páté reakci ihned mění v izotop dusíku



s vyzářením pozitronu a neutrina, jejichž osud je též jako v reakci druhé.

* Viz podrobnější stať o neutrinu dále.

6. Šestá a poslední reakce CNO-cyklu probíhající mezi izotopem dusíku a protonem je

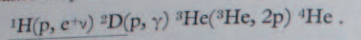
$$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}, \quad (+4,96 \text{ MeV}).$$

Celková energetická bilance CNO-cyklu je nepatrně menší než proton-protonového cyklu

$$E = 25,0 \text{ MeV} = 4,0 \cdot 10^{-12} \text{ J}$$

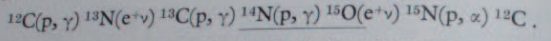
na jeden atom helia, neboť je více energie ztraceno vyzářením neutrin. Do reakce vstupuje jedno jádro uhlíku a čtyři protony, vystupuje jedno jádro uhlíku a jedno jádro helia.

Stručný souhrnný zápis jaderných reakcí lze provést následujícím způsobem: původní jádro (reaguje s), vydává konečný produkt Zápis proton-protonové reakce tedy bude



Podtržená část zápisu označuje nejpomaleji probíhající reakci, která určuje časový průběh děje.

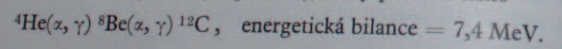
CNO-cyklus takto zapsaný zní (^4He se zde značí α)



Poznámka: CNO-cyklus může probíhat i tak, že místo ^{12}C se reakce zúčastní kyslík ^{16}O , který se postupně mění v izotopy ^{17}F , ^{17}O , ^{14}N , ^{15}N a opět ^{16}O při spotřebě ^4H a produkci ^4He . Tento vedlejší cyklus je velmi málo pravděpodobný: na dva až tři tisíce reakcí hlavního cyklu CNO připadá jedna reakce vedlejšího cyklu.

Proton-protonová reakce se uplatňuje při teplotách $10^{6,8} \text{ K}$ až $10^{7,2} \text{ K}$, kdežto CNO-cyklus v rozmezí teplot $10^{7,2} \text{ K}$ až $10^{7,7} \text{ K}$. Okolnost, že CNO-cyklus vyžaduje vyšší teplotu, je přirozená, neboť v reakci se uplatňují prvky s poměrně vysokým Z .

C) Při teplotách 10^8 K a výše může docházet k spalování helia na těžší prvky. Základní reakci je tzv. 3α proces (Salpeterův), který probíhá takto

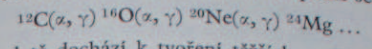


Do reakce vstupují 3α částice, tj. $3 ^4\text{He}$ a vystupuje uhlík ^{12}C . Beryllium ^8Be je však nestabilní izotop a mimoto reakce $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be} + \gamma$ je endotermická čili spotřebuje energii (přibližně -95 keV) a ^8Be se opět může snadno rozpadnout zpět na dvě alfa částice $^8\text{Be} + \gamma \rightarrow 2^4\text{He}$. Za normálních teplot nastane rovnovážný stav mezi počtem jader beryllia N_{Be} a helia N_{He} , a to přibližně podle vztahu

$$\frac{N_{\text{Be}}}{N_{\text{He}}^2} \sim T^{-3/2} e^{-\chi/kT}, \quad (5.7.6)$$

kde χ je vazebná energie $\sim 95 \text{ keV}$ nestabilního beryllia. Jelikož $\chi \sim 10 kT$ při teplotách $T \leq 10^8 \text{ K}$, je zřejmé, že na 10^{10} atomů ^4He připadá jeden atom ^8Be .

Teprve při teplotách $T \geq 10^8 \text{ K}$ vzroste počet atomů beryllia natolik, že vzroste i pravděpodobnost reakce $^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$, která je při nižších teplotách vzhledem k malému N_{Be} téměř nulová. Se stoupající teplotou prudce roste počet těchto reakcí, které dokonce mohou pokračovat dále podle schématu



čili při stoupající teplotě dochází k tvoření těžších prvků spalováním helia. Při velmi vysokých teplotách může docházet ke spalování uhlíku: $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p) ^{23}\text{Na}$ nebo $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha) ^{20}\text{Ne}$, kdy produkty jsou vodík nebo helium, které se ovšem ihned účastní dalších reakcí.

Spalování helia je dalším důležitým zdrojem energie ve hvězdách, pochopitelně především v těch případech, kdy podstatná část vodíku uvnitř hvězdy byla spotřebována.

Jak bylo naznačeno v předešlém výkladu, různé druhy jaderných reakcí se uplatňují při různých teplotách v tom smyslu, že p-p reakce převládají při teplotách $6 \cdot 10^6 \text{ K}$ až $2 \cdot 10^7 \text{ K}$, kdežto CNO-cyklus v rozsahu teplot $2 \cdot 10^7 \text{ K}$ až 10^8 K a konečně 3α proces probíhá účinně teprve u teplot vyšších než 10^8 K . Kromě toho počet reakcí za jednotku času rychle narůstá s teplotou a závislostí energie ϵ vyprodukované jednotkou objemu za jednotku času na teplotě jsou:

$$\begin{aligned} \epsilon_{pp} &\sim \rho T^{5,3}, \\ \epsilon_{\text{CNO}} &\sim \rho T^{15,6}, \\ \epsilon_{3\alpha} &\sim \rho^2 T^{30}. \end{aligned} \quad (5.7.7)$$

Obecně platí, že $\epsilon \sim T^n$, kde n není konstanta a závisí nejen na typu jaderné reakce, ale je i funkcí teploty. Tak například pro reakci proton-protonovou lze nalézt výraz

$$n = 5,23 T_7^{1/3} - 0,67, \quad (5.7.8)$$

kde T_7 je teplota vyjádřená v 10^7 K . Obdobně pro reakci $\text{H}^1 + \text{N}^{14}$ lze nalézt, že

$$n = 23,57 T_7^{1/3} - 0,67. \quad (5.7.9)$$

Centrální teplota (za předpokladu ideálního plynu) závisí na tlaku $T \sim P/\rho$ a tlak obdobně na hmotě hvězdy M , tedy $P \sim M^2/R^4$ (viz vztahy pro hydrostatickou rovnováhu) a $\rho = M/R^3$, a pak platí $T \sim M/R$.

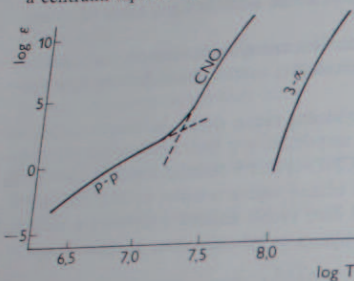
Jelikož na hlavní posloupnosti se $T \sim M/R$ směrem od Slunce k teplejším hvězdám B0 mění v poměru přibližně $1 : 2,5$ a hustoty v poměru přibližně $1 : 0,03$, lze očekávat, že

$$\frac{\epsilon_{\text{CNO}}(B_0)}{\epsilon_{\text{CNO}}(\text{Slunce})} \sim 0,03 \cdot 2,5^{15,6} \sim 10^{4,7}.$$

Je zřejmé, že i když hvězdy typu B0 na hlavní posloupnosti mají hmoty kolem $20 M_{\odot}$ a centrální oblast hvězdy, kde probíhá jaderná reakce, je o řád hmotnější než táž oblast Slunce, je na odpovídající jednotku hmotnosti hvězdné látky nejméně 10^8 krát vyšší energie, a tudíž i spotřeba nukleárního paliva. To znamená, že v cen-

trávní oblasti B0 hvězdy bude vodík spotřebován za dobu 10^3 krát kratší než ve Slunci. Jinými slovy řečeno: *vývoj hvězdy probíhá tím rychleji, čím je hvězda hmotnější.*

Vnitřní teplota hvězd závisí na tlaku, a tedy na celkové hmotnosti. U hvězd na hlavní posloupnosti to nejen ovlivňuje mechanismus, jakým se mění vodík v helium, ale i způsob, jakým se přenáší energie z nitra na hvězdný povrch. Ve vrchní části hlavní posloupnosti, kdy celková hmotnost hvězdy je větší než přibližně $1,5 M_{\odot}$ a centrální teplota $T_c > 2 \cdot 10^7$ K, převládá při jaderných reakcích CNO cyklus



Obr. 5.7. Závislost energie vznikající jadernými reakcemi na teplotě (p-p reakce, CNO cyklus a 3α proces). Energie ϵ je vyjádřena tak, že $\log \epsilon = 0$ $\approx 10^{-4}$ J s $^{-1}$ kg $^{-1}$.

a množství energie vyrobené na jednotku hmoty za jednotku času stoupá velmi prudce s teplotou, neboť $\epsilon \sim T^{15}$. Důsledek toho je, že hodnota ϵ prudce klesá směrem od jádra právě tak jako teplota. Teplotní gradient v nitru hvězdy je v tomto případě velký a je větší než gradient adiabatický. Za těchto okolností vzniknou v centrální oblasti ustálené konvektivní proudy. Naproti tomu vnější oblasti hvězdy hmotnější než $1,5 M_{\odot}$ se vyznačují menším teplotním gradientem. Opacita hvězdného materiálu, který má stále dosti vysokou teplotu, se s rostoucí vzdáleností mění pozvolna a vnější vrstvy hvězdy jsou v zářivé rovnováze.

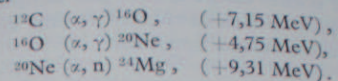
U hvězd s hmotností menší než $1,5 M_{\odot}$, kdy $T_c < 2 \cdot 10^7$ K, je situace opačná. V nitru těchto hvězd převládá proton-protonová reakce, pro kterou $\epsilon_{pp} \sim T^4$. To znamená, že oblast, ve které k jaderným reakcím dochází, není v poměru k rozměru hvězdy tak malá jako v předchozím případě a pokles teploty směrem od jádra je pozvolný. Znamená to, že teplotní gradient je menší než adiabatický, konvektivní proudy v tom případě nevzniknou a nitro hvězdy je v zářivé rovnováze. Ve vnějších vrstvách směrem k povrchu, které jsou chladnější než u hmotnějších hvězd, přibývá neutrálních atomů a opacita hvězdného materiálu prudce roste k povrchu. V důsledku toho se zvětší i teplotní gradient nad hodnotu gradientu adiabatického a ve vnějších vrstvách se vytvoří konvektivní proudy.

Obecně platí, že čím je hvězda hmotnější, tím rozsáhlejší je konvektivní jádro, a naopak čím je hvězda méně hmotná, tím hlouběji zasahují konvektivní proudy s povrchu do nitra.

Vznik prvků s vysokými hmotnostmi – nukleosyntéza

5.8.

Jaderné reakce ve hvězdách vedou ke vzniku prvků hmotnějších, než je vodík. Ke vzniku helia vede nutně pp-řetězec a CNO-cyklus. Počínaje však 3α procesem vznikají těžší prvky*. Uhlík, který vzniká tímto procesem, se může zúčastnit dalších reakcí



Poslední reakce je významná tím, že může produkovat volné *neutrony*, které pak umožňují syntézu těžkých prvků. Coulombovský val těžkých jader je pro nabitě částice – tedy protony – téměř neprostupný, kdežto neutrony mají největší pravděpodobnost, že budou zachyceny. Procesy, které vedou ke vzniku *lehkých* prvků až do síry ${}^{32}\text{S}$, je možno shrnout v následující přehled:

- ${}^4\text{He}$ vzniká spalováním vodíku,
- ${}^3\text{He}$ vzniká při nedokončené p-p reakci.
- Li, Be, B vznikají většinou mimo hlavní jaderné procesy, tím lze vysvětlit i jejich nízké relativní zastoupení.
- ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{22}\text{Ne}$ vznikají při spalování helia, kdežto isotopy ${}^{14}\text{N}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$ jsou produkty neukončeného CNO-cyklu.
- ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{26}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{30}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$ vznikají spalováním uhlíku, resp. kyslíku.

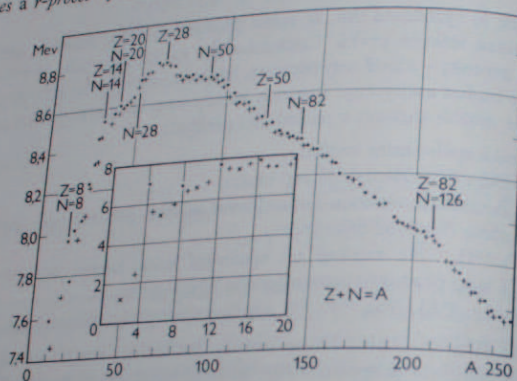
Obecně lze říci, že během života hvězdy dochází ke vzniku prvků postupně, a to tak, že tehdy, kdy je spotřebováno kritické množství prvku méně hmotného, nastoupí v plně intenzitě proces spalování prvku s vyšší hmotností, který je produktem procesu předešlého. Na vzniku prvků těžších než $A = 23$ se podílejí následující děje.

- α -proces: Syntéza prvků pomocí α částic při teplotách 10^9 K, tj. procesem (z, γ) , kdy mohou vznikat prvky až do ${}^{40}\text{Ca}$. Uplatňuje se tehdy, jestliže helium v jádru hvězdy plně nevyhořelo.
- e -proces: Tento proces, který probíhá při teplotách $4 \cdot 10^9$ K a při relativním počtu protonů/neutronů ≈ 300 , vede ke vzniku prvků skupiny železa: V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni.
- s -proces: Produkuje například Sr, Zr, Ba, Po zachycením neutronů jádru lehkých prvků nebo prvků skupiny železa. Tento proces je pomalý ve srovnání s β rozpadem, který probíhá souběžně.

* Pojem těžký (nebo lehký) prvek není přesný z terminologického hlediska (je rozdíl mezi pojmem hmotnost a tíže). Jde o prvek s vysokým (nebo malým) hmotnostním (nukleovým) číslem A . V textu je však na mnohých místech tato nepřesnost tolerována s ohledem na obdobné termíny v cizojazyčné literatuře.

r-proces: Je to *s*-proces, avšak rychle probíhající vzhledem k β rozpadu. Umožňuje vznik těžkých prvků (např. ^{235}U , ^{238}U) na úkor prvků skupiny železa.
p-proces: Produkuje vzácnější lehké prvky v prostředí, kde je zachováno velké množství jader vodíku – protonů – a probíhá při teplotách kolem $2,5 \cdot 10^8 \text{ K}$.

Význam pojmů α -proces a *p*-proces je patrný již ze stručného popisu. V prvním případě se na reakcích podílejí částice α , které jsou zachyceny některým z jader, obdobně v druhém případě tutéž úlohu zastávají protony. Význam pojmů *e*-proces, *s*-proces a *r*-proces vyžaduje bližšího vysvětlení.



Obr. 5.8. Závislost vazebné energie přepočtené na jeden nukleon na atomovém čísle Z . Na vodorovné ose je nanesena hodnota A , na svislé hodnota vazebné energie v megaelektronvoltech. Průběh vazebné energie pro malé hodnoty A je vyznačen uprostřed grafu. Vyplněné kroužky platí pro jádra se sudým počtem jak protonů, tak i neutronů.

Relativní zastoupení prvků v nitru hvězdy závisí nejen například na teplotě, ale především na vazebné energii W , kterou jsou jednotlivé nukleony vázány k jádru. Je zřejmé, že jádra s nižší vazebnou energií budou méně stabilní než jádra s energií vyšší. Další důležitou skutečností je, že jaderné reakce jsou exotermické (tj. energie se vyžáří) jen tehdy, jestliže konečný produkt má vyšší vazebnou energii, přepočtenou na jeden nukleon, než původní prvek, který do reakce vstoupil. Vodík ^1H má vazebnou energii $W = 0$, kdežto helium ^4He má $W = 28,2 \text{ MeV}$ a na jeden nukleon

$$\frac{W}{A} = \frac{28,2}{4} = 7,05 \text{ MeV}.$$

Maximum hodnoty W/A je u prvků s hmotnostním číslem $A = 50$ až 60 a největší je u železa ^{56}Fe ($8,8 \text{ MeV}$). U těžších prvků s $A \leq 220$ opět klesá až pod

$7,8 \text{ MeV}$. Znamená to, že prvky skupiny železa jsou nejstabilnější a současně, že pro vznik těžšího jádra $A > 56$ z prvku lehčího, je energie spotřebována, a nikoli vyžádna. Dostoupí-li centrální teplota hvězdy $4 \cdot 10^{10} \text{ K}$ a hustoty 10^8 g cm^{-3} , kdy vznikají prvky skupiny železa, konečný stav vyústí v rovnovážné zastoupení ^{56}Fe vzhledem k ostatním stabilním prvkům. Rovnováha = ekvilibrium, a proto tento děj nese označení *e*-proces.

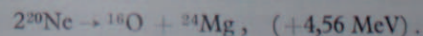
Nadměrným vytvořením těžkých prvků by došlo k ochlazení hvězdného materiálu, a proto jaderné procesy vedoucí ke vzniku prvků těžších než $A > 56$ nejsou zdroji hvězdné energie. Kromě toho těžká jádra jsou značně odolná proti vniknutí nabitých částic a pravděpodobnost, že těžký prvek bude změněn v ještě těžší, např. reakcí s protonem, je tak malá, že i za vysokých teplot a velké hustoty protonů by charakteristický čas pro takovou reakci byl srovnatelný s dobou života průměrné hvězdy slunečního typu.

Toto ovšem neplatí o neutronech. Teoreticky možno i lehké prvky změnit v těžší bombardováním neutrony, pro které i při nízkých energiích náboj jádra není překážkou, kterou by bylo nutno překonat. Těžké prvky mohou tímto způsobem vznikat i za poměrně nízkých teplot. Žel, neutrony nejsou produkovány při *p*-*p* reakci ani CNO-cyklu v dostatečném množství a jejich koncentrace se podstatněji zvýší teprve v pokročilejším stadiu spalování uhlíku. Poněkud příznivější situace nastává tehdy, jestliže hvězdná látka již od počátku obsahuje větší množství těžších prvků jako uhlíku, dusíku apod., které umožňují α reakce uvolňující neutrony, jako je $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ apod.

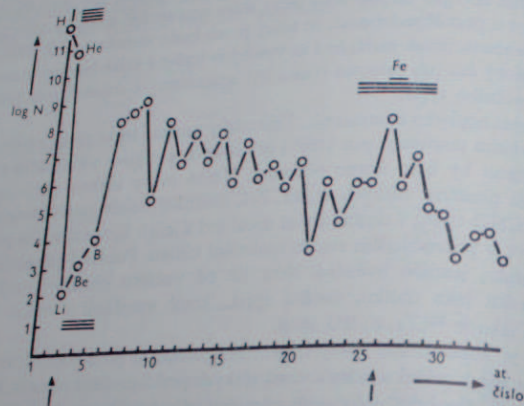
Dokud je koncentrace volných neutronů nízká, je pochopitelně malá pravděpodobnost jejich srážek s jádry a vznik těžkých prvků probíhá pomalu. Kromě toho jen izotopy s dlouhým poločasem přeměny přispívají k tomuto ději podstatněji měrou. Méně stabilní se totiž rozpadají dříve, než dojde k zachycení dalších neutronů nezbytných k tomu, aby jádro dosáhlo stability, jako jsou např. prvky s $A = 90, 138, 208$, které mají uzavřené neutronové slupky s celkovým sudým počtem neutronů 50, 82, 126. Jelikož proces probíhá pomalu (*slow*) označuje se jako *s*-proces.

Při *r*-procesu, který vyžaduje poměrně velkou koncentraci neutronů, je pravděpodobnost jejich srážek s jádry podstatně vyšší než při *s*-procesu. Probíhá rychle (*rapid*-proces) a označuje se v literatuře většinou jako *r*-proces. Umožňuje vznik těžkých prvků reakcemi, kdy meziprodukt může být i velmi nestabilní izotop.

Vedle reakcí mezi jádry a protony, neutrony a α částicemi uplatňují se při vzniku některých prvků fotony s vysokou energií, tedy γ záření. Za vysokých teplot v nitru hvězdy $T_c \geq 10^9 \text{ K}$ je obrovské množství kvant γ záření tepelného původu s energiemi $h\nu \gg 1 \text{ keV}$ umožňující reakce typu (γ, α) , (γ, n) nebo (γ, p) , o kterých byla již zmínka dříve v kapitole 5.7. Je to fotodisociace (fotodisintegrace) jader, při které je pohlcením kvanta γ záření uvolněn proton, neutron nebo α částice jako například v procesu



Fotodisociaci dvou jader neonu jsou odtrženy dvě částice α a nastane přeskupení nukleonů do dvou nových jader – kyslíku a hořčíku. Nově vzniklé prvky mají větší vazebnou energii a jsou stabilnější než ^{20}Ne . Fotodisociace napomáhá k přemístění nukleonu tak, že z méně stabilních jader vytváří jádra stabilnější, neboť množství částic uvolněných při tomto ději za jednotku času je úměrné $e^{-Q/kT}$, kde Q je vazebná energie příslušné částice (protonu, neutronu nebo α částice) k jádru daného prvku (u průměrných případů $Q \sim 8 \text{ MeV}$). Uvolněná částice je ihned



Obr. 5.9. Relativní zastoupení prvků ve vesmíru (pro vodík $\log N = 12$).

zachycena jádrem jiným, které se ovšem může tím změnit v mnohem stabilnější izotop, tj. Q je větší než v předešlém případě a další fotodisociace je méně pravděpodobná.

Lze si představit, že například při CNO-cyklu vznikne určité rozdělení v zastoupení jednotlivých lehkých prvků. Avšak v okamžiku, kdy CNO-cykklus odumírá a nastoupí 3α proces nebo po tomto období i spalování uhlíku a centrální teplota v nitru se zvýší, roste současně i počet γ kvant s vysokou energií a dochází k fotodisociaci některých prvků ve prospěch prvků stabilnějších. Tímto přeskupením (redistribuce) je postižen např. křemík nebo síra, ze kterých uvolněné nukleony převážně vytvoří jádra skupiny železa. Tak lze vysvětlit i vysoké relativní zastoupení ^{56}Fe a některých dalších prvků jeho skupiny, které náleží mezi nejstabilnější (viz *e-proces*).

Veškeré pochody jaderného spalování během aktivního života hvězdy vedou k ^{56}Fe , k hlavnímu konečnému produktu. Nitru hvězd vyplněna „železným popelem“ pozbývají schopnosti vyvolat další proces, který by zajistil uvolňování jaderné

energie po delší čas. Většina lehkých prvků $A < 56$, kromě vodíku, jsou zbytky spalovacího procesu z předchozích etap ve vývoji hvězdy a těžké prvky jsou produkty spíše vedlejších procesů, při kterých důležitou úlohu hrají volné neutrony.

Vyhášení exotermických reakcí v železném jádře* hvězdy má ovšem za následek další smršťování hvězdy a opětné zvyšování centrální teploty.

U hmotných hvězd dochází k zhroutení centrální části v poměrně krátkém čase a k zvýšení teploty na 10^{10} K . Tehdy ani jádro ^{56}Fe není natolik stabilní a rozpadá se následkem intenzivní fotodisociace. Jelikož všechny ostatní prvky jsou ještě méně stabilní než jádro železa, lze předpokládat, že ^{56}Fe se rozpadne na jednotlivé nukleony, tj. na 13 α částic a 4 neutrony. Částice α se dále rozpadají na protony a neutrony, tedy $\alpha \rightarrow 2p + 2n$, což znamená, že $^{56}\text{Fe} \rightarrow 26p + 30n$ (obdobně $^{54}\text{Fe} \rightarrow 13\alpha + 2n \rightarrow 26p + 28n$). Při každém rozpadu jednotlivého jádra železa se spotřebuje značná energie pohlcením fotonů: 100 MeV pro reakci $^{56}\text{Fe} \rightarrow 13\alpha + 4n$ a 28 MeV pro $\alpha \rightarrow 2p + 2n$, tedy celkem 464 MeV! To má za následek značné ochlazení centrální části hvězdy, jehož důsledkem je smršťování probíhající rychlostí volného pádu. Gravitační zhroutení hvězdy je zastaveno teprve tehdy, až dojde k degeneraci neutronového plynu při hustotách blízkých se hustotě nukleonů, tj. $10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ až $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$. Při tomto ději dochází i k vzniku velkého množství neutrin, především anihilační dvojice elektron + pozitron



Ohromný proud neutrin a antineutrin unikající z hroutícího se jádra odebírá značnou část energie, takže zbylá energie nestačí k tomu, aby došlo k opětné expanzi ještě před tím, než nastane stav degenerace. Podstatně jiná je situace ve vnějších vrstvách hvězdy, kde mohou ještě doznívat jaderné reakce, popř. (v důsledku intenzivního proudu neutronů) vznikají i těžké prvky.

Výše popsaný děj vede patrně k výbuchu hvězdy – supernovy, kdy jsou odvrženy vnější vrstvy a zbytek je neutronové hvězdné jádro (viz stať o neutronových hvězdách a supernovách).

Současné představy o vzniku prvků se opírají o teoretické modely hvězdného vývoje a o výsledky, které poskytuje jaderná fyzika. Avšak tím se získal jen určitý obraz postupného vytváření prvků v nitru hvězd. Naproti tomu však vznik prvků ve vesmíru jako celku nelze vysvětlit pouze termonukleárními reakcemi ve hvězdných tělesech, i když je nesporné, že určité množství hmoty v průběhu času prochází různými stavy, kdy se vystřídá vysoká teplota a tlak v nitru hvězd s nízkým tlakem mezihvězdného a mezigalaktického prostředí. Odborníci označují tento proces jako astrace.

Počáteční stav Galaxie bylo by možno si představit značně zjednodušeně a naivně

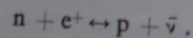
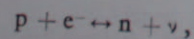
* V následujících odstavcích nutno rozlišovat význam jádro atomu a jádro hvězdy. Jádro hvězdy se zde míní její centrální část a s tím souvisí i pojmy degenerované jádro nebo neutronové jádro.

jako obrovitý kulový útvar obsahující výhradně vodík. Vznikající hvězdy jsou čisté vodíkové a v jejich nitrech postupně vznikají těžší prvky, které po zániku jednotlivých hvězd se rozptylují do mezihvězdného prostoru, nakonec se vytvoří rovnovážný stav galaktické hmoty, ve kterém je určité, dnes pozorované zastoupení prvků. To by mohlo vysvětlit i rozdílné chemické složení starší – kulové – složky Galaxie a mladší ploché složky, ve které je zřetelně vyšší obsah těžších prvků.

Tato jednoduchá představa je však jen velmi hrubým přiblížením skutečnému koloběhu hmoty ve vesmíru. I když hvězdy neustále určité nevelké množství své hmoty do prostoru vyvrhují ve formě hvězdného větru, jejich celkový přínos k mezihvězdné hmotě bude významnější pouze pokud se týče těžších prvků, které představují jen nepatrné procento látky rozptýlené mezi hvězdami. Výbuchy supernov jsou nesporně důležité pro obohacení galaktického prostoru těžšími prvky, avšak jen část hvězd prochází tímto závěrečným stadiem. Mimoto s přítomností lehčích prvků především helia a deuteria nutno počítat i v raném stadiu vývoje pozorovaného vesmíru. Existují např. galaxie, o kterých se soudí, že nejsou příliš staré, ale ve kterých poměr vodíku, těžkého vodíku a helia je přibližně stejný jako na Slunci a v jeho hvězdném okolí, kdežto těžších prvků je podstatně méně. Tato skutečnost naznačuje, že helium je zastoupeno přibližně 1/4 až 1/3 v látce, která teprve vytváří systémy podobné mladé galaxii.

Jelikož termojaderné procesy jsou neúčinnějším mechanismem pro vznik lehkých jader z protonů a neutronů, hledá se původ prvků (alespoň D, He apod.) v hustém mimofádně teplém prostředí, které předcházelo období vzniku galaxií. Nejznámější hypotézou, vysvětlující původ lehkých i těžších prvků, je předpoklad počátečního singulárního stavu rozpínajícího se vesmíru, v němž panovala v prvních okamžicích teplota vyšší než 10^{12} K a kdy v prvních sekundách obsahoval elementární částice jako fotony, nukleony, leptony a mezony (včetně jejich antičástic), avšak již po 100 sekundách se mohlo vytvořit prvotní deuterium.

Jde o hypotézu „big bangu“ (tento termín možno ne zcela vhodně přeložit jako hypotézu „velkého třesku“), v jejíž prospěch mluví nejen pozorovaný rudý posuv galaxií, ale i záření pozadí kosmického původu, které odpovídá záření černého tělesa o teplotě 2,7 K (viz kapitola 6.21). Kromě toho, jak již je naznačeno výše, relativní zastoupení helia ve vesmíru vzhledem k vodíku ukazuje, že ${}^4\text{He}$ je rozděleno v prostoru celkem stejnoměrně. S největší pravděpodobností platí totéž i o deuteriu. Tyto pozorované skutečnosti podporují hypotézu, která předpokládá vysokou hustotu a teplotu v prvních okamžicích současného pozorovaného vesmíru. Ač je velmi obtížné popsat procesy probíhající v prvních zlomcích sekundy expandujícího vesmíru, je to snadnější pro období, kdy jeho „stáří“ bylo přibližně 10 sekund. Teplota T byla stále dostatečně vysoká, že $kT > 1,3$ MeV, za které nastává rovnováha pro reakci typu



Poměr počtu protonů N_p a neutronů N_n lze odhadnout z Boltzmannovy rovnice

$$\frac{N_p}{N_n} = \exp\left[-\frac{1,3 \text{ MeV}}{kT}\right] \sim 1 \text{ pro } kT > 1,3 \text{ MeV}. \quad (5.8.1)$$

Za těchto poměrů snadno vznikalo deuterium procesem



kteř ovšem za velmi vysokých teplot je opět fotodisociováno. Při teplotách $kT \sim 1$ MeV a menších se proces $D + \gamma \rightarrow n + p$ prakticky zastavil (přibližně 150 sekund po vzniku vesmíru) a zbylé deuterium je zachováno. Ovšem tehdy klesá i počet volných neutronů vzniklých za vyšších teplot. Životní doba volného neutronu je 10^8 vteřin. Znamená to, že do 10^3 vteřin po počátku vesmíru téměř všechny neutrony se buď rozpadnou ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$), nebo podminí vznik deuteria, které pak reakcí s protonem vytváří ${}^3\text{He}$ a ${}^4\text{He}$. Výpočty ukazují, že jestliže v rozhodujícím okamžiku, kdy vesmír byl starý přibližně 10^3 vteřin a hustota byla větší než $2 \cdot 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$, pak výsledný poměr počtu atomů helia ${}^4\text{He}$ a vodíku byl

$$\frac{{}^4\text{He}}{\text{H}} \geq 0,1.$$

Nutno však mít stále na paměti, že výše popsany počáteční stav vesmíru je pouze hypotézou a že jen další rozšíření poznatků povede k potvrzení nebo vyvrácení těchto představ.

Nelze ani vyloučit, že vznik prvků souvisí s možnými lokálními explozivními ději ve vesmíru, které podle hypotézy Ambarcumjana provázejí změnu superhustého tělesa v galaxií. V nepatrném množství mohou v mezihvězdném prostoru vznikat těž jádra těžších prvků vlivem kosmického záření s energií větší než 1 GeV.

5.9. Vývoj hvězd – vývojový význam diagramu spektrum-svitivost

Poznatky o vnitřní stavbě hvězd umožňují formulovat určité představy o vývoji hvězdného tělesa. Poměrně exaktně možno rekonstruovat průběh života průměrné hvězdy, pro níž platí podmínky vyjádřené v rovnicích I, II, III, IVa, IVb z předešlé kapitoly a v jádru dochází k některému procesu $\text{H} \rightarrow \text{He}$. V takovém případě leží hvězda na hlavní posloupnosti nebo v blízkosti hlavní posloupnosti diagramu spektrum-svitivost. Méně uspokojivé jsou znalosti o počátečních a posledních fázích vývoje hvězd. Je proto vhodné nejprve se zabývat vývojovým významem diagramu spektrum-svitivost.

Za předpokladu, že chemické složení látky, ze které se formují hvězdy, je stejné v každém jednotlivém případě a že dominující jaderná reakce, která je zdrojem energie, je buď p-p reakce, nebo CNO-cyklus, pak v okamžiku, kdy stavba nové

hvězdy vyhovuje všem předpokladům diskutovaným v předešlých kapitolách dosedne (obrazně řečeno) hvězda do jistého bodu na hlavní posloupnosti diagramu spektrum-svitivost. Místa v tomto diagramu, kam dosednou nové vzniklé hvězdy o různých počátečních hmotách, vytvoří hlavní posloupnost nulového věku. Vytvořili se tedy skupina mladých hvězd (takové případy skutečně existují), pak v příslušném diagramu pro tuto skupinu hvězd bude pouze hlavní posloupnost, přičemž horní část diagramu bude méně zakřivena než v diagramu sestaveném pro starší skupinu hvězd.

Změna postavení hvězdy v diagramu spektrum-svitivost může být důsledkem buď změny chemického složení, nebo změny hmoty. První příčina je bezpochyby podstatnější. Termonukleární reakce pomalu přeměňuje vodík obsažený v centrální oblasti hvězdy v helium, avšak chemické složení vnějších vrstev není podstatně ovlivněno, neboť tyto vrstvy zůstávají v zářivé rovnováze. Tim se vysvětluje malý rozdíl v chemickém složení obrů a trpaslíků. Jen ve středu hvězdy se pozvolna vyvíjí jádro zbažené vodíku. Výsledky podrobných výpočtů ukazují, že hvězda zůstává v blízkosti hlavní posloupnosti, dokud určité kritické množství vodíku není přeměněno v helium. Když je dosaženo této hranice, dochází ke změně ve struktuře hvězdy.

V takovém okamžiku hvězda již není co do chemického složení homogenní útvar a její struktura již nevyhovuje předpokladům, které musí být splněny, aby zůstala na hlavní posloupnosti. Již při změně několika procent vodíku v helium vzrůstá hustota ρ nitra hvězdy, svítivost hvězdy se zvyšuje, avšak současně roste poloměr, čímž ovšem klesá efektivní teplota T_{ef} . Hvězda se stává jasnější, avšak posouvá se směrem k spektrálnímu tvpům s nižší teplotou, tedy na diagramu spektrum-svitivost se posouvá doprava ve směru žlutých obrů a opouští hlavní posloupnost. Průběh je tím rychlejší, čím má hvězda větší hmotnost, a tudíž i svítivost.

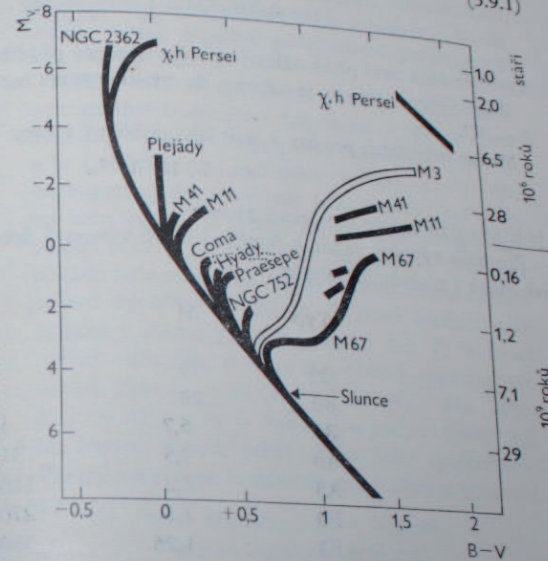
Jestliže do teoretického diagramu spektrum-svitivost jsou zaneseny průběhy hlavních posloupností pro hvězdy stejného stáří, ale různých hmotností, lze snadno zjistit, že čím je skupina hvězd starší (konkrétně to může být hvězdokupa), tím je průběh hlavní posloupnosti zakřivenější směrem k červeným obrům (viz obr. 5.10).

Nejjasnější hvězdy, které také mají největší hmotu, opouštějí hlavní posloupnost první. Zakřivení vrchního konce hlavní posloupnosti informuje kvalitativně o stáří skupiny hvězd. Čím níže je toto zakřivení na hlavní posloupnosti, tím je studovaná skupina hvězd starší. Podle toho skupiny obsahující hvězdy s vysokou povrchovou teplotou jsou nedávno vzniklé útvary a jejich umístění v diagramu je velmi blízko posloupnosti nulového věku.

Teoreticky vypočtené diagramy (většinou se užívá diagramu barva-svitivost místo spektrum-svitivost) lze srovnávat s diagramy sestavenými z pozorování jednotlivých hvězd v hvězdokupách, ve kterých možno předpokládat, že všechny hvězdy vznikly téměř současně a lišily se pouze hmotami. Hvězdokupy obsahující hvězdy spektrálního typu B jsou mladší než hvězdokupy, jejichž nejjasnější složky na hlavní posloupnosti patří ke třídě A. Velmi staré hvězdokupy nemají na hlavní

posloupnosti hvězdy vyšší svítivosti než typu F. Spodní část zakřivení v diagramu, kde se průběh závislosti spektrum-svitivost přibližuje hlavní posloupnosti, leží přibližně u hvězd, které spotřebovaly přibližně 12 % vodíku, tedy $q_k = 0,12$. Stáří hvězdy je možno přibližně odhadnout ze vztahu mezi hmotou a energií. Energie E uvolněná přeměnou hmoty ΔM je vyjádřena

$$E = \Delta M c^2, \quad (5.9.1)$$



Obr. 5.10. HR diagram ve formě diagramu barva-svitivost pro hvězdokupy různého stáří. Na pravé straně diagramu je vyznačen bod na hlavní posloupnosti, ve kterém při udaném stáří hvězdokupy je již znatelný odklon od hlavní posloupnosti.

kde c je rychlost světla. Přeměna vodíku, jehož celková hmotnost je M_H , v helium znamená úbytek

$$\Delta M = 0,007 M_H. \quad (5.9.2)$$

Je-li celková hmotnost hvězdy M a počáteční hmotnost vodíku $M_H = XM$, pak hmotnost hvězdy přeměněná v helium za dobu, kdy hvězda opouští hlavní posloupnost, je $\Delta M_k = 0,007 q_k XM$. Energie, která je za dobu t uvolněna, tedy energie E_t uvolněná od usazení hvězdy na hlavní posloupnosti až do okamžiku, kdy je spáleno 12 % vodíku (tj. $q_k = 0,12$), je $E_t = \Delta M_k c^2$.

Podle propočtů různých vývojových modelů je součin $q_k X = 0,12 \cdot 0,6 = 0,07$ velmi málo závislý na M hvězdy. Za předpokladu, že výkon vyzářený hvězdou = svítivost L je konstantní, pak doba, po kterou je hvězda na hlavní posloupnosti, je přibližně dána jednoduchým vztahem $t = E_t/L$. Je-li t vyjádřeno v rocích ($3,156 \cdot 10^7$ s), za jednotku hmotnosti dosazena hmotnost Slunce ($1,991 \cdot 10^{30}$ kg) a pro jednotku svítivosti L zvolena energie vyzářovaná Sluncem ($3,84 \cdot 10^{26}$ W),

pak $t_{\text{slunce}} = 6,8 \cdot 10^9$ let. Z toho plyne pro libovolné M a L

$$t \sim 0,68 \cdot 10^{10} \frac{M}{L} \quad (\text{v rocích}). \quad (5.9.3)$$

Ve skutečnosti zářivý výkon hvězdy, tedy svítivost $L = L(q)$, začíná růst, ještě než je dosaženo limitní hodnoty q_k ; L je nutno integrovat přes q , tedy

$$t = 0,007 c^2 M X \int_0^{q_{\text{max}}} \frac{1}{L(q)} dq. \quad (5.9.4)$$

Výsledek však není příliš odlišný od výše uvedené přibližné rovnice. Z dřívějšího výkladu je zřejmé, že existuje vztah mezi hmotností a svítivostí $L \sim M^3$.

Možno tedy vztah pro čas t psát jako přibližný vzorec

$$t = 7 \cdot 10^9 M^{-2}, \quad (5.9.5)$$

je-li M vyjádřeno ve hmotnosti Slunce. Přesnější výpočty vedou k poněkud kratší vývojové době u hmotnějších hvězd, jak plyne z následující tabulky:

Typ	M	$t = 10^6$ let
O5	39	0,5
B0	20	4,6
B5	6,7	46
A0	3,5	319
A5	2,2	1160
F0	1,7	2700
F3	1,26	3800
G0	1,1	7000

Výsledky teoretických výpočtů dovolují, aby rozdíl diagramů sestavených pro různé hvězdokupy byly přičteny pouze rozdílům ve stáří jednotlivých hvězdokup. Hvězdokupa γ -h Persei je velmi mladá – přibližně 4 milióny let. Stáří Plejád je přibližně 20 miliónů, Hyád a Praesepe („Jesličky“) okolo 400 miliónů let.

Modely vypočtené pro rostoucí hodnoty $q > q_k$ dávají diagramy, které jsou podobné diagramům spektrum-svítivost pro kulové hvězdokupy: nejdříve vertikálně stoupají až k větví červených obrů, pak se stáčíjí zleva doprava směrem k vysokým svítivostem a nižším teplotám a nakonec v opačném směru odprava doleva. Věk otevřené hvězdokupy, jejíž diagram se podobá diagramu kulové hvězdokupy, by byl řádově 5000 miliónů let. Pro kulové hvězdokupy, jako je například známá kulová hvězdokupa v souhvězdí Herkula, bylo zjištěno stáří řádově 5000 miliónů až 7000 miliónů let. Přítomnost červených obrů a nedostatek nebo nepřítomnost hvězd spektrálního typu B, popř. A v diagramu prozrazuje tedy vyšší

Tabulka 5.3

Srovnání základních dat pro dnešní a prvotní Slunce za předpokladu relativního zastoupení vodíku X_H a helia X_{He}

Stáří [roky]	Svítivost L [$J s^{-1}$]	Poloměr R [m]	Hustota ρ_c [$kg m^{-3}$]	Teplota T_c [K]	ϵ_{pp}	ϵ_{CNO}	X_{He}
0	$2,78 \cdot 10^{26}$	$6,59 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^4$	$13,7 \cdot 10^6$	$138 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}	70%
$4,5 \cdot 10^9$	$3,90 \cdot 10^{26}$	$6,94 \cdot 10^8$	$16 \cdot 10^4$	$15,7 \cdot 10^6$	$159 \cdot 10^{-8}$	$16 \cdot 10^{-8}$	36%

Poznámka: Hustota, teplota a relativní zastoupení vodíku X_H se vztahuje na střed Slunce. ϵ_{pp} a ϵ_{CNO} vyjadřuje množství energie [$J s^{-1} g^{-1}$] vzniklé p-p reakcí nebo CNO-cyklem.

stáří hvězdné skupiny. To souvisí s dalším vývojem hvězdy po opuštění hlavní posloupnosti.

Hvězda má během celého procesu prakticky konstantní hmotnost neboť zmenšení hmoty doprovázející přeměnu vodíku v helium je velmi nepatrné. Žhavé hvězdy typu O a B ztrácejí však část své hmoty i tím, že vyzářují velmi intenzivní korpuskulární záření; proto je možné, že hvězdy tohoto typu klesají během vývoje nepatrně podél hlavní posloupnosti k nižším svítivostem.

Změna svítivosti i poloměru hvězdy souvisí se změnou střední molekulové hmotnosti μ při procesu přeměny vodíku v helium. Pro ionizovaný vodík je $\mu = \frac{1}{2}$, kdežto pro ionizované helium $\mu = \frac{4}{3}$. Pro pochopení změn, které toto postupné zvýšení obsahu helia vyvolá, je nejlépe si představit idealizovaný případ hvězdy, ve které ve vzdálenosti r_1 je přesná hranice mezi vnitřní oblastí vyplněnou heliem a vnější oblastí vyplněnou vodíkem. V těsné blízkosti této hranice v oblasti vyplněné heliem tlak P_1 se musí rovnat tlaku P_2 v sousední oblasti vyplněné vodíkem. Platí $P_1 = P_2$, $T_1 = T_2$ a $N_1 = N_2$, neboť $P_1 = N_1 k T_1 = P_2 = N_2 k T_2$. To platilo i tehdy, kdy ve vnitřní oblasti nebyl vodík ještě spotřebován. Vzniká však skok v hustotě mezi oběma oblastmi, neboť

$$\rho_1 = N_1 \mu_1 m_H > \rho_2 = N_2 \mu_2 m_H, \quad (m_H = \text{hmotnost protonu}).$$

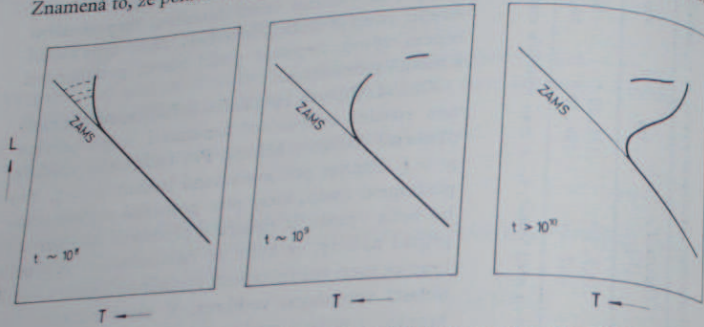
Současně vznikem helia klesá celkový počet volných částic v objemu $\frac{4}{3}\pi r_1^3$, protože na původní čtyři jádra H je jen jedno nově vzniklé jádro He. Objem vnitřní oblasti bude po vyčerpání vodíku menší čili $r_1^3 N_1 < r_1^3 N_1$ a poloměr r_1 bude v konečné fázi menší, než byl r_1 před spálením vodíku. Heliové jádro hvězdy bude menší a hustší než původní jádro složené z vodíku. Ovšem celková hmota hvězdy zůstane stejná, a tudíž průběh hustoty s poloměrem nemůže být stejný jako u hvězdy homogenní. Na rozhraní r_1 mezi oběma oblastmi platí pro tlak $P_1 = P_2$ a protože $\rho_1 > \rho_2$, pak podle vztahu

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M_r}{r^2} \rho(r) \quad (5.9.6)$$

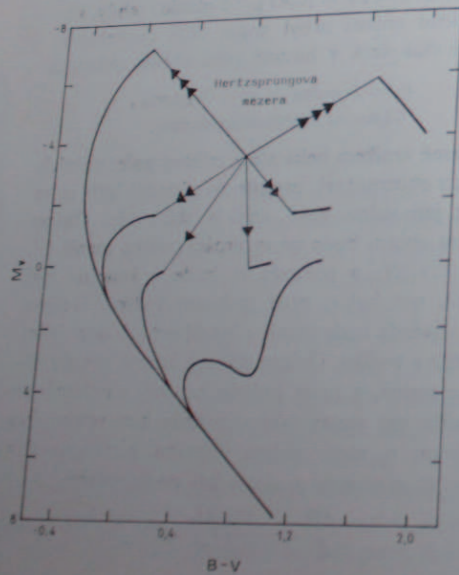
je zřejmé, že od rozhraní r_1 směrem do středu hvězdy musí tlak růst rychleji, než klesá od rozhraní k povrchu hvězdy, tedy

$$\left(\frac{dP}{dr}\right)_1 > \left(\frac{dP}{dr}\right)_2 \quad (5.9.7)$$

Znamená to, že pokles tlaku s rostoucím poloměrem bude ve vnější vrstvě pozvol-

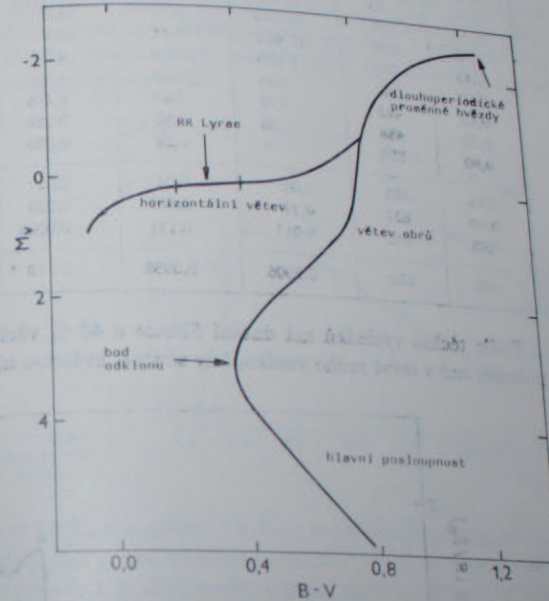


Obr. 5.11. Schematický znázorněný HR diagram pro hvězdkupy různého stáří. ZAMS je ustálené označení průběhu posloupnosti nulového věku (tzv. zero age mean sequence); stáří t je vyjádřeno v rocích, škála teploty T i svítivosti L je logaritmická.



Obr. 5.12. Schematický diagram barva-svítivost pro několik galaktických hvězdkup (viz též obr. 5.10). Uprostřed diagramu je šipkami označeno místo, kde hvězdy během svého vývoje se zdržují velice krátkou dobu. Tím vzniká jakési prázdné místo, na které upozornil již Hertzsprung; tato oblast se též nazývá Hertzsprungova mezera.

nější nejen ve srovnání s poklesem ve vnitřní oblasti, ale i s poklesem tlaku ve vnější oblasti „bývalé“ homogenní hvězdy. Protože však celková hmota hvězdy se prakticky nezměnila, znamená to, že s menší absolutní hodnotou $(dP/dr)_2$ dosáhne se podmínek na povrchu hvězdy $P = 0$ jediné tehdy, zvětší-li se poloměr hvězdy R . Růst hodnoty μ v nitru hvězdy má za následek (zdánlivě paradoxní) zvětšení poloměru hvězdy. Zvětšení střední molekulové váhy μ vede i k růstu svítivosti hvězdy, neboť ze stavové rovnice plyne $T \sim (\mu/\rho) P$.



Obr. 5.13. Schematický diagram barva-svítivost pro hvězdy v kulové hvězdkupě. Kulové hvězdkupy mají většinou velmi malé variances v těchto diagramech. Mladé hvězdy s velkou svítivostí na hlavní posloupnosti chybí. Zato je výrazná jak větev obrů, tak i horizontální větev, kde jsou hojně zastoupeny pulsující proměnné typu RR Lyrae. Bod odklonu diagramu od hlavní posloupnosti je jasně patrný již u hvězd typu F.

Jelikož svítivost $L \sim T^4$, pak by z jednoduché úvahy plynulo, že $L \sim \mu^4$, avšak opacita hvězdné látky, která ovlivňuje přenos energie, závisí jak na hustotě, tak na teplotě podle Kramerova zákona $\sim \rho T^{-3,5}$. Svítivost je nepřímo úměrná opacitě, a proto $L \sim \mu^{7,5}$.

Změna poloměru a svítivosti hvězdy nenastane najednou. V počátečních stadiích života hvězdy jsou změny pozvolné, ale zrychlují se, jakmile je podstatná část vodíku v nitru vyčerpána.

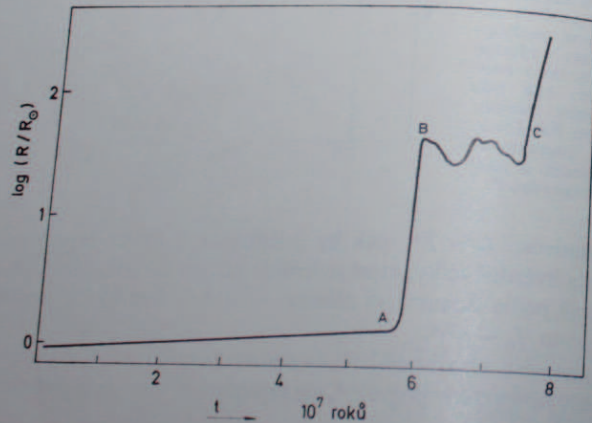
Naše Slunce, jehož stáří se odhaduje na $4,5 \cdot 10^9$ let, je hvězdou v pokročilejším stadiu vývoje na hlavní posloupnosti. Výpočty pro model původního Slunce s váhovým množstvím vodíku 71 % a helia 27 % se dospělo k údajům shrnutým v tabulce 5.3.

Tabulka 5.4

Stavba Slunce

Vzdálenost od středu r/R [1000 km]	P Tlak [10^5 MPa]	T Teplota [10^6 K]	ρ Hustota [10^3 kg m ⁻³]	ϵ Energie [10^{-4} W kg ⁻¹]	Obsah vodíku [%]
0,00	0	221 000	134	19	
0,04	28	200 000	121	13	49,4
0,10	70	135 000	85,5	7,3	52,0
0,20	139	45 900	9,35	3,7	61,1
0,30	209	11 600	6,65	1,9	72,3
0,40	279	2 670	4,74	0,8	74,4
0,50	348	604	3,42	0,3	75,0
0,60	418	137	2,49	0,1	75,0
0,70	488	30	1,80	—	75,0
0,80	556	6	1,28	—	75,0
0,84	585	3,01	1,04	0,02	
0,90	627	0,78	0,605	0,009	
0,98	682	0,011	0,111	0,0008	
1,00	696	0,0006	0,0058	$3 \cdot 10^{-8}$	

Podle těchto výsledků má dnešní Slunce o 40 % větší svítivost a o 5 % větší poloměr než v době svého vzniku, kdy se stalo hvězdou hlavní posloupnosti.

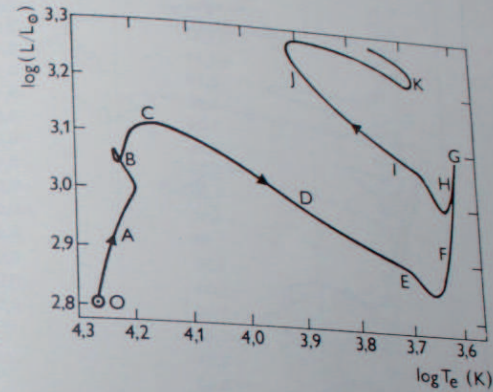


Obr. 5.14. Změna poloměru hvězdy o hmotnosti $5M_{\odot}$. (R_{\odot} ~ poloměr Slunce.) V bodě A dochází k vyčerpání vodíku v jádru hvězdy; v bodě B dochází k 3% reakci a v bodě C přechází hvězda do stadia, kdy se již uplatňuje spalování uhlíku.

Vývoj různých typů hvězd

5.10.

Rychlost s jakou spotřebovává hvězda zásoby vodíku a později helia při jaderných reakcích závisí nepochybně především na hmotnosti hvězdy, ale rozhoduje i chemické složení. Pokud ve hvězdě je například nedostatek těžších prvků než helium, pak ani při vyšších teplotách nebude snadno probíhat CNO cyklus. Takové zásadní rozdíly v chemickém složení nesporně jsou. V kapitole o struktuře Galaxie je podrobněji pojednáno o dvou populacích hvězd. Populace I tvoří plochou složku Galaxie (a galaxií podobných). Populace II tuto plochou složku více méně kulově symetricky obklopuje. Do populace I náleží objekty mladé, např. O a B hvězdy, kdežto staré hvězdy (např. proměnné RR Lyrae) jsou charakteristickou složkou populace II.



Obr. 5.15. Vývoj hvězdy o hmotnosti $5M_{\odot}$. Jednotlivé fáze vývoje jsou podrobně popsány v textu.

Relativní zastoupení prvků v populaci I a II je rozdílné. Staré objekty jsou poněkud ochuzeny o těžší prvky, což nesporně souvisí s vývojem Galaxie. Je velmi pravděpodobné, že v populaci II těžší prvky v hojné míře nikdy nebyly a naopak, mladá populace I vzniká z látky obohacené těmito prvky v důsledku předchozích procesů nukleogeneze. To má i vliv na průběh života hvězdy. V následujícím výkladu je uveden příklad vývoje hvězdy o hmotnosti přibližně $M = 5M_{\odot}$, avšak nutno mít neustále na paměti, že vypočtenou vývojovou stopu v diagramu spektrum-svítivost nelze bezprostředně použít, byť s příslušným prodloužením jednotlivých stadií na vývoj méně hmotných hvězd.

Příklad vývojové stopy na obr. 5.15 slouží spíše jako ilustrace průběhu hvězdného života. Méně hmotné hvězdy procházejí obdobnou vývojovou stopou, ale mnohem pomaleji a vývojová stopa je poněkud jednodušší (viz obr. 5.16 a 5.17).

K ilustraci vývoje hvězdy byl vybrán model vypočtený Ibenem pro hvězdu o hmotnosti $5M_{\odot}$ a chemickém složení typickém pro populaci I. Písmena v závorkách označují jednotlivé úseky na vývojové stopě.

(-) *protohvězda*. Rychlé gravitační hroucení mezihvězdného (hustého) oblaku prachu a plynu. Přeměna gravitační energie v tepelnou a postupné zahřívání nitra vznikající hvězdy; ionizace atomů.
 (0) *ZAMS* (zero age main sequence) stádium hvězd na hlavní posloupnosti,

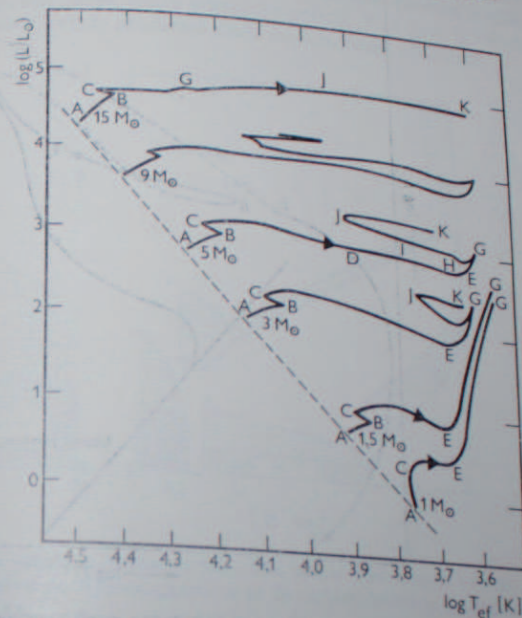
Tabulka 5.5
 Počáteční hlavní posloupnost odvozená z otevřených hvězdotokup

$B-V$	M_V	$U-B$	M_V
-0,25	-2,10	-0,90	-2,12
-0,20	-1,10	-0,80	-1,60
-0,15	-0,15	-0,70	-1,04
-0,10	+0,58	-0,60	-0,52
-0,05	+1,21	-0,50	-0,03
0,00	+1,62	-0,40	+0,34
+0,05	+1,84	-0,30	+0,75
+0,10	+2,10	-0,20	+1,02
+0,20	+2,58	-0,10	+1,26
+0,30	+3,04	0,00	+1,62
+0,40	+3,56	+0,05	+1,84
+0,50	+4,23	+0,08	+2,10
+0,60	+4,79	+0,07	+2,58
+0,70	+5,38	+0,02	+3,04
+0,80	+5,88	0,00	+3,56
+0,90	+6,32	0,00	+4,23
+1,00	+6,78	+0,06	+4,79
+1,10	+7,20	+0,24	+5,38
+1,20	+7,66		
+1,30	+8,11		
+1,40	+8,60		

Tabulka 5.6
 Časové škály pro jednotlivá období hvězdného vývoje (v letech)

Hmotnost M/M_\odot	O, A-B	C-E	F-G	G-I	J-K
1	$9 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^9$	10^8	—	—
1,5	$1,6 \cdot 10^9$	$4,5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^8$	—	—
3	$2,3 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^7$	$4,2 \cdot 10^6$	$6,6 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^6$
5	$6,8 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^6$	$4,9 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^5$	$9,3 \cdot 10^4$
9	$2,2 \cdot 10^7$	$2,4 \cdot 10^5$	$6,5 \cdot 10^4$	$3,8 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$
15	$1,0 \cdot 10^7$	$7,6 \cdot 10^4$	—	$1,5 \cdot 10^4$	$3,5 \cdot 10^4$

kteřou možno označit jako posloupnost nulového věku. Počátek spalování vodíku. (A-B) počáteční vývoj na hlavní posloupnosti. Vodík je spotřebován v jádru. (C) *odstín z hlavní posloupnosti*. Vodík v jádru je vyčerpán. Vytváří se heliové jádro s rovnoměrným rozložením teploty a vodík se spaluje ve slupce obalující toto jádro. Celková svítivost hvězdy poněkud stoupla a povrchová teplota poklesla oproti stavu ZAMS.

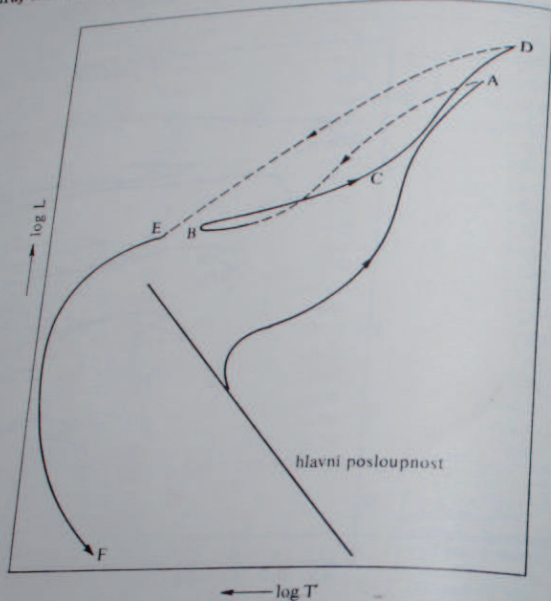


Obr. 5.16. Vývoj hvězd s různou hmotností. Symboly pro jednotlivá stadia vývoje jsou shodné jako na obr. 5.15 a jsou podrobně vysvětleny v textu.

(D-E) *přesun do oblasti obrů v diagramu spektrum-svítivost*. Rychlá kontrakce jádra, rozpínání vnějších vrstev a zeslabení vrstvy, ve které se spaluje vodík. Povrchová teplota silně poklesla při nevelkém poklesu celkové zářivosti. (F-G-H) *období obrů*. Hvězda zvyšuje množství vyzařované energie, do vnější vrstvy se přenáší energie konvekci (konvektivní vrstvy) a He v nitru hvězdy se spaluje na těžší prvky. (I, J) *nestabilní období (období cefeid?)*. Smršťování vnější konvektivní vrstvy. (K-) *období nadobrů?* He v nitru vyčerpáno a spaluje se ve slupce obsahující jádro.

Ve vývojovém schématu stopa mezi body 0 a A odpovídá období, kdy je hvězda na posloupnosti nulového věku. Bod B odpovídá stavu, kdy kritické množství vo-

díku je spotřebováno a nastává hoření ve slupce kolem jádra, které je nyní složeno z helia. Vodíková hořící slupka je nejdříve dosti silná, avšak v průběhu se stále více hmoty hvězdy soustřeďuje ve zvětšujícím se jádru a slupka se ztenčuje. Jakmile hmotnost jádra pod slupkou překročí určitou kritickou mez poruší se rovnováha jádra, které se rychle smršťuje a v důsledku toho dochází k prudkému vzrůstu



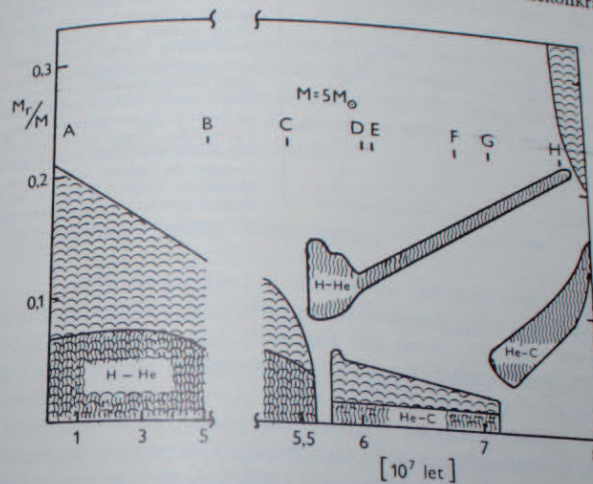
Obr. 5.17. Pravděpodobná vývojová stopa hvězdy s menší hmotností po opuštění hlavní posloupnosti. Vyčárkované části křivky mezi body A—B a D—E vyznačují velmi rychle probíhající dynamické fáze vývoje, kdy dochází ke smršťování vnitřní oblasti hvězdy. Hvězda je dostatečně hmotná, aby došlo v pozdějším vývoji ke spalování helia i uhlíku, avšak vnitřní teplota nikdy nevystoupí tak vysoko, aby došlo ke vzniku prvků skupiny železa.

teploty ve zbytku slupky. Ta produkuje nyní podstatně více energie a způsobí, že vnější vrstvy hvězdy expandují. Je to stádium C→E. Množství vyzářené energie za jednotku času je sice větší, ale nevyrovná zvětšení povrchu hvězdy a efektivní teplota klesá. Svitivost se změní jen nepatrně, kdežto poloměr R značně. Hvězda se tak stává v krátkém čase, který uplyne mezi stadiem C a E, červeným obrem a další vývoj je podmíněn spalováním helia.

Méně hmotné hvězdy méně trpí strukturálními změnami. Oblast, ve které hoří

vodík je relativně mnohem rozsáhlejší jak v počátečním, tak pozdějším vývoji, kdy již hoří vodík ve slupce.

V pozdějším vývoji se u hvězd podobných Slunci vytvoří rozsáhlá konvektivní zóna v povrchových vrstvách, která podstatně změní způsob přenosu energie z nitra hvězdy. V tomto období stoupá svítivost, ale klesá teplota. Naproti tomu hmotné hvězdy při stejné svítivosti poněkud zvyšují teplotu a v diagramu spektrum-svitivost obsazují tak horizontální větev žlutých obrů. Při tomto přesunu procházejí oblastí nestability, kdy vnější vrstvy periodicky pulsují. V té době je hvězda ve stadiu cefeid a hmotné hvězdy procházejí tímto stadiem patrně několikrát.



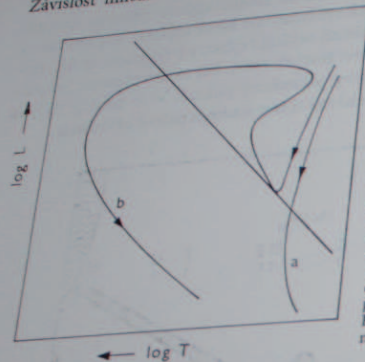
Obr. 5.18. Vnitřní stavba hvězdy o hmotnosti $5M_{\odot}$ jako funkce času. Oblasti konvekce jsou vyznačeny vodorovnými vlnkami. Význam písmen A až H viz text. Model je poněkud odlišný oproti modelům v tabulce 5.6.

Velmi hmotné hvězdy $M \sim 15M_{\odot}$ procházejí z počátečního údobí velmi rychle do stadia obrů, neboť $3x$ proces, kterým se spaluje helium na těžší prvky se uplatní téměř okamžitě, jakmile hvězda opustí hlavní posloupnost.

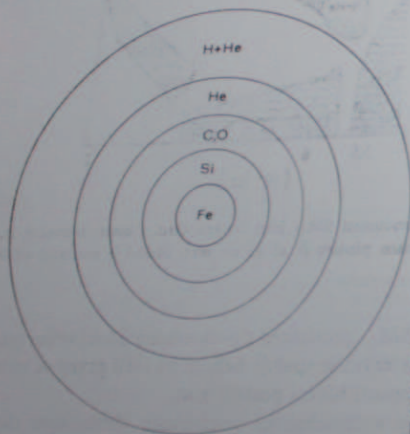
Na celkové hmotnosti hvězdy a částečně na počátečním chemickém složení hvězdné látky závisí nejen průběh života hvězdy, ale ještě více tyto parametry rozhodují o konečném osudu hvězdy, jak je o tom blíže pojednáno v kapitole 5.7.

Je nepochybné, že u celé řady hvězd mohou v určitém vývojovém stadiu proběhnout děje vedoucí k jejich destrukci. Zvláštní situace – podle některých teoretických výpočtů – nastává pro hvězdy s hmotností $M \sim 1M_{\odot}$, a to v okamžiku, kdy v nitru vzniknou podmínky pro spalování helia. Elektronový plyn je v té době

již v degenerovaném stavu a vzrůst teploty případným 3x procesem nevede již k podstatnému vzrůstu tlaku, a tím ani k zmírnění růstu teploty expanzí hvězdy. Závislost množství vzniklé energie za jednotku času na teplotě je velmi strmá



Obr. 5.19. Vývojové stopy hvězd s velmi malou hmotností. Křivka a je vývojová stopa hvězdy s hmotností menší než $0,1 M_{\odot}$. V takové hvězdě se nezapálí jádro reakce, svítivost i teplota hvězdy postupně klesá. Takovou hvězdu možno spíše přirovnat k velké planetě než k normální hvězdě. Křivka b znázorňuje vývojovou stopu hvězdy o hmotnosti $\leq 0,4 M_{\odot}$. Po dosažení hlavní posloupnosti dochází u této hvězdy k přeměně vodíku na helium, nikdy vnitřní teplota porfěbného maxima nutného ke spalování hélia. Vývojová stopa v pozdějším vývoji sice připomíná vývojovou stopu hmotných hvězd, ale hvězda se nedostane do oblasti bílých trpaslíků se předchozí změny hélia v těžší prvky. Hvězda s velmi malou hmotností setrvává na hlavní posloupnosti velmi dlouho.



Obr. 5.20. Rozložení prvků ve hvězdě s velkou hmotností v závěrečných fázích vývoje. Hvězda má železné jádro, které je obklopeno oblastí s vysokým procentem atomů křemíku, dále následuje vrstva, kde převažuje uhlík a kyslík, kdežto ve vnějších vrstvách převažuje stále ještě vodík a helium.

($e \sim T^{30}$), a kT proto prudce stoupá, dokud nepřekročí energii Fermiho, tj. dokud degenerovaný stav se opět nezmění ve stav ideálního plynu. V nitru hvězdy vznikne tzv. heliový záblesk. Svítivost L , nitra přestoupí značně svítivost L vnějších vrstev, neboť energie se nestačí za tak krátkou dobu vyzářit. Nedegenerovaný plyn poté prudce zvýší tlak v centru hvězdy a může dojít k její explozi. Je to fáze,

kteří odpovídá značné hydrostatické nestabilitě a není vyloučeno, že tak dochází k výbuchu supernovy typu I u hvězd podobných Slunci (viz kapitolu o supernovách).

V podstatě obdobná nestabilita postihuje hmotnější hvězdy v období po vyhoření heliového jádra hvězdy. Při centrálních teplotách $T_c > 5 \cdot 10^8$ K a hustotách $\rho \sim 5 \cdot 10^6$ g cm⁻³ dochází ke spalování uhlíku. Avšak vysoká produkce neutrin (viz stať o neutrinu) značně ovlivňuje energetickou bilanci hvězdy, a dokonce může tím i dojít k ochlazení nitra hvězdy a k zastavení počínajícího procesu spalování uhlíku.

Teprve když hustota jádra v důsledku dalšího hroucení hvězdy vzroste na 10^{10} g cm⁻³, dojde k *explozivnímu zapálení uhlíku* a teplota stoupne až na 10^{10} K. Exploze způsobí expanzi celé hvězdy v časovém intervalu srovnatelném s dobou volného pádu vnějších vrstev do středu hvězdného tělesa. Je pravděpodobné, že tento děj vede k výbuchu supernovy typu II. Možných mechanismů, vedoucích ke vzniku supernovy, je zřejmě více a některé další podrobnosti jsou diskutovány i na jiných místech této knihy.

Vývoj těsných dvojhvězd

5.11.

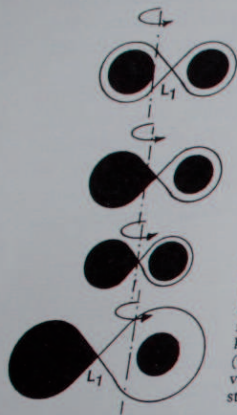
Průběh života hvězd na hlavní posloupnosti tak, jak je popsán v minulých kapitolách, vyhovuje především pro izolovanou hvězdu, u které se hmotnost během vývoje prakticky nemění. Podstatně jiná situace nastává u těsných dvojhvězd, kdy hmota z jedné složky může přecházet na složku druhou. (Viz kapitolu o zákrytových dvojhvězdách.)

Kolem každé dvojice těles existují jisté plochy stejného gravitačního potenciálu – kritické ekvipotenciální plochy vyznačující tzv. Rocheovu mez (viz kapitola 2.30), která v řezu kolmém na oběžnou dráhu i v řezu vedeném oběžnou dráhou připomíná lemniskatu, prostorově se skládá ze dvou laloků dotýkajících se v libračním bodě L_1 . Nutno připomenout, že fezy jsou vedeny oběma těžišti. Uvnitř každého laloku se pohybuje třetí malé těleso tak, že obíhá pouze kolem příslušné hvězdy. Pouze v bodě L_1 , (kde pro pohybující se bod veškerá přitažlivá síla obou hvězd mizí) může přecházet z dráhy kolem jedné hvězdy na dráhu kolem hvězdy druhé.

Jsou-li obě hvězdy relativně malé ve srovnání s rozměry kritické Rocheovy meze, pak je to systém oddělený. Může ovšem nastat případ, že vzdálenost mezi oběma složkami a poměr hmotnosti je takový, že jedna z hvězd vyplňuje kritickou mez. Pak se jedná o tzv. polodotkový systém, neboť hvězda se dotýká v libračním bodě laloku náležejícímu druhé hvězdě. Je snadno pochopitelné, že hmota hvězdy vyplňující kritickou mez může v libračním bodě přecházet na hvězdu druhou. Vyplňují-li obě hvězdy kritickou mez, jedná se o dotkový systém a dochází k vzájemné výměně hmoty mezi oběma složkami.

Skutečnost, že hmota může přecházet z jedné složky na druhou, má podstatný

vliv na vývoj těsných dvojhvězd. Jako příklad možno uvést následující případ: těsná dvojhvězda je původně složena z hvězd o rozličné hmotnosti. Hmotnější hvězda prochází rychlejším vývojem ve srovnání se složkou méně hmotnou. Vývoj na hlavní posloupnosti probíhá jako u normální hvězdy, ale jen do té doby, dokud v důsledku rostoucího poloměru nevyplní hmotnější hvězda Rocheovu mez. To



Obr. 5.21. Schéma vývoje těsné dvojhvězdy o hmotnosti složek $2M_{\odot}$ a $1M_{\odot}$. V raném stadiu jsou obě hvězdy na hlavní posloupnosti a nevyplňují Rocheovu mez. Hmotnější složka však dříve opouští hlavní posloupnost, zvětšuje poloměr tak, až vyplní Rocheovu mez. V důsledku toho dochází k přetékání hmoty z hmotnější složky na méně hmotnou. Těžiště soustavy se posouvá blíže k Lagrangeovu libračnímu bodu. Zvýšení průměrné hodnoty μ (v nitru bývalé hmotnější složky již převažuje helium) vyvolá vzrůst vzdálenosti mezi složkami. Výměna hmoty ustane a rychleji ze-
stárá složka se změní v červeného obra.

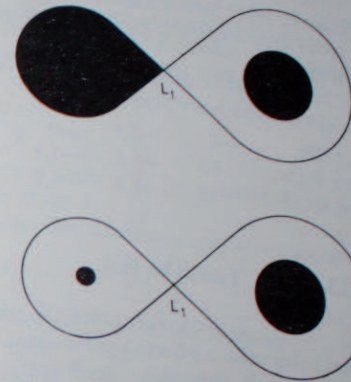
nastane přibližně v době, kdy podstatná část vodíku v jejím nitru je spotřebována. Od toho okamžiku přetéká hmota z hmotnější hvězdy na hvězdu méně hmotnou do té míry, že poměr hmotností se obrátí. Konečný výsledek je ten, že se pozoruje dvojhvězda, která je zdánlivě v rozporu s běžnými představami o vývoji hvězd: hmotnější složka je relativně mladá hvězda, kdežto méně hmotná již opustila hlavní posloupnost. Podle běžných představ o vývoji na hlavní posloupnosti by tomu mělo být obráceně. Ve skutečnosti složka v pokročilejším stadiu vývoje byla původně hmotnější a ztratila podstatnou část hmoty ve prospěch méně hmotné hvězdy, která ještě nevyčerpala zásobu vodíku.

Tomuto vývoji napomáhá i změna vzdálenosti mezi složkami. Za předpokladu kruhové dráhy, zachování hybnosti a celkové hmoty systému platí, že

$$\sqrt{a} \frac{\mu}{1 + \mu^2} = \text{konstantní}, \quad (5.11.1)$$

kde a je vzdálenost a $\mu = M_2/M_1$ je poměr hmotností obou složek. Je zřejmé, že a bude minimální pro $M_2 = M_1$, tj. $\mu = 1$, maximální pro $\mu \gg 1$ nebo $\mu \ll 1$. Zmenšení a znamená i zmenšení oblasti vyplněné Rocheovou mezí. V době, kdy obě složky mají stejnou hmotnost, jsou si nejbliže a nastává nejrychlejší přesun hmoty z velké, vývojově pokročilejší složky na složku druhou.

Podobným dějem je možno vysvětlit zajímavou okolnost, že bílí trpaslíci jsou průvodci hvězd hlavní posloupnosti. Původní poměr μ a vzájemná vzdálenost byla taková, že hmotnější složka po vyplnění kritického objemu ztratí téměř celý vnější vodíkový obal. Podstatnou částí hmoty zůstává jádro složené z helia. Vnitřní tlak je nízký a teplota nepostačuje k zapálení 3. z procesu a zbytek hvězdy se



Obr. 5.22. Závěrečná fáze vývoje dvojhvězdy: bývalá hmotnější složka se v závěru vývoje červeného obra změnila v bílého trpaslíka a druhá složka, s poněkud zvýšenou hmotností, prochází normálním vývojem na hlavní posloupnosti.

zhroutí v bílého trpaslíka. Tento vývoj je tak rychlý, že druhá složka je stále ještě na hlavní posloupnosti. Jako příklad může sloužit Sirius. Hlavní hvězda je typu A2 V, kdežto průvodce je bílý trpaslík. Obdobný proces může vysvětlit i přítomnost ojedinělých modrých hvězd ve starých kulových hvězdokupách: jsou to složky těsných dvojhvězd, které získaly dodatečně hmotu z druhé složky a přesunuly se zdola vzhůru podél hlavní posloupnosti v diagramu spektrum-svitivost.

5.12. Funkce svítivosti

Pro posouzení vlastností hvězd ve vybraném prostoru, např. v okolí Slunce, ve hvězdokupě apod., je často důležitý počet hvězd v určitém intervalu svítivosti v jednotkovém objemu, tedy například počet hvězd $N(M)$ v intervalu absolutních jasností $M \pm 0,5$ v 1 kpc³. Průběh závislosti $N(M)$ na M vyjadřuje funkce svítivosti $\Phi(M)$. Průběh funkce svítivosti pro hvězdy ve slunečním okolí do 10 pc je na obr. 6,2, kdy počet hvězd do $M = 18$, je považován za úplný. Maximum je kolem 15,7, což znamená, že nejvíce je slabých hvězd se svítivostí jen 10^{-4} svítivosti Slunce.

Odlíšnou funkci svítivosti mají skupiny mladých hvězd, kde je větší počet hvězd s velkou luminozitou. Naopak kulové hvězdokupy mají rozdělení počtu hvězd podle svítivosti podobné jako okolí Slunce, pokud se do počtu nezahrnou červení

obří. Funkce svítivosti závisí na stupni vývoje, a tedy i stáří vybraného souboru hvězd. Obecně platí pro původní funkci svítivosti $\Phi_0(M)$ vztah

$$\Phi_0(M) \approx \Phi_1(M) \frac{t_0}{t(M)}, \quad (5.12.1)$$

$\Phi_1(M)$ je funkce svítivosti pro současné sluneční okolí, t_0 čas uplynulý od vzniku Galaxie, $t(M)$ životní doba hvězdy o svítivosti M . (Vztah platí dostatečně přesně, pokud se do empirické křivky, vyjadřující $\Phi(M)$, zahrnují jen hvězdy hlavní posloupnosti.)

Jako příklad lze uvést orientační hodnoty $\Phi_1(M_v)$ a $\Phi_0(M_v)$ pro hlavní posloupnost v okolí Slunce v objemu 1 pc^3 .

M_v	-5	-2,5	0	2,5	5	7,5	10	
$\log \Phi_1(M_v)$	-8,1	-6,3	-4,9	-3,7	-3	-2,8	-2,8	12,5
$\log \Phi_0(M_v)$	-4,6	-3,9	-3,4	-3,3	-3	-2,8	-2,6	-2,0

5.13. Vznik hvězd

O počáteční, právě tak jako o konečné fázi vývoje hvězd je známo zatím velmi málo z přímých pozorování. Hvězdy se s velkou pravděpodobností – a často v celých skupinách – tvoří gravitačním smršťováním mezihvězdné hmoty. Kulový oblak mezihvězdné hmoty se při kontrakci zahřívá až do okamžiku, kdy se v nitru takového útvaru zažehne nukleární reakce. Poté se nová hvězda ocitne v relativně krátké době na hlavní posloupnosti v místě, které je určeno její počáteční hmotou. Skupiny hvězd typu O a B obsahují pouze mladé hvězdy (stáří 1 milión až 10 miliónů let), které vznikly z dosud pozorovatelných mračen mezihvězdného plynu, jež je doprovází. Na druhé straně nejsou známy žádné mladé hvězdy v kulových hvězdokupách, jelikož mezihvězdná hmota – stavební materiál hvězd – je tam úplně spotřebována.

Skutečnost, že mladé hvězdy spektrálního typu O a B se vyskytují v blízkosti relativně hustých mezihvězdných mračen, naznačuje genetickou souvislost mezi mezihvězdnou hmotou a hvězdami. Avšak než se tak stane, zárodečný stav hvězdy musí překonat velké změny. Střední hustota mezihvězdných mračen je pouze 10^{-22} střední hustoty průměrné hvězdy. Rozměry mezihvězdných oblaků, ze kterých se jednotlivá tělesa tvoří, jsou řádově $0,3 \text{ pc} \sim 10^{16} \text{ m}$, kdežto průměry hvězd na hlavní posloupnosti jsou řádově 10^8 m . Teplota mezihvězdného plynu je 50 až 100 K (s výjimkou ionizovaných oblastí vodíku), kdežto centrální teplota hvězd je řádově 10^7 K .

Je tedy zřejmé, že zárodek hvězdy je velmi pravděpodobně nepříliš hustý oblak mezihvězdného plynu s malým vnitřním tlakem, který pod vlivem vlastního gravitačního pole se zhroutí v čase odpovídajícím době volného pádu nejbližších částic do středu oblaku, což je 10^5 let až 10^6 let. Patrně je možná i cesta do jistě

míry opačná, tj. vývoj z velmi hustého stavu. Nicméně fyzikálně přijatelný popis je v podstatě kontrakce (smršťování) mezihvězdného oblaku pod vlivem vlastní gravitace nebo účinkem tlaku plynu v okolí.

Již r. 1854 Helmholtz a později Kelvin ukázali, že např. smršťování Slunce by mohlo být zdrojem zářivé energie. Za zjednodušených předpokladů plynná koule zůstane v rovnováze, jestliže mezi celkovou kinetickou energií E_k a potenciální (gravitační) energií E_p platí vztah $2E_k + E_p = 0$ (E_p má záporné znaménko). Jestliže však součet obou energií je negativní, dojde ke smršťování plynné koule. Pod pojmem plynná koule lze ovšem rozumět i útvar složený z částic kosmického prachu apod. Gravitační energie je dána známým vztahem

$$E_p = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} q, \quad (5.13.1)$$

kde G je gravitační konstanta, M hmotnost koule a R její poloměr. Koeficient q závisí na rozdělení hustoty v tělese a je blízký 1.

Jestliže by Slunce (či hvězda) zářilo v důsledku smršťování, pak ztráta energie

$$-\frac{dE}{dt} = \text{svítivost} = L = -\frac{1}{2} \frac{GM^2}{R} \frac{dR}{dt}. \quad (5.13.2)$$

Čas t_k potřebný k úplnému zhroutení hvězdy je přibližně dán vztahem

$$t_k = \frac{GM^2}{2LR}. \quad (5.13.3)$$

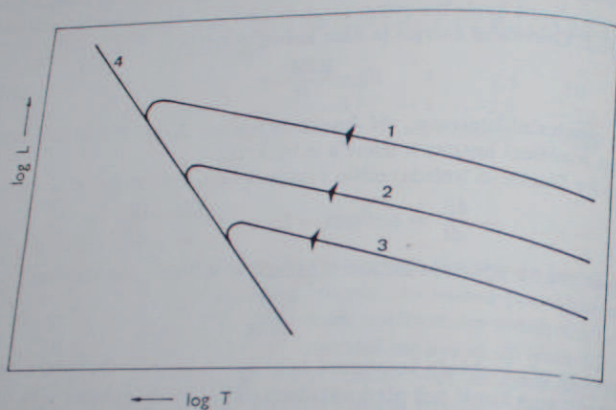
Pro Slunce za předpokladu konstantní svítivosti L je $t_k = 2 \cdot 10^7$ let, tedy doba, která je podstatně kratší než předpokládané stáří sluneční soustavy. To je také příčina, proč zdrojem energie ve Slunci nemůže být gravitační smršťování. Pro hvězdu o hmotnosti M , svítivosti L a poloměru R , vyjádřených v jednotkách $M_\odot = 1$, $L_\odot = 1$ a $R_\odot = 1$, platí pro Kelvinovu-Helmholtzovu dobu kontrakce

$$t_k, \text{ hvězda} \sim t_k, \text{ Slunce} \frac{M^2}{LR} = 2 \cdot 10^7 \frac{M^2}{LR}. \quad (5.13.4)$$

Hvězdy spektrálních typů O a B, které mají hmotnosti $10 M_\odot$ až $100 M_\odot$, by se tedy zhroutily v průběhu tisíce až stotisíce let. Hodnota t_k sice neudává dobu, po kterou normální hvězda žije, avšak přibližně se rovná časovému intervalu, který uplyne mezi okamžikem, kdy ve hvězdě sice ještě není plně zažehnuta jaderná reakce, ale již nabyla hvězdného tvaru, a okamžikem, kdy dosáhne rovnovážného stavu jako ustálená hvězda na hlavní posloupnosti s jadernou reakcí $\text{H} \rightarrow \text{He}$.

Gravitační energie je skutečně zdrojem energie hvězd, ale jen po určitá období, velmi krátká ve srovnání s životní dobou průměrné hvězdy. Jedno z těchto období je před dosažením hlavní posloupnosti. Výchozím předpokladem je, že předhvězdné stadium hvězdy začíná v okamžiku, kdy se začne gravitačně smršťovat takové množství hmoty, které odpovídá přibližně hmotnosti budoucí hvězdy. To znamená, že například Slunce vzniklo z předhvězdného útvaru, který měl jen nepříliš větší hmotnost než $2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$.

Poměrně jednoduché řešení tohoto problému možno nalézt za předpokladu, že přenos energie se děje pouze zářením. V takovém modelu povrchová teplota dovolna roste, poloměr se rovnoměrně zmenšuje a těsně před dosažením hlavní posloupnosti svítivost dosáhne vrcholu, aby ihned nepatrně poklesla. Tento mírný pokles svítivosti by byl způsoben tím, že zažehnutím jaderné reakce v nitru hvězdy dojde k zvýšení teploty centrálních oblastí, což má ovšem ihned za následek mírné zvětšení poloměru a pokles svítivosti.



Obr. 5.23. Vývojová stopa hvězd s různou hmotností před dosažením hlavní posloupnosti za předpokladu, že energie se snadno vyzářuje z nitra smršťující se hvězdy. Látka v takové hvězdě by měla velmi malou opacitu a nevznikly by konvektivní proudy. Křivka 1 znázorňuje vývojovou stopu velmi hmotné hvězdy. Křivka 3 hvězdy s malou hmotností, přímka 4 znázorňuje průběh hlavní posloupnosti.

Ovšem při bližším zkoumání vlastností smršťující se hvězdy se zjistilo, že velice snadno zde může, prakticky v celém objemu hvězdného tělesa, převládnout přenos energie prouděním.

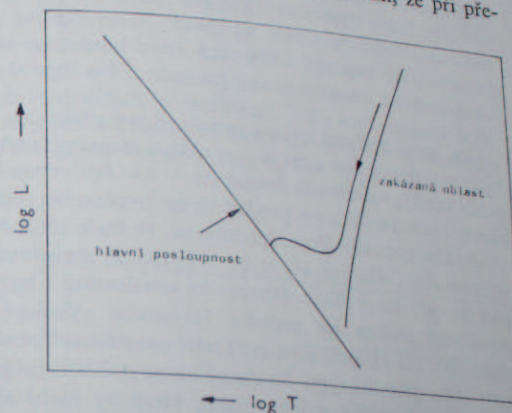
Podmínka pro vznik konvektivních proudů

$$\frac{dT}{T} > \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dP}{P} \quad (5.13.5)$$

je splněna a předpoklad, že veškerá energie ve hvězdě je přenášena zářením, je nesprávný. Ukázalo se dále, že nelze použít jako okrajovou podmínku předpoklad, že povrchová hustota i teplota (vzhledem k hustotám a teplotám uvnitř hvězdy) jsou nulové.

Zavedením přesnějších okrajových podmínek pro hvězdný zárodek, ve kterém konvektivní proudy mají důležitou úlohu při přenášení energie, se dospělo k podstatně jinému schématu předhvězdného vývoje.

Zjistilo se, že v diagramu spektrum-svítivost jsou určité oblasti zakázané, což znamená, že pro danou povrchovou teplotu a svítivost nelze nalézt rozumné řešení rovnice, které popisují strukturu hvězdného tělesa. Tato oblast se nazývá podle japonského badatele, který se první zabýval tímto problémem, Hayashiho zakázaná oblast diagramu spektrum-svítivost. Hayashi též teoreticky odvodil, že při pře-



Obr. 5.24. Schematické znázornění vývojové stopy hvězdy před dosažením hlavní posloupnosti podle Hayashiho. (Viz též obr. 5.2.5)

stupu ze zakázané zóny diagramu do oblasti, kde již lze nalézt řešení pro soustavu rovnic popisujících hvězdnou stavbu, má budoucí hvězda mnohem větší svítivost než později na hlavní posloupnosti, avšak její povrchová teplota je velmi nízká.

Počáteční stadium vývoje budoucí hvězdy – protohvězdy – je do značné míry ovlivněno tím, jak rychle je vyzářena energie vznikající kontrakcí hvězdného materiálu. Na počátku jsou vnější vrstvy protohvězdy průhledné, zejména pro tepelné záření, a vyzářování je tak dokonalé, že povrchová teplota nevystoupí nad 20 ÷ 30 K. Se zmenšujícím se poloměrem roste průměrná hustota vnějších vrstev, opacita hvězdného materiálu se zvětšuje, vnitřní teplota roste. Svítivost hvězdy sice nejdříve prudce roste, avšak jakmile absorpce záření překročí určitou mez, růst svítivosti se zastaví a posléze pozvolna klesá. V této fázi dochází ve hvězdném materiálu k disociaci molekul, rozpadu mezihvězdných pevných částic a postupné ionizaci atomů, což spotřebuje část tepelné energie a vede k sestupu svítivosti. Až je téměř veškerý materiál ionizován, zvolní se smršťování a protohvězda se pozvolna posouvá v diagramu spektrum-svítivost k hlavní posloupnosti. Průběh vývoje hvězdy v diagramu spektrum-svítivost, tak jak je zde popsán, se nazývá Hayashiho vývojová stopa. V této fázi vývoje je hlavním zdrojem energie gravitační smršťování,

kteřím ovšem nemůže trvat déle, než je Kelvinova-Helmholtzova časová škála, tedy například u Slunce přibližně $2 \cdot 10^7$ let.

Ve skutečnosti se však těsně před dosažením hlavní posloupnosti zažehnou již některé jaderné reakce a vstup do konečného stadia stabilní hvězdy na hlavní posloupnosti je v poslední fázi poněkud pozdržen. Celková doba kontrakce je pro hvězdy s různou hmotností (vyjádřena v hmotnosti Slunce) shrnuta v tabulce

M	t (roků)	M	t (roků)
100	$2 \cdot 10^4$	3	$2,5 \cdot 10^6$
30	$3 \cdot 10^4$	2	$7 \cdot 10^6$
12	$8 \cdot 10^4$	1	$4 \cdot 10^7$
5	$6 \cdot 10^5$	0,3	$4 \cdot 10^8$

Čas, který budoucí hvězda potřebuje, aby překročila ještě jako protohvězda hranici mezi dovolenou a zakázanou oblastí diagramu spektrum-svitivost, by měl být velmi krátký, jen několik desítek let. V této fázi vývoje je ovšem svítivost takového objektu velmi malá a její prudký vzrůst (možno říci rozblesk) by se měl uskutečnit v několika týdnech. Pravděpodobnost, že bude možno takový úkaz pozorovat, je velmi malá. Odhaduje se, že by bylo možno registrovat jen asi jeden takový případ za 500 let v okolí Slunce do vzdálenosti 1 kpc. Je těžké nutno uvážit, že povrchová teplota na počátku Hayashiho vývojové stopy by byla většinou nízká (2000 K až 3000 K) a nová ještě neustálená hvězda by se měla jevit jako červený obr zvláštního typu. Současně nutno počítat s jistým účinkem zbytku původní mezihvězdné hmoty v jejím okolí, který by mohl absorbovat podstatnou část záření.

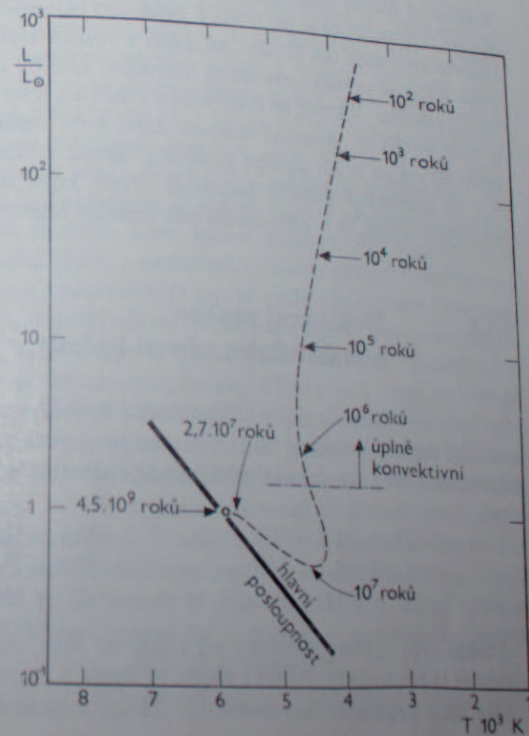
Prozatím je známo jen několik málo případů podobajících se protohvězdám a které právě překročily ze zakázané oblasti diagramu spektrum-svitivost na dovolenou vývojovou stopu. S největší pravděpodobností je to proměnná hvězda FU Orionis, jejíž svítivost v letech 1936—37 během tří měsíců vzrostla 250krát (o 6 magnitud). Ovšem i v tomto případě byly vysloveny pochybnosti, zda skutečně jde o rozblesk protohvězdy. Ve skutečnosti by měl jev probíhat ještě rychleji a ve větším rozsahu svítivosti.

V posledních letech byla publikováno mnoho prací, které Hayashiho hypotetický vývoj hvězd korigují v tom smyslu, že počáteční hustota hvězdné látky je mnohem menší, než předpokládá Hayashi. V tom případě by nenastal prudký vzrůst svítivosti. Kromě toho některé nové teoretické výzkumy berou v úvahu i rotaci protohvězd a magnetické pole, což pochopitelně výpočty značně komplikuje. Skutečný průběh vývoje protohvězdy se však zřejmě neliší zásadně od procesu, který je v této kapitole naznačen, pokud přijímáme teorii, že hvězdy vznikají z rozptýlené mezihvězdné hmoty postupným smršťováním.

Hvězdy ve stadiu těsně před dosažením hlavní posloupnosti jsou s velkou pravděpodobností typu T Tauri. Tyto hvězdy se vyznačují nepravidelným kolísáním

jasností. V některých případech jde o nevelké změny probíhající v intervalu několika hodin, jiné mají téměř konstantní svítivost mnoho let. Dosud bylo nalezeno přibližně 1500 těchto hvězd v okolí Slunce do vzdálenosti 800 pc. Většinou se vyskytují v Mléčné dráze, v okolí větší koncentrace plynu a prachu (mlhovina v Orionu, NGC 7000), v mladých otevřených hvězdokupách jako NGC 2264. Zdá se, že toto spojení není náhodné. Spektrum je charakteristické výskytem emisních čar H_α ionizovaného vápníku (λ 656 nm), neutrálního železa (λ 406 nm a 413 nm) a zakázaných čar ionizované síry a kyslíku. Vlastní spektrum je buď spojitě, nebo absorpční, podobné spektru hvězd G a M. U jasnějších hvězd byly nalezeny výrazné čáry lithia, lehkého prvku, který by měl být hodně zastoupen u mladých hvězd. Relativní zastoupení lithia u hlavního zástupce těchto hvězd (T Tauri) je více než 100krát větší než u Slunce a je srovnatelné s relativním zastoupením lithia v některých meteoritech (chondritech). Dále jsou náznaky toho, že hvězdy typu T Tauri ztrácejí část své hmoty ve formě jakéhosi hvězdného větru (obdoba slunečního větru), a to až 10^{-7} hmot Slunce za rok. O přítomnosti kos-

Obr. 5.25. Vývojová stopa Slunce (nebo hvězdy o hmotnosti $M = 1M_\odot$) před dosažením hlavní posloupnosti v diagramu teplota-svitivost. Podle Hayashiho teorie vznikající hvězda dosáhne hydrostatické rovnováhy tehdy, jestliže téměř všechen vodík i helium jsou plně ionizovány. V případě hvězdy s hmotností Slunce se tohoto stavu dosáhne v okamžiku, kdy poloměr původního objektu v předhvězdném stadiu se smrští na $60 R_\odot$, tedy kdy bylo spotřebováno nutné množství gravitační energie k ionizaci H a He v nitru vznikající hvězdy. Hvězda při svém zrůdu bude mít nejen velký poloměr, ale i poměrně vysokou povrchovou teplotu (3000—4000 K) a tedy i vysokou svítivost. Po dobu $2 \cdot 10^8$ roků je hvězda plně konvektivní a energie z jejího nitra se poměrně snadno přenáší na povrch. Smršťování probíhá na počátku velmi rychle, svítivost klesá a teplota v nitru stoupá (za 10^3 let dojde ke spálení deuteria). Za $2 \cdot 10^7$ let se začínají uplatňovat běžné jaderné reakce. Hvězda se dostává do blízkosti hlavní posloupnosti (na obrázku je průběh vývojové stopy zjednodušen). Slunce dosáhlo tohoto stavu před $4,5 \cdot 10^9$ lety. Svítivost je na grafu vyjádřena ve svítivosti Slunce, teplota T odpovídá efektivní povrchové teplotě.



mického prachu v těsném okolí těchto hvězd svědčí i polarizace (často proměnná) jejich světla.

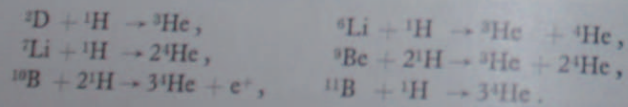
Kromě toho hvězdy typu T Tauri vyzařují značné procento energie v infračervené oblasti spektra. Vše nasvědčuje tomu, že tyto hvězdy jsou právě ve stadiu zrodu.

Současné názory na průběh vývoje hvězd před dosažením hlavní posloupnosti mají podstatný význam pro posuzování situace, za které vznikala celá sluneční soustava. V okamžiku, kdy Slunce začalo svou existenci jako hvězda, ve které se ještě nezažehla nukleární reakce, jeho celková svítivost byla 100krát až 500krát vyšší než dnes. Povrchová teplota sice byla podstatně nižší, avšak i tak vysoká svítivost musela podstatně ovlivnit vlastnosti tvořících se planet. V průběhu vývoje Slunce před dosažením hlavní posloupnosti kondenzovaly těkavější látky a voda ve vzdálenosti větší, než je průměrná vzdálenost velkých planet (konkrétně za drahou Saturna). Tato vzdálenost se sice postupně zmenšovala, avšak relativní množství méně těkavých látek se zvětšovalo. To by mohlo vysvětlit i rozdíly v celkovém charakteru vnitřních planet (včetně Marsu) a planet vnějších.

Z teorie kontrakce plyne, že hvězdy s příliš malou hmotou nemohou v podstatě dosáhnout hlavní posloupnosti, neboť při smršťování se nevyvine v jejich nitru taková teplota, která je potřebná k zažehnutí jaderných reakcí. U těchto hvězd pokračuje kontrakce tak dlouho, až dojde k vysoké degeneraci elektronového plynu, popř. i k ještě vyšším centrálním hustotám, aniž by došlo k vzniku energie jadernými reakcemi. Jakmile se kontrakce v důsledku toho zastaví a takto degenerované hvězdy vyzáří za poměrně krátkou dobu svou veškerou tepelnou energii (která závisí již jen na jejich tepelné kapacitě), stanou se *černými trpaslíky*. Výpočty ukazují, že minimální kritická hmotnost hvězd, které mohou ještě zářit v důsledku jaderných reakcí, je o něco menší než desetina hmoty Slunce.

5.14. Nukleární reakce v počátečním vývoji hvězdy

Jakmile dojde při kontrakci hvězdy v počátečním vývoji ke zvýšení centrální teploty přibližně na 10^6 K, nastupují pozvolna jaderné reakce. Při těchto počátečních reakcích dochází většinou ke spálení lehkých prvků na ^4He nebo ^3He , např.



Jelikož tyto reakce probíhají při relativně nízkých teplotách, vznikají nejen ve vlastním jádru hvězdy, nýbrž i všude ve vyšších vrstvách, které jsou v počátečním stadiu silně promíchávány konvekcí. Žádná z těchto reakcí nepřispívá podstatně

ke celkové energii vyzáření hvězdou během jejího počátečního života, avšak mají určitý vliv na obohacení hvězdného materiálu o izotopy helia ^3He a ^4He . Z tohoto hlediska je pravděpodobně nejvýznamnější reakce mezi oběma izotopy vodíku, ${}^1\text{H} + {}^2\text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, která mění deuterium v ^3He již v období kontrakce hvězdy před dosažením hlavní posloupnosti. Množství deuteria však není velké a je rychle vyčerpáno, takže tato reakce může jen nepatrně zpomalit proces smršťování. Avšak může to být hlavní zdroj ^3He , které ve vnějších vrstvách hvězdy, jako je například naše Slunce, se zachovalo do dnešních dob. V ostatních případech je relativní zastoupení prvků (Li, Be a B) zcela nepatrné a tyto prvky jsou ve velmi krátkém období spotřebovány a změněny většinou na helium.

5.15.

Některé další problémy vzniku hvězd

V předešlé kapitole bylo pojednáno o vzniku jednotlivé hvězdy za předpokladu, že látka, ze které je budoucí hvězda vytvořena, je víceméně lokalizována v určitém místě Galaxie, zaujímá zhruba kulový prostor a celková hmotnost je srovnatelná s hmotností celé budoucí hvězdy. Avšak nebylo řečeno nic o tom, kde a za jakých okolností takový útvar – protohvězda – může vzniknout. Je třeba zodpovědět nejen otázku, jak vznikají hvězdy, ale také za jakých okolností a kde. Z předcházejí kapitoly je zřejmé, že nejrychleji stárnou hvězdy s vysokou svítivostí, tedy hvězdy typu O a B. Je tedy zřejmé, že skupiny těchto hvězd nutno považovat za útvar relativně mladých hvězd, které teprve před 10^6 až 10^8 lety se ocitly na hlavní posloupnosti. Druhou takovou výraznou skupinou jsou zřejmě hvězdy typu T Tauri, které jsou ještě ve stadiu před „dosednutím“ na hlavní posloupnost. Již koncem čtyřicátých let ukázal Ambarcumjan, že hvězdy typu O a B tvoří nápadnější nebo méně nápadné hvězdné skupiny, které nazval asociace. Příkladem takové asociace může být skupina hvězd O a B v souhvězdí Orióna a některé hvězdokupy. Ovšem existují i asociace, které možno odkrýt teprve pečlivým studiem prostorového rozdělení žhavých hvězd. Později odkryl Ambarcumjan tzv. T-asociace, které obsahují převážně proměnné hvězdy typu T Tauri. Jsou však méně výrazné a dokonce nějaký čas se o jejich existenci pochybovalo. Příčina je v tom, že hvězdy typu T Tauri nejsou tak nápadné jako žhavé OB hvězdy. Společnou vlastností těchto asociací je, že mají relativně silnou koncentraci ke galaktické rovině a prostoro-rově se váží na oblasti velké hustoty mezihvězdné hmoty. Z toho lze odvodit pravdu (víceméně intuitivně), že zde existuje vzájemná souvislost mezi mezihvězdnou hmotou a mladými hvězdami. V zásadě by bylo možno přijmout dva protichůdné názory, a to, že mezihvězdná hmota vzniká z mladých hvězd, čemuž by nasvědčovala ta skutečnost, že jak hvězdy O a B, tak hvězdy T Tauri vyvrhují do prostoru část své hmoty. Naproti tomu lze spatřovat v mezihvězdné hmotě stavební materiál, jak o tom byla řeč v předešlých kapitolách.

Statistické šetření ukázalo, že čím je větší průměrná vzdálenost od roviny Gala-

xie, tím vyšší je průměrný věk hvězdných skupin. Například kulové hvězdokupy, ve kterých jsou převážně starší hvězdy, se nesusoutroují v galaktické rovině jako například otevřené hvězdokupy, které obsahují průměrně mnohem mladší hvězdy. Lze tedy říci, že hvězdy vznikají v současné době poblíž roviny Galaxie. Z toho plyne, že v mezihvězdné hmotě lze spatřovat spíše stavební materiál nových hvězd než zbytek přebytku hmoty, kterého se mladé hvězdy zbavují.

Velmi obtížná otázka je jak z rozptýlené mezihvězdné hmoty vznikne protohvězda. Obdobně jako při kontrakci nově vznikající hvězdy jsou zde dvě síly, které proti sobě působí, tj. vzájemné gravitační působení jednotlivých částic a vnitřní tlak, resp. celková kinetická energie mezihvězdného oblaku. Lze nalézt kritickou hmotnost takového mezihvězdného oblaku, který by se stal gravitačně nestabilní a začal by se pod účinkem vlastních gravitačních sil hroutit. Tato kritická hmotnost M_k musí vyhovovat Jeansovu kritériu

$$M_k \geq 5,45 \left(\frac{RT}{\mu G} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\rho}},$$

kde T je teplota oblaku, μ střední molekulová hmotnost částic, R a G jsou plynová a gravitační konstanta, ρ střední hustota oblaku. Jelikož většinou jde o vodík, pak hodnota kritické hmotnosti závisí pouze na teplotě a hustotě. Z tabulky 5.7

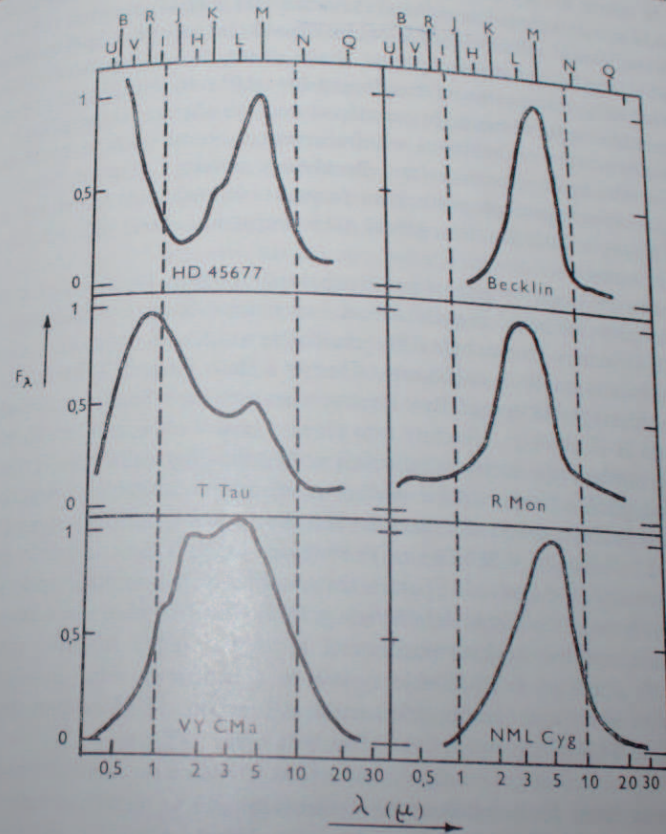
Tabulka 5.7

Kritická hmotnost M_k ($M_\odot = 1$)

$T \backslash \rho$ at. H cm^{-3}	1	100	10 000
10 K	880	88	8,8
100 K	28 000	2 800	280

plyne, že izolovaný mezihvězdný oblak s průměrnou hustotou 1 až 10 atomů na cm^3 a teplotou kolem 100 K, což odpovídá studenému mezihvězdnému prostředí, by se začal hroutit teprve tehdy, jestliže jeho celková hmotnost by odpovídala několika tisícům Slunci. Taková hvězda není známa. Teprve prostředí, které je velmi husté a velmi chladné, by se smršťovalo v nějaký hvězdný útvar, který by měl hmotnost přibližně větší než desetinásobek sluneční hmoty. Jak dochází k drobení tak velkých a hmotných útvarů při postupném smršťování v menší útvary o hmotnosti srovnatelné s hmotností Slunce nebo průměrných hvězd, není známo. Jedna z možností je, že při vytváření protohvězd působí i další síly, např. magnetické pole a hlavně však vnější tlak, který může být vyvolán horkou oblastí v mezihvězdné hmotě. V oblasti, kde je vodík ionizován zářením žhavých hvězd, je kinetická teplota plynu přibližně 10 000 K, tedy přibližně 100krát vyšší než v chladných oblastech. Tlak v těchto tzv. HII oblastech je tedy 100krát vyšší než v chladných oblastech, které se obvykle označují jako HI. Chladný plyn je expandujícím teplým plynem stlačován, a mohou tak vznikat i relativně malé, ale velmi husté oblasti studeného

mezihvězdného plynu. Jak se zdá, je možno takové oblasti nalézt ve formě malých kulových oblaků mezihvězdné hmoty, které silně absorbují záření a prozradí se především tehdy, jestliže se promítají na jasné pozadí svítících mlhovin jako tmavá místa velmi malých rozměrů. Tyto útvary se označují jako globule. Globule s velkou pravděpodobností představují nejranější stádium budoucí protohvězdy. B. J. Bok, který globule studoval, velmi podrobně uvádí, že v těchto objektech se absorbuje až 99 % světla, tj. hvězda zakrytá globulí je oslabena až o 5 hvězdných



Obr. 5.26. Rozdělení energie ve spektrech objektů s relativním nadbytkem infračerveného záření. U, B, V, ... M v horní části grafu označují efektivní délky vícebarevného fotometrického systému (viz odst. 4.1). Typický infračervený objekt je Becklinův objekt. Naproti tomu R Monocerotis září ve vizuální i infračervené oblasti spektra stejně intenzivně. Ve všech těchto případech jde zřejmě o velmi malé objekty. Vlastní hvězda je obklopena stále ještě velkým množstvím mezihvězdného (přesněji: cirkumstelárního – „okolohvězdného“) prachu pohlcujícího do značné míry krátkovlnné záření hvězdy. Teplý prachový obal je vlastním zdrojem infračerveného záření.

magnitud. Odhadnuté rozměry globulí se pohybují od 0,005 pc do 1,1 pc a jejich hmota v rozmezí 0,1—70 hmot slunečních.

Soudí se, že po zhroutení větší globule s hmotou 10—70 hmot Slunce vznikne objekt, který bezprostředně předchází vlastnímu vzniku hvězdy tak, jak byl podle Hayashiho teorie popsán v předešlé kapitole. Tyto objekty se označují v literatuře někdy jako zátočkové hvězdy (cocoon – zátoček). Takové hvězdy jsou doslova obaleny mezihvězdnou hmotou, která zbyla v okolí po zhroutení infračerveného vodíku, mezihvězdných molekul (zejména OH a H₂O) a zdrojů infračerveného záření. Vlastní záření hvězdy je pohlcováno okolní hmotou a opět vyzařováno převážně v infračervené oblasti spektra. Soudí se též, že většina těchto zátočkových hvězd má vysokou svítivost dosahující 10⁴—10⁵ svítivosti Slunce a pochopitelně i poměrně velkou hmotu. Je pravděpodobné, že některé takové případy jsou mezi objekty s vysokou svítivostí v infračerveném oboru spektra, které našli Becklin a jeho spolupracovníci (tzv. Becklinovy objekty). Vlastní hvězdu pak možno pozorovat teprve po postupném rozpadu okolních hustých oblastí mezihvězdné hmoty v důsledku tlaku záření nebo postupnou akrecí jednotlivých částí na hvězdu samotnou.

Není bez zajímavosti, že některé hvězdy spektrálního typu Be jako např. ϕ Persei jeví značný přebytek infračerveného záření, který však s časem zřetelně klesá. Také případ FU Orionis, o kterém byla dříve zmínka, je uváděn do souvislosti se zátočkovými hvězdami poněkud jiného typu. Herbig a Haro v letech 1951 a 1952 upozornili na objekty, které jsou někdy v literatuře označovány jako Herbigovy-Harovy objekty (též H-H objekty). Všechny tyto objekty jsou v oblastech tmavých mezihvězdných mračen, jako je například oblast velké mlhoviny v Oriónu. Jeví se spíše jako difúzní, poněkud nepravidelné objekty velmi malých úhlových rozměrů, které se dokonce v průběhu deseti až dvaceti let zmenšují a stávají sféricky symetrickými (např. H-H 2 v blízkosti V 380 Orionis) a současně jejich jasnost se mění v rozsahu několika hvězdných magnitud. Spektra těchto objektů připomínají spíše spektra mlhovin než hvězd. V nedávné době byla u jednoho H-H objektu nalezena výrazná emise v infračerveném spektru pocházející ze zdroje, jehož zdánlivý rozměr je patrně až 6". Soudí se, že H-H objekty jsou ve skutečnosti velmi mladé hvězdy typu T Tauri obklopené hustou cirkumstelární hmotou. Je již celkem spolehlivě prokázáno, že FU Orionis byla původně hvězda typu T Tauri.

Značným problémem při studiu vývoje hvězd je rotace mezihvězdného oblaku, jak ukázaly nedávné studie založené na modelování vývoje mezihvězdného oblaku pomocí rychlých samočinných počítačích strojů. I zcela pomalé otáčení kulového oblaku o průměru přibližně 0,3 pc úhlovou rychlostí 0"2 za rok (tj. otočil by se jednou za 10⁶ let) pak by v průběhu smršťování se jeho rotace natolik zrychlila, že by vznikl z oblaku nejdříve silně zploštělý útvar a posléze prsteneček o poloměru 60 astronomických jednotek. Uprostřed původní mlhoviny by v jejím středu po smrštění nebylo dostatek materiálu, aby se v dalším průběhu vývoje vytvořila

protohvězda. Pokud teorie vzniku hvězd hroucením mezihvězdné hmoty je správná, musí se nějakým způsobem snižovat rotační energie ve středu hroučící se mlhoviny. Ze se tak skutečně stane naznačuje i rozdělení momentu hybnosti ve sluneční soustavě, kde veškerá rotační energie je prakticky soustředěna v pohybech planet.

Problém neutrina

5.16.

Dosavadní představy o vnitřní stavbě hvězd, a tedy i našeho Slunce, se opírají přímo či nepřímo o určení hmoty a rozměrů těchto těles a jimi vyzářené energie za jednotku času. Na základě předpokladu o mechanické rovnováze a chemického složení průměrné hvězdy jsou vytvořeny hvězdné modely, což prakticky znamená řešení soustavy parciálních diferenciálních rovnic, ve kterých např. tlak, hustota, teplota a svítivost je funkce vzdálenosti od středu hvězdy. Teoretický výsledek pro svítivost na povrchu vyhovujícího modelu musí souhlasit se svítivostí skutečné hvězdy. Na takto vypočtených modelech se zakládají i současné představy o vývoji hvězd. Je tedy velmi důležité získat další pozorování, která by podepřela nebo naopak zpochybnila dosavadní teoretické výsledky. Takovými pozorováními mohou být měření počtu neutrin, které podle teorie vznikají při jaderných procesech ve Slunci a unikají z jeho nitra do vesmírného prostoru. Zemí by mělo procházet přibližně 10¹⁰ neutrin za sekundu plochou 1 cm². Podle tohoto přibližného odhadu prochází dospělým člověkem za jednu vteřinu 10¹⁴ neutrin, ale pravděpodobně jen jednou za život se zachytí jediné neutrino v našem těle.

Jestliže bychom tento tok neutrin mohli nějakým způsobem registrovat, pak by naše znalosti o procesech uvnitř Slunce byly mnohem úplnější. Neutrino má velmi malý účinný průřez σ pro srážky s jádry atomů. Hodnota σ je závislá na energii neutrina. Neutrino s energií $E < 0,81$ MeV mají účinný průřez řádově 10⁻⁴⁶ cm², který vzroste na 10⁻⁴² cm² u neutrin s energií $E \approx 14$ MeV. Pravděpodobnost zachycení takového neutrina přímo ve hvězdě je malá, jak plyne z této úvahy: ve sloupci hvězdné látky o základně 1 cm², hustotě ρ , poloměru R a průměrné hmotě jádra m_H je počet jader $N = \rho R m_H^{-1}$. Jestliže $\rho = 1$ g cm⁻³, $R = 10^{11}$ cm, $m_H = 10^{-24}$ g, pak $N = 10^{25}$. Jestliže účinný průřez neutrina o větší energii je 10⁻⁴³ cm², pak pravděpodobnost, že neutrino zůstane zachyceno ve hvězdě, je přibližně 10⁻¹⁰.

Neutrino vznikající při běžných jaderných reakcích mají velmi malou energii ($E = 0,42$ MeV) a velice slabě interagují s ostatními částicemi hmoty. Pouze neutrino s energií větší než 0,81 MeV (s účinným průřezem $\sigma \geq 3 \cdot 10^{-46}$ cm²) mohou reagovat např. s chlorem ³⁷Cl a vytvářet izotopy argonu ³⁷Ar v důsledku následujícího procesu



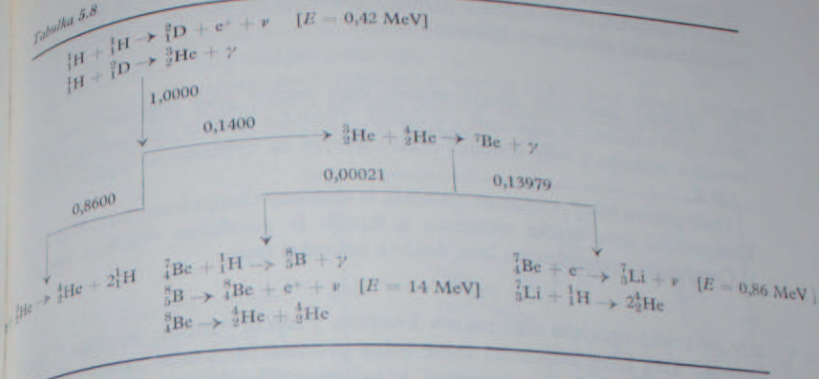
Izotop argonu je nestabilní a jeho radioaktivní rozpad provází záření re-

gistrovatelné běžnými indikátory. Na tomto principu je založen současný pokus o měření toku neutrin ze Slunce. R. Davis a jeho spolupracovníci používají velkého množství tetrachloru C_2Cl_4 (tetrachloreten) jako prostředí, ve kterém neutrina s dostatečnou energií mění chlor v radioaktivní argon, který je v pravidelných časových intervalech odčerpáván do speciálně upraveného zařízení, v němž jsou počítány jednotlivé beta rozpady. Měřicí aparatura je umístěna hluboko pod povrchem Země, aby se odstranil vliv druhotného kosmického záření. Při původním měření v roce 1964 bylo použito 6,1 tun (přibližně 3800 litrů) C_2Cl_4 umístěných 700 m pod povrchem Země. Počet neutrin však vycházel poměrně malý. Pozdější zařízení obsahující 617 tun C_2Cl_4 (přibližně 380 000 litrů) v hloubce 1470 metrů opět vedlo k mnohem nižšímu počtu zachycených neutrin, než předpokládá teorie.

Pro definici toku neutrin byla zvolena tzv. sluneční neutrinová jednotka SNU (Solar Neutrino Unit), která odpovídá vzniku jednoho atomu argonu za jednu sekundu, když 10^{36} atomů chloru je vystaveno toku neutrin. (Jinými slovy řečeno, tok neutrin 1 SNU způsobí přeměnu $Cl \rightarrow Ar$ s pravděpodobností $10^{-36} s^{-1}$.) Výpočty ukazují, že sluneční nitro by mělo být zdrojem toku neutrin o intenzitě 9 SNU a jestliže převládá CNO-cyklus až 35 SNU. V daném obsahu C_2Cl_4 by mělo vznikat jádro izotopu argonu v průběhu 3–7 hodin. Zjištěný přírůstek argonu ve zkušební nádrži však stoupal desetkrát pomaleji. V roce 1968 byla zjištěna hodnota $1,5 \pm 1$ SNU, pozdější měření vedla dokonce k hodnotě menší než 1 SNU. Tento rozdíl mezi teorií a pozorováním je příliš velký, než aby bylo možno jej považovat za nahodilý. Je samozřejmě možné, že složitý pokus zjišťování počtu neutrin nemusí být zcela spolehlivý. Postup experimentu je značně pracný. Několik set atomů radioaktivního izotopu argonu vyprodukovaného za řadu měsíců je vytlačováno heliem z pokusné nádrže do jímky s dřevěným uhlím zchlazeným na 77 K. Do nádrže je přidáno přesně odměřené množství stabilního izotopu argonu ^{38}Ar (přibližně $1 cm^3$) a odčerpávání není skončeno, dokud není z C_2Cl_4 vytlačeno 95 % zkušebního argonu. Odčerpaný argon obsahující (stabilní i nestabilní) radioaktivní izotopy argonu je uzavřen do hlavní starého námořního děla, které zaručuje dokonalé zastínění kosmických paprsků. Zde jsou umístěny i detektory beta záření, které registrují prakticky jen rozpad radioaktivního argonu.

Mohou zde být i další závady jako např. nepřesné určení účinných průřezů pro výše uvedený proces, které jsou zjišťovány metodami nukleární fyziky. Nezdá se však, že by byly takového charakteru, aby vysvětlily rozdíly mezi pozorováním a teorií. Řada badatelů se kloní k názoru, že nízký tok neutrin ze Slunce je reálný, a že tudíž současný průběh reakcí uvnitř Slunce neodpovídá přesně našim dosavadním představám. Hlavní problém je v tom, že počet účinných neutrin závisí na vedlejších nukleárních reakcích v nitru Slunce. Běžně uváděné reakce p-p řetězce a CNO-cyklu produkují neutrina o energii ne větší než 0,42 MeV nepostačující pro interakci s jádry atomů. Neutrina o energii větší než 0,81 MeV vznikají při méně častých jaderných reakcích, které probíhají souběžně s hlavními nukleárními procesy v nitru hvězd. Je to proton-elektron-protonová reakce ${}^1_1H + e + {}^1_1H \rightarrow {}^2_1D + \nu$,

Tabulka 5.8



kteřá produkuje neutrina o energii přibližně 1,4 MeV nebo o něco větší, a rozpad boru ${}^8_5B \rightarrow {}^7_4Be + e^+ + \nu$, který provází vznik neutrina o energii až 14 MeV a s účinným průřezem $1,4 \cdot 10^{-42} cm^2$. Rozpad boru 8_5B je ovšem podmíněn jeho předchozím vznikem prostřednictvím jaderné reakce, která může nastat odbočkou p-p řetězce, jak je naznačeno v rovnících v tabulce 5.8.

Číslo u směru, kterými reakce postupují, označují pravděpodobnost následující skupiny reakce při teplotě $T_e \sim 1,5 \cdot 10^7 K$ a složení $x = 0,726$, $y = 0,26$, $z = 0,014$. V tomto případě jen 0,021 % reakcí vede ke vzniku neutrin s maximální energií 14 MeV. Vznik izotopu beryllia -Be je velmi citlivý na teplotu. Malými změnami centrální teploty modelu Slunce by bylo možno vysvětlit pokles toku neutrin s vyšší energií, avšak výsledný model by neodpovídal pozorované svítivosti Slunce. Jiná možnost je, že látka v nitru Slunce se „promíchává“ rychleji, než se dosud předpokládá a podstatná část vzniklých atomů beryllia se dostává mimo oblast, která je příznivá pro reakci ${}^7_4Be + {}^1_1H \rightarrow {}^8_5B + \gamma$. Podobným modelem možno snížit hodnotu toku neutrin na 3 SNU. Nelze vyloučit ani možnost zvýšené pravděpodobnosti reakce ${}^3_2He + {}^3_2He$ při určitých teplotách, což by ovšem snížilo postupné vytváření beryllia a boru.

Jiná hypotéza předpokládá dočasnou nestabilitu nitra Slunce, která vyvolává dočasný pokles svítivosti do doby, než bude kontrakcí opět dosaženo mechanické rovnováhy.

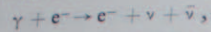
Žádná z těchto hypotéz není natolik přesvědčivá, aby mohla být základem pro jednoznačné vysvětlení nízkého toku neutrin ze Slunce. Nelze totiž ani vyloučit, že chemické složení nitra Slunce bylo na počátku jeho vývoje poněkud jiné, než běžně předpokládáme. Problém neutrina se může stát zásadním problémem astrofyziky vůbec a je zcela možné, že jeho řešením dospějeme k novým převratným názorům na vývoj hvězd.

Pro dokreslení problému neutrino v astrofyzice je nutno se alespoň stručně zmínit o procesech, které vedou k přeměně elektronu na neutrino. Nejdůležitější je anihilace páru positron + elektron

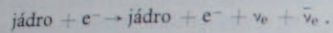


Při vysokých hustotách fotonů mohou však vznikat páry positron + elektron, které opět anihilaci se mění zpět v γ záření. Produkce neutrín a antineutrín prudce stoupá s teplotou a výše uvedená reakce nabývá na významu od teplot $T \geq 3 \cdot 10^8$ K.

Další proces, který produkuje neutrino, je obdobný Comptonovu jevu. V pravém Comptonově jevu srážka elektronu a fotonu je provázána výměnou energie. V Comptonově neutrínovém jevu dojde k interakci typu



kdy po srážce rychlého elektronu s kvantem γ záření vznikne neutrino a antineutrino. Děj, který připomíná volně-volný přechod (tj. brzděné záření vznikající při setkání jádra a volného elektronu), je neutrínové brzděné záření



Konečně i rychlá oscilace plazmatu při vysoké koncentraci elektronů vytváří fotony (tzv. plazmony), které se rozpadají na pár neutrino a antineutrino.

Ve všech těchto případech produkce neutrina je podmíněna dějem, ve kterém podstatnou roli hraje elektron a vznikající neutrino jsou v literatuře často označovány jako elektro-neutrino (elektro-antineutrino) nebo e-neutrino ν_e a $\bar{\nu}_e$. (Neutrino produkované při dějích zahrnující π a μ mesony jsou označována jako μ neutrino: ν_μ a $\bar{\nu}_\mu$.)

S rostoucí teplotou nitra hvězd se nejen zvětšuje produkce neutrín, ale i množství energie, které touto cestou z hvězdy neužitečně uniká.

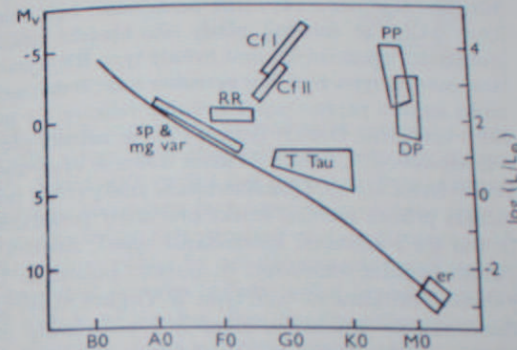
Problém neutrino vystupuje i v zásadních kosmologických problémech. Jestliže by byl počet neutrín s malou energií extrémně vysoký, počet leptonů by byl ve vesmíru podstatně vyšší než baryonů, pak přece jen hustota jejich energií a tlak by měl podstatný vliv na tzv. kosmologické celkové gravitační pole vesmíru.

5.17. Proměnné hvězdy

Hvězdy, které mění jasnost, jsou hvězdy proměnné a podle charakteru proměnnosti se řadí do různých skupin. Jedna z těchto skupin byla již popsána v kapitole o dvojhvězdách – jsou to zákrytové dvojhvězdy, u kterých proměnnost jasu vzniká periodickým zakrýváním jedné složky druhou. Nejde tedy o proměnné hvězdy v pravém slova smyslu, které by měnily jasnost v důsledku nějakého procesu ve hvězdě samé. Zákrytové dvojhvězdy, či méně správně zákrytové proměnné, jsou proměnné z geometrických příčin. V následujících odstavcích však je

uváděna pozornost výlučně těm proměnným hvězdám, které možno označit jako *obdobně proměnné hvězdy*. Zhruba je možno je rozdělit do dvou hlavních kategorií:

1. Pulsující proměnné, které se vyznačují periodickým zvětšováním a smršťováním atmosféry – tedy změnou poloměru.
2. Eroptivní proměnné, které mění náhle jasnost někdy i ve velkém rozmezí magnitud (novy a supernovy) a krátkém časovém intervalu, většinou zcela nepravidelně (např. R Coronae Borealis, RW Aurigae, T Tauri).



Obr. 5.27. Rozložení proměnných hvězd v HR diagramu. Cf I, Cf II – značí cefeidy a RR – Proměnná RR Lyrae, T Tau – hvězdy typu T Tauri, PP – polopravidelně proměnné, DP – dlouhoperiodicky proměnné. V blízkosti disku proměnné. V blízkosti hvězdy s proměnným spektrem a magnetickým polem a eroptivní (označené symbolem er).

Označování proměnných hvězd je popsáno již v úvodních partiích. Označení jednotlivých skupin proměnných hvězd se odvozuje zpravidla podle hlavního nejznámějšího zástupce (RR Lyrae, T Tauri, U Geminorum). Některé hvězdy s proměnným spektrem a magnetické jasnost, fyzikálně však do proměnných hvězd zřejmě patří. nemění pozorovatelně jasnost, fyzikálně však do proměnných hvězd zřejmě patří.

Obecně však lze říci, že zřejmě všechny hvězdy jsou proměnné. Slunce je též proměnnou hvězdou s periodou proměnnosti 11–12 let, pokud sluneční činnost lze považovat za projev proměnnosti. Jestliže ovšem variace jasnosti jsou menší, než lze běžně zjistit jednoduchými fotometrickými metodami, pak hvězda není obvykle klasifikována jako hvězda proměnná. Amplituda změny jasu ve vizuálním oboru spektra je u různých typů různá a dosahuje až 14 magnitud u supernov. Perioda změny u proměnných hvězd s pravidelnou změnou se pohybuje v mezích od zlomku dne až do několika let.

Příčina proměnnosti není u všech případů bezpečně známa, avšak lze předpokládat, že je způsobena nestabilitou hvězdy. Rozložení proměnných hvězd v diagramu spektrum-svitivost naznačuje, že zřejmě každá hvězda prochází v určitém stadiu vývoje obdobím, kdy je proměnnou hvězdou.

Dnes je známo přibližně 22 000 proměnných hvězd, z nichž více než 2 000 není možno spolehlivě zařadit do některé skupiny. Kolik hvězd je zastoupeno v jednotlivých typech, nelze spolehlivě zjistit, neboť je zde značný výběrový efekt. Pro-

měnné hvězdy s malou amplitudou jasnosti mají menší pravděpodobnost objevu než hvězdy s nápadnou proměnností. Velmi hrubý odhad ukazuje, že v okolí Slunce je přibližně 1 300 hvězd s nepravidelnou proměnností na jednu hvězdu pulsující.

5.18. Pulsující proměnné hvězdy

Významným typem pulsující hvězdy jsou cefeidy nazvané podle hlavního zástupce δ Cep, jejíž proměnnost byla objevena již v roce 1784. Hvězdy typu δ Cep se označují někdy jako klasické cefeidy. Další početnou skupinou pulsujících proměnných jsou hvězdy typu RR Lyrae. Klasické cefeidy jsou většinou nadobří typu F až K s periodou 1 až 50 dní, nejčastěji 5 až 6 dní. Amplituda změn jasnosti nepřesahuje 2 hvězdné velikosti a v modrém oboru spektra je větší než v červeném. Hvězdy typu δ Cep se nalézají převážně v ploché složce Galaxie (viz kapitola 6.3), kdežto v kulové složce se vyskytuje typ W Virginis lišící se tvarem světelné křivky. Charakteristické znaky cefeid jsou: a) vysoká svítivost, b) pravidelný průběh světelné křivky provázený periodickou změnou teploty atmosféry (a tím též i změnami spektrálního typu), změnou radiální rychlosti vyvolanou pulsací hvězdné atmosféry, tj. změnou poloměru. U klasických cefeid je změna poloměru přibližně 10 %, u typu W Virginis až 50 %. V podstatě se jedná o pravidelné oscilace atmosféry, které jsou podmíněny jistým stavem nestability. Již Eddington ukázal, že pro pulsující hvězdu existuje vztah mezi periodou pulsů P a střední hustotou $\bar{\rho}$, $P \sim \bar{\rho}^{-1/2}$. Jelikož střední hustota je přímo závislá na hmotnosti hvězdy, právě tak jako svítivost, musí existovat vztah mezi periodou pulsů a svítivostí hvězdy.

Tabulka 5.9a

Typy proměnných hvězd

Pulsující proměnné		Explozivní proměnné	
Označení	Typ	Označení	Typ
C	Cefeidy	N	novy
I(L)*	nepravidelné	Ne	novám podobné
M	Mira Ceti = miridy**	SN	supernovy
SR	polopravidelné	RCB	R Coronae Borealis
RR	RR Lyrae	RW(I)*	RW Aurigae
RV	RV Tauri	UG	U Geminorum
β C	β Cefeidy	UV	UV Ceti = eruptivní hvězdy
δ Sc	δ Scuti	Z	Z Camelopardalis
α CV	α Cannum Venaticorum		

* v závorce je novější označení.

** termín „miridy“ není přesný, avšak někdy se v české populární literatuře užívá.

Tabulka 5.9b
Pulsující proměnné hvězdy

Označení (L.A.U.)	Typ	Galaktická populace	Perioda
C δ RR	klasické Cefeidy (δ Cep) RR Lyrae trpasličí Cefeidy	Extrémní I	dny 2 až 40
		Extrémní II	0,4 až 1
Sc CW β C	δ Scuti hvězdy W Vir β CMa, β Cep	I	0,06 až 0,3
		II	0,08 až 0,19
		I	1 až 50
		I	0,15 až 0,25

Hvězda může pulsovat tehdy, jestliže je porušena hydrostatická rovnováha a kdy gravitační síla, působící na vnější vrstvy, není plně vyrovnána vnitřním tlakem; hvězda se smršťuje do té doby, dokud opět vnitřní tlak nevzroste. Poté se situace obrátí a hvězda expanduje, když je překročena hydrostatická rovnováha ve prospěch gravitační síly. Tyto oscilace by ovšem byly poměrně snadno utlumeny vnitřním třením (viskozitou) a dalšími vlivy, pokud by nebyly udržovány určitým mechanismem, který nutno hledat poblíž povrchu hvězdy, neboť produkce energie termonukleární reakce uvnitř hvězdy se nemění. Jsou to především periodické změny v opacitě hvězdného materiálu, které ovlivňují přenos zářivé energie. Jestliže opacita vnějších vrstev je malá, pak záření snadno jimi prochází a hvězda je jasná. Naproti tomu při vysoké opacitě zářivá energie zůstává uzavřena ve hvězdné atmosféře a vyvolává zvýšený tlak na vnější vrstvy hvězdy. Za změny opacity se největší pravděpodobností odpovídá jednou ionizovaně helium, které se stává absorpci záření dvakrát ionizovaně. Oblast, ve které nastává periodická změna ionizace helia, přispívá k nestabilitě hvězdné atmosféry a udržuje v ní netlumené kmity.

Tabulka 5.10

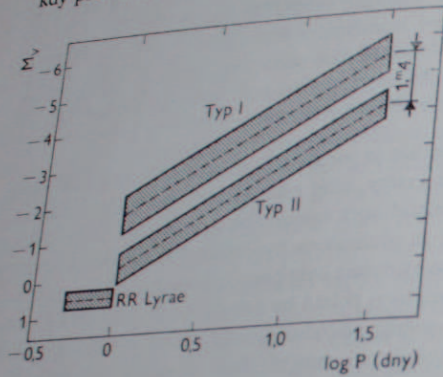
Příklady Cefeid

Hvězda	Rozsah magnitudy	M_v	Perioda	Spektrální třída
SU Cas	6,05—6,43	-2,5	dny 1,95	F2-79
TU Cas	7,90—9,00		2,14	F5-G2
Polárka	2,08—2,17		3,97	F7 dvojhvězda
δ Cep	3,71—4,43	-3,5	5,37	F4-G6
β Dor	4,24—5,69		9,84	F2-F9
ζ Gem	3,73—4,10	-4,5	10,15	F5-G2
X Cyg	3,53—8,09	-5,1	16,39	F8-K0
I Car	3,6 — 4,8	-6,5	35,52	F8-K0
U Car	6,30—7,55		38,75	F8-K5
SV Vul	8,43—9,40		45,13	G2-K5

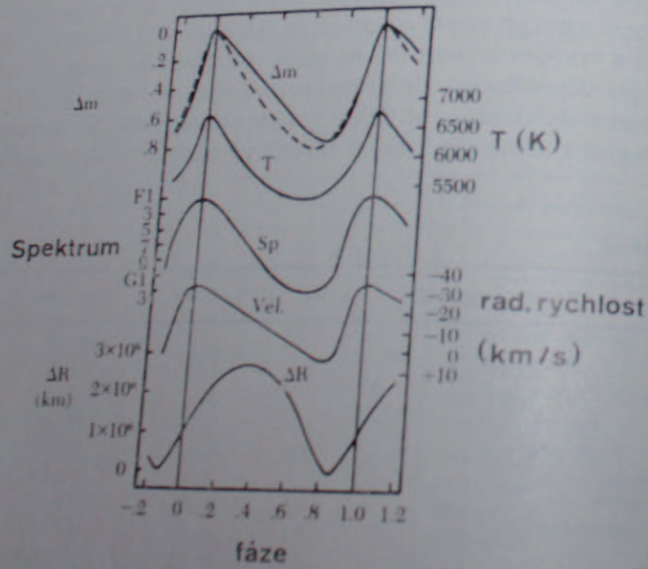
Perioda oscilací je v přímé závislosti na svítivosti hvězdy. Perioda je tím delší, čím více se posouvá spektrální typ k chladnějším hvězdám, čím větší je poloměr, svítivost a hmotnost. Pozorováním lze stanovit empirický vztah mezi absolutní magnitudou a periodou

$$M_v = a + b \log P, \quad (5.18.1)$$

kdy pro klasické cefeidy bylo v poslední době nalezeno $a = -1,7$, $b = -2,54$.



Obr. 5.28. Závislost perioda-svítivost pro cefeidy a RR Lyrae. (Typ II = W Vir).



Obr. 5.29. Změna magnitudy (Δm), teploty (T), spektra (Sp), radiální rychlosti (Vel) a poloměru (ΔR) typické pulsující hvězdy - Cefeidy.

Tabulka 5.11a

Perioda a ostatní charakteristiky pulsujících proměnných hvězd

log P [dny]	M_e	M_0	Spektrální třída		Změna jasnosti $\Delta M_e = -\Delta m_e$	Barevný index B-V	Změna B-V	M $\log M_\odot$	R/R_\odot	L/L_\odot
			maximum	minimum						
Cefeidy										
0,4	-2,6	-2,2	F5	F8	0,4	+0,42	0,13	0,8	1,4	3,0
0,8	-3,5	-2,9	F6	G3	0,8	+0,60	0,32	0,9	1,8	3,5
1,2	-4,4	-3,6	F7	G8	1,0	+0,76	0,55	1,1	2,1	3,8
1,6	-5,3	-4,4	F8	K1	1,4	+0,88	0,67	1,3	2,5	4,2
Typ RR Lyrae										
-0,4	+0,6	+0,7	A5	F1	1,3	+0,15	0,35	0,3	0,7	1,9
0,0	+0,5	+0,7	A7	F3	0,6	+0,25	0,1	0,4	1,0	1,8
Typ W Virginis										
0,6	-1,8	-1,3	F3	F8	0,6	+0,5	0,2	0,7	1,6	2,6
1,0	-2,7	-2,0	F5	G1	0,7	+0,7	0,4	0,8	1,9	3,0
1,4	-3,5	-2,7	F7	G4	0,9	+0,8	0,6	1,0	2,2	3,4

Určení konstant a i b závisí na výběru a úplnosti pozorovacího materiálu a pro cefeidy typu W Virginis jsou odlišné. Jsou též zhruba o 1,4^m jasnější než klasické cefeidy. Skutečnosti, že cefeidy mají vysokou svítivost a absolutní magnituda, která závisí na periodě změn jasnosti, se pohybuje v rozmezí 0^m až -6^m, je využito k určování vzdálenosti dalekých skupin hvězd a hvězdných soustav. Jestliže například v některé galaxii jsou pozorovány cefeidy, pak určením periody lze zjistit i absolutní magnitudu a porovnáním s magnitudou zdánlivou ve vzdálenosti 250 kpc, zdánlivá magnituda bude 16 až 22, lze zjistit vzdálenost příslušné galaxie (viz kapitola 6.13).

Pulsující hvězdy typu RR Lyrae mají periodu kratší než 1 den, ale delší než trpasličí cefeidy (viz dále). Amplituda změn jasnosti je až 2 magnitudy. Tvar světelné křivky a maximální jasnosti nepatrně kolísají. Rozeznávají se dvě skupiny podle závislosti amplitudy na periodě a tvaru světelné křivky: RRc typ má periodu 0,3 až 0,5 dne nezávislou na amplitudě jasnosti $\Delta m \sim 0,5$; světelná křivka je sinusoida. Typ RRab má výrazně asymetrickou světelnou křivku

s rychlým vzestupem a pozvolným sestupem jasů, jehož amplituda je přibližně $\Delta m \sim 1,0$. S rostoucí periodou v rozmezí 0,5 až 1 den Δm klesá. Absolutní magnituda obou typů je v rozmezí $M_v = 0,0$ až $+0,9$ a na periodě není závislá.

Typ RR Lyrae jsou rychle pulsující hvězdy náležející do posloupnosti obrů spektrálního typu B8 až F2 a vyskytují se převážně v kulových hvězdokupách a poblíž středu Galaxie. V diagramu spektrum-svítilnost leží v místech, kde se nevyskytují žádné stabilní hvězdy. Po této stránce mohou být proměnné RR Lyrae významnými objekty při studiu vývoje hvězd. Teoretické zvládnutí popisu mechanismu pulsace těchto hvězd je však dosud neuspokojivé.

Zvláštním druhem cefeid jsou trpasličí cefeidy s velmi krátkou periodou označované podle hlavního zástupce δ Scuti. Jsou to většinou pulsující hvězdy spektrální třídy F. Periody nepřesahují několik hodin a amplitudy jasností jsou nejvýše několik desetin hvězdné magnitudy.

Jiné proměnné s krátkou periodou několika hodin a s amplitudou několika setin magnitudy jsou hvězdy typu β Canis Majoris. U těchto hvězd obvykle dochází k interferenci několika period, které se nepatrně liší. Vsměs jde o obří hvězdy spektrálních typů B1 a B2.

Tabulka 5.11b

Dlouhoperiodické proměnné

Spektrální třída	Efektivní teplota [K]		M $\log \frac{M}{M_{\odot}}$	R $\log \frac{R}{R_{\odot}}$	L $\log \frac{L}{L_{\odot}}$	\bar{M}_v	\bar{M}_{bol}	Změna magnitudy ΔM_v
	maximum	minimum						
K5e	3 700	3 700	1,02	1,9	3,3	-2,5	-3,4	2
M0e	3 400	3 200	1,09	2,1	3,5	-2,5	-3,8	2
M5e	2 800	2 200	1,11	2,3	3,6	-0,6	-4,0	4
M8e	2 300	1 700	1,23	2,7	3,9	+0,3	-5,0	6
R8e	2 800	2 200	1,01	2,1	3,2	-1,7	-3,2	5
N0e	2 400	1 900	1,05	2,3	3,4	-1,2	-3,6	4
N5e	2 100	1 800	1,15	2,7	3,7	0,0	-4,4	3
S, Se	2 500	1 900				-1		6

5.19.

Dlouhoperiodické proměnné

Rozsáhlou skupinou pulsujících hvězd jsou dlouhoperiodické hvězdy typu α (omicron) Ceti nazvané podle hlavního zástupce α Ceti, jejíž proměnnost objevil již v roce 1596 Fabricius. Tato hvězda byla vždy nápadná svou proměnností (v době minima není pouhým okem viditelná), o čemž svědčí i její název Mira (podivuhodná) a pro označení proměnných α Ceti se užívá též někdy názvu Mira-hvězdy. Proměnné této skupiny jsou obří hvězdy většinou spektrálního typu M (případně S a C). Perioda se pohybuje v rozmezí 80 až 1000 dnů s velkou amplitudou, která přesahuje 2,5 hvězdné magnitudy a nezdívka je větší než 6^m . Světelné křivky typu α Ceti jsou značně rozdílné u jednotlivých hvězd. Periodicita změn je dosti pravidelná, avšak nikoli s tou přesností jako u cefeid.

Označení typ α Ceti se někdy vyhrazuje dlouhoperiodickým hvězdám, u kterých je amplituda jasnosti skutečně velká a perioda poměrně přesně zachována. Ve skutečnosti patrně nelze fyzikálně přesně odlišit jiné typy dlouhoperiodických proměnných či dokonce polopravidelných proměnných.

Proměnnost hvězd typu α Ceti vzniká zřejmě pulsací jako u cefeid a jim podobných typů, avšak vlastní vnitřní mechanismus udržující pulsaci je patrně poněkud odlišný a není zatím uspokojivě prostudován.

Měření radiálních rychlostí prozrazují pulsace vnějších vrstev atmosféry hvězdy podobně jako u cefeid, v podrobnostech jsou však určité rozdíly.

Je velmi pravděpodobné, že hlavní mechanismus udržující pulsaci nutno hledat ve změnách poměru konvektivního gradientu k radiálnímu, a tím i k variacím v přenosu energie. Pulsací rozsáhlé atmosféry dochází k změnám efektivní povrchové teploty, která není vysoká a která v minimu je pod disociační teplotou četných molekul (např. TiO apod.), které se v atmosférách vyskytují v relativně velkém množství. Jejich počet však značně kolísá s teplotou a proměnná opacita molekulárních pásů způsobuje zčásti proměnnost jasů hvězdy.

Hlavní příčina změn ve vizuálním oboru spektra (kolem 550 nm) je v nízké efektivní teplotě. Poměrně malá změna teploty v rozmezí $T_{ef} = 2350$ K až 1800 K znamená pokles o 4 hvězdné magnitudy v důsledku posunutí maxima Planckovy křivky. Ve skutečnosti změna v infračerveném oboru kolem vlnové délky 1–2 mikronů není větší než několik desetin magnitud a změna bolometrické magnitudy nepřesahuje $0,75^m$. Tím lze vysvětlit i nápadnou proměnnost velkého počtu chladných hvězd, u nichž nepatrné změny teploty vedou k velkým změnám intenzity v krátkovlnném oboru spektra.

Ve spektrech proměnných typu α Ceti se vyskytují emisní čáry vodíku, které jsou vzhledem k nízké teplotě jistým překvapením. Avšak případná ionizace vodíku a jiných prvků je vyvolána ve vnějších rozsáhlých a řídkých vrstvách atmosféry rázovými supersonickými vlnami, které se atmosférou šíří z nižších pulsujících vrstev. Radiální rychlosti těchto emisních čar ukazují, že část hmoty atmosféry hvězdy je vyvrhována do okolního prostoru.

V *minimu* jasnosti dosahuje hvězda zřejmě *největšího* poloměru, v *maximu* jasnosti poloměru *nejmenšího*. Například odhadnuté poloměry hvězdy α Ceti jsou při minimu jasnosti $R = 320$ poloměrů Slunce, při maximu jasnosti $R = 220$ poloměrů Slunce.

Hvězdy typu α Ceti jsou v Galaxii poměrně rovnoměrně rozloženy v jednotlivých složkách Galaxie. Proměnné s periodou kratší než 250 dní jsou více koncentrovány v kulové složce (populace II) a hvězdy s periodou delší než 300 dní se hojněji vyskytují v ploché složce (populace I).

5.20. Polopravidelné a nepravidelné proměnné

Není překvapující, že velký počet chladných obřích hvězd má sklon k nestabilitě a že velké procento vykazuje jisté změny proměnnosti jasnosti, které nejsou zcela pravidelné. Čím menší je amplituda změn, tím větší je jejich nepravidelnost. Význačnější skupiny polopravidelných proměnných hvězd jsou hvězdy typu RV Tauri s periodou 30 až 150 dní a amplitudou 1 až 3 hvězdné magnitudy. Minima jsou střídavě mělká a hluboká. Patří mezi relativně velmi žhavé polopravidelné proměnné spektrálního typu F až K. Je to přechodný typ mezi pravidelnými a nepravidelnými proměnnými hvězdami.

Další skupinou polopravidelných proměnných je typ α^2 Canum Venaticorum – hvězdy většinou spektrálního typu A se silným magnetickým polem, jehož variace způsobují změny intenzity některých absorpčních čar, což se projeví nepatrnou změnou celkového jasnosti hvězdy s periodou 1 až 15 dní. Tyto hvězdy jsou fyzikálně značně odlišné od dosud diskutovaných typů.

Nepravidelné proměnné tvoří podstatnou část celého známého souboru proměnných hvězd vůbec. Některé z nich ve skutečnosti mají polopravidelnou či zcela pravidelnou periodu, ale pozorovací data pro ně jsou neúplná. Většinou jsou to chladné hvězdy typu K, M, R, S s charakterem obrů a nadobřů. Vzácnější jsou žhavé nepravidelné proměnné spektrálního typu O až G s emisními čarami. Mezi nepravidelné proměnné patří též hvězdy téměř všech spektrálních typů krátkodobě měnící jas ve zcela nepravidelných intervalech desítek dnů až týdnů. V diagramu spektrum-svitovost leží nad hlavní posloupností a jsou zřejmě v počátečním stadiu vývoje. Nejvýznamnější jsou hvězdy typu T Tauri, spektrálního typu F5 až M6. Některé z nich jsou až o 3 magnitudy jasnější než hvězdy stejného spektrálního typu na hlavní posloupnosti. Obdobou T Tauri hvězd jsou eruptivní hvězdy typu UV Ceti.

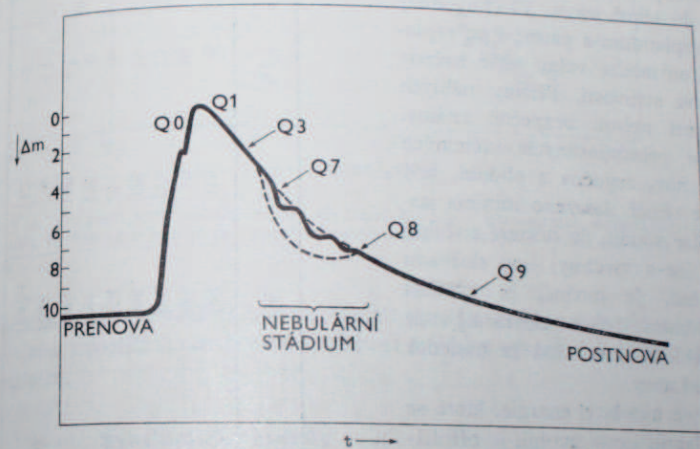
U velkého procenta nepravidelných proměnných není kromě proměnnosti nic bližšího známo. Některé, zejména slabé, mohou být ve skutečnosti mladé hvězdy T Tauri a jim podobné objekty, jiné jsou hvězdami s obálkou absorbující hmoty (např. α Orionis = Rigel, nebo ρ Cassiopeiae). Proměnnost je způsobena pohybem a změnami v obálce, nikoli ve hvězdě samé.

Novy

5.21.

Latinské označení nova (nová) je již velmi dlouho používáno pro hvězdu, která se náhle objeví na obloze v místech, kde dříve žádná hvězda nebyla pozorována. Ve skutečnosti jde pravděpodobně téměř vždy o hvězdu, která náhle značně zvýšila jasnost (až o 13 hvězdných tříd) a před vzplanutím byla velmi slabým objektem. Supernovy (o kterých je pojednáno zvláště) změní jas až o 20^m. Vzárust jas je velmi prudký a maxima je dosaženo v několika málo dnech u rychlých nov. U pomalých nov před dosažením maxima se růst jasnosti zpomalí a maxima jasnosti se dosahuje až i za několik týdnů po počátečním vzplanutí. Během několika dnů, po dosažení maxima, jas opět klesá, avšak již jen pozvolna a původní hodnoty jasnosti před vzplanutím dosáhnou pomalé novy až za mnoho měsíců, popř. roků.

Spektra nov v době maxima světelné křivky ukazují, že dochází k výronu hmoty z hvězdy, dosahující rychlosti až 2 000 km s⁻¹. Ze složité struktury spekter nov lze soudit na rychlé rozpínání povrchových vrstev původní hvězdy. Zřetelně lze pozpo-



Obr. 5.30. Schematické znázornění světelné křivky novy s vyznačením jednotlivých fází ve vývoji spektra. Spektrum nov je zahrnuto do zvláštních tříd Q0 až Q9. Q0 je spektrum podobné spektrálnímu typu AO s čarami značně posunutými ke kratším vlnovým délkám. Posuv vzniká expanzí vnějších vrstev hvězdy rychlostmi 1000 km s⁻¹ a většími. Q1 až Q2 je spektrum v době maxima a je podobné spektrálnímu typu F obřích hvězd, což prozrazuje ochlazení rozpínající se obálky. Ve spektru Q3 vedle absorpčních čar vodíku a ionizovaných kovů vystupují široké emisní čáry. Obálka se již zředila natolik, že jako celek již vyznačuje emisní čáry rozšířené celkovou expanzí. Po tomto období má světelná křivka velmi rozmanitý průběh. Spojité spektrum s absorpčními čarami zmizí a nastupuje spektrum Q7 velmi podobné spektru difúzních plynných mlhovin charakteristické výskytem zakázaných čar kyslíku O III. Je to tzv. nebulární (mlhovinné) stadium novy. Obálka je tak řídká, že v ní mohou probíhat tytéž procesy jako v plynných mlhovinách. V konečném stadiu se postnova vyznačuje spektrem Q8 až Q9 podobným spojenému spektru žhavých O hvězd, avšak s úzkými emisními čarami vodíku, jednou ionizovaného helia He II a kyslíku [O III]. Continuum přísluší vlastní hvězdě. Emisní čáry vznikají ve velmi rozsáhlém zbytku obálky.

rovat změnu charakteru spektra, jakmile obálka unikající hmoty se stane průhlednější a objeví se čáry náležející obálce další. Ve spektru jsou často v určitých fázích vývoje světelné křivky pozorovány zakázané emisní čáry charakteristické pro emisní mlhoviny.

Jen v jednom případě je známo spektrum novy před vzplanutím, a to u Novy Aquilae 1918 (nyní označované V603 Aquilae). V tomto případě to bylo spojitě spektrum modré žhavé hvězdy bez spektrálních čar, obdobné jako u žhavých hvězd pod hlavní posloupnosti. Patrně po výbuchu se vrátí nova do téhož stavu. Všechny novy před vzplanutím a patrně i po vzplanutí jsou modré velmi teplé hvězdy s malou svítivostí. Příčiny náhlých vzplanutí nejsou bezpečně známy. Z lépe prostudovaných světelných křivek nov, zejména z období, kdy opět je téměř dosaženo minima jasnosti, lze soudit, že některé z těchto hvězd (ne-li všechny) jsou složkami dvojhvězd. Je možné, že výměna hmoty mezi dvěma složkami vede k nestabilitě, která má za následek vzplanutí novy.

Celkové množství energie, které se při vzplanutí novy uvolní, je přibližně až $6 \cdot 10^{37}$ J. Množství hmoty vyvržené do prostoru se pohybuje v mezích 10^{-9} – 10^{-3} hmot Slunce.

Vyvržená hmota – plyn – se rozpíná ve formě obálky, která v ojedinělých případech je pozorovatelná za desítky let po vzplanutí jako slabá mlhovina obklopující hvězda. Takovým případem je Nova Persei z roku 1901.

Rekurentní novy jsou novy, u kterých

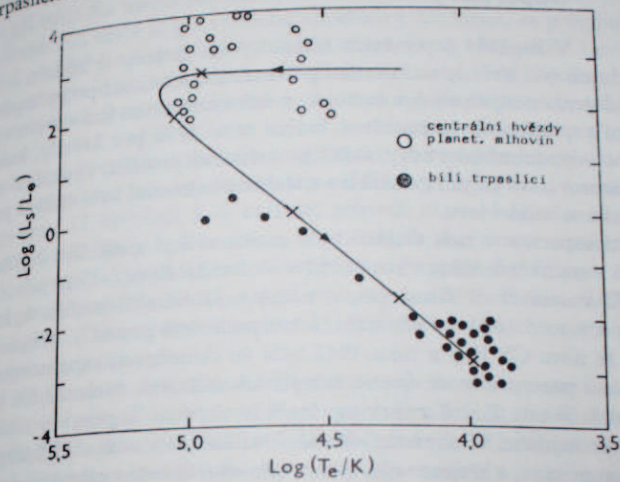
Tabulka 5.12

Supernovy v Galaxii

Souhvězdí a označení	rok	t [°]	b [°]	m maximální	vzdálenost [kpc]	M	typ
Centaurus	185	315	0				
Sagittarius (určení nejisté)	386	10	-10				
Taurus (rekurentní nova?)	396	173	-22	-3			
Lupus-Centaurus	1006	328	+15		1,3?		I
Taurus (Krabi mlhovina CM Tau)	1054	184	-6	-6	1,8	-18	I?
Cassiopeia (určení nejisté)	1181	130	0				
Cassiopeia (Tycho) (B Cas)	1572	120	+1	-4,1	5,0	-18	I
Ophiuchus (Kepler) (V 843 Oph)	1604	4	+7	-2,2	7?	-17	I
Cassiopeia (Cas A)*	1667 ±	112	-2		3,4		II

* Cas A nebyla přímo pozorována, na její výbuch se soudí z radioastronomicky pozorovaného zbytku.

se vzplanutí již alespoň jednou opakovalo v historicky krátké době, např. T CrB. Trpasličí novy jsou rekurentní novy, u kterých změna jasu při vzplanutí je malá (3^m až 4^m) a zřejmě mají i menší svítivosti než normální novy. Celkové množství energie, které během vzplanutí vyžáří, nepřesahuje 10^{32} J. Hlavním zástupcem těchto trpasličích nov je hvězda U Geminorum. Mechanismus vzplanutí není bez-



Obr. 5.31. Diagram teplota-svítivost pro centrální hvězdy v planetárních mlhovinách a bílých trpaslíků. Proložená křivka je teoretická vývojová stopa závěrečného vývoje hvězdy o hmotnosti $0,8 M_{\odot}$.

pečně znám, lze však soudit, že nelze použít prostě analogie s normálními novami. Podvojnost trpasličích nov hraje zde však asi mnohem významnější úlohu než u nov normálních.

Symbiotické hvězdy

Při výkladu o novách je nutno se zmínit o hvězdách symbiotických. Timto termínem jsou označeny takové hvězdy, které mají spektrum s absorpčními čarami podobné spektru chladných hvězd přeložené emisními čarami, k jejichž vzniku je třeba značné excitační, popř. ionizační energie. Jde o těsné dvojhvězdy. Jedna složka je žhavá hvězda typu O nebo B, druhá červený obr nebo nadobr či naopak chladnější hvězda hlavní posloupnosti nebo podtrpaslík. Symbiotickými hvězdami jsou například i rekurentní novy T CrB, RS Scuti nebo Z And, AG Peg apod.

Vzplanutí, která se opakují v intervalu 400 ~ 800 dnů, jsou zde podmíněna

patrně výměnou hmoty mezi jednotlivými složkami. Není ovšem vyloučeno, že jde (alespoň v některých případech) o hvězdy (nikoli dvojhvězdy) v přechodném stadiu mezi červeným obrem a degenerovaným stavem bílého trpaslíka.

5.22. Supernovy

V kapitole o pozdních fázích vývoje hvězdy je zmínka o tom, že některé odumírající hvězdy v důsledku gravitačního hroucení po vyčerpání všech zdrojů nukleární energie projdou krátkou, avšak významnou fází supernovy.

Označení supernova bylo zavedeno kolem roku 1934 pro hvězdy, které náhle zvýší jasnost – podobně jako novy, avšak jsou tisíckrát jasnější. Vzplanutí supernov je běžně pozorováno v jiných galaxiích a z těchto pozorování byla získána podstatná část poznatků o tomto jevu.

Vzplanutí supernov v naší Galaxii bylo zaznamenáno spolehlivě čtyřikrát, a to v roce 1006 v souhvězdí Vlka, v roce 1054 v souhvězdí Byka (z čínských záznamů), v roce 1572 v souhvězdí Kassiopei, o němž nejdůležitější měření byla získána T. Brahem a v roce 1604 v Ophiuchu, které podrobně popsal J. Kepler. Je jisté podezření, že nova CP Pup z roku 1942 byla ve skutečnosti supernovou. Zbytky supernov jsou pozorovány ve formě rozsáhlých mlhovin. Nejznámější a nejlépe prostudovaná je tzv. Krabí mlhovina, která je zbytkem supernovy z roku 1054. Dnes je známo nejméně 11 objektů (jako např. mlhovina v souhvězdí Labutě), které jsou zbytky supernov, a zřejmě velký počet zdrojů rádiového záření jsou zbytky po obrovském výbuchu hroučící se hvězdy. Je totiž známo, že tyto zbytky jsou zdroji intenzivního rádiového záření.

Podle odhadu jasnosti supernovy z roku 1054 (byla přibližně stejně jasná jako Jupiter) a vzdálenosti Krabí mlhoviny lze soudit, že absolutní svítivosti supernov se pohybují v mezích $M = -17$ až -19 , tedy přibližně 10^9 až 10^{10} svítivosti Slunce; to znamená, že jas supernovy je již souměřitelný s jasnem celé galaxie a vzplanutí je možno snadno zjistit i v poměrně slabých galaxiích. Tak například v roce 1885 byla v galaxii v Andromedě (M 31) pozorována supernova, která dosáhla zdánlivé jasnosti $+6^m$.

Systematickým hledáním supernov v galaxiích v posledních 20–30 letech se získaly údaje o více než 200 jednotlivých případech. Velmi hrubý odhad vede k závěru, že v průměrné galaxii se vyskytnou dvě až tři supernovy za století. V galaxii NGC 3184 byla během 16 let pozorována tři vzplanutí.

Podle průběhu světelné křivky a vzhledu spekter se supernovy dělí na dvě skupiny – typ I. a II. Supernovy typu I mají, oproti supernovám typu II, strmější pokles jasnosti, přibližně o tři magnitudy za 30 dní. Vyskytují se převážně v eliptických galaxiích.

Nástup maxima jasu supernov je poněkud pomalejší než u nov (avšak zřejmě není delší než několik dní). Pokles jasnosti probíhá přibližně exponenciálně, a sice

tak, že za 50–60 dní svítivost klesá na e^{-1} původní hodnoty. Pokles trvá přibližně 2 roky a když svítivost dosáhne 10^{-6} původní hodnoty, pokles se prakticky zastaví. Exponenciální pokles jasu považovali někteří badatelé za důkaz toho, že zdrojem energie je především radioaktivní rozpad izotopu kalifornia ^{254}Cf , jehož poločas je kolem 50 dní. Rozpad 10^{27} kg ^{254}Cf by uvolnil energii 10^{41} J, což odpovídá energii uvolněné při výbuchu menší supernovy.

Celková energie, která je při výbuchu supernovy uvolněna, se pohybuje v rozmezí 10^{41} J až 10^{45} J a v maximu svítivosti dosahuje až 10^{36} – 10^{39} J s^{-1} . Ovšem ne všechna energie je uvolněna ve formě záření. Poměrně velké množství hvězdné látky je vyvrženo do prostoru velkými rychlostmi a o kinetickou energii rychle se pohybujících zbytků vnějších částí hvězd je ochuzena zářivá energie. Spektra supernov I. typu prozrazují, že během výbuchu je vyvrženo rychlosti přibližně 1000 km s^{-1} množství hmoty, které odpovídá 0,1 a nejvýše 1 hmotě Slunce. Supernovy typu II vyvrhují 3, v krajním případě až snad 10 slunečních hmot rychlostí až $10\,000 \text{ km s}^{-1}$. To ovšem znamená, že zejména v optickém oboru spektra supernovy II. typu mají menší svítivost než supernovy I. typu.

Je velmi pravděpodobné, že II. typ je výsledek rychlého vývoje mladých velmi hmotných hvězd. Také výskyt supernov II. typu ve spirálních ramenech galaxií podporuje tuto hypotézu.

Původní rozdělení na dva základní typy supernov vzniklo pouze s ohledem na průběh světelné křivky. (Z tohoto rozdělení vybočuje několik případů, které by bylo možno klasifikovat odlišně.) Avšak toto dělení má zřejmě hlubší význam. Zdá se, že supernovy I. typu, právě tak jako obyčejné novy, vznikají z hvězd o malé hmotě. Není vyloučené, že takové hvězdy v konečném stadiu vývoje mohou (ale nemusí) projít stadiem supernovy nebo planetární mlhoviny, dříve než se stanou bílými trpaslíky. Který z těchto procesů nastane, závisí pravděpodobně na chemickém složení a hmotě hvězdy. Vznik normálních nov je patrně podmíněn tím, že většina nov je jednou ze složek dvojhvězdy, které se při vývoji vzájemně ovlivňují (viz odstavec o těsných dvojhvězdách).

Supernovy II. typu jsou s velkou pravděpodobností závěrečné fáze vývoje velmi hmotných hvězd. V nitrech těchto hvězd se však může postupným smršťováním zvýšit teplota tak, že i po vyčerpání helia dochází k nukleárním reakcím, při kterých z těžších prvků vznikají opět lehčí. Tak například za teplot větších než 10^9 K a při hustotách až 10^9 g cm^{-3} se jádro železa ^{56}Fe rozpadne na helium a neutrony $^{56}\text{Fe} \rightarrow 13 \text{ }^4\text{He} + 4n$. Při této reakci, která probíhá velmi rychle a je popsána v kapitole o nukleogenezi prvků (kapitola 5.8), dojde sice k expanzi vnějších vrstev, avšak zároveň k prudkému snížení tlaku v jádru expandující hvězdy, který nemůže vyrovnat gravitační sílu a dochází k dalšímu hroucení. Přitom probíhá změna protonů v neutrony, která při hustotách přibližně $10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ je též velmi rychlá, takže konečná fáze gravitačního zhroutení je kompaktní koule složená z neutronů – neutronová hvězda o hustotě až $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$. Díky reakcím za vysokých teplot předcházejících a doprovázejících bezprostředně explozi supernovy vzniká emise

neutrin, které odnášejí těž značnou část energie srovnatelnou s energií Slunce vyzařovanou ve viditelném oboru.

Zbytkem supernovy není jen expandující mlhovina, ale i velmi husté a malé zařažované ve viditelném oboru. Rychle rotující neutronové hvězdy jsou kosmické těleso – neutronová hvězda. Rychle rotující neutronové hvězdy jsou v některých případech pozorovány jako pulsary (viz kapitola 5.26). Přímými důkazy zemi toho je pulsar NP 0532, který souvisí přímo s Krabí mlhovinou a oprávněně jej možno považovat za zbytek jádra bývalé supernovy, která na obloze zazářila v roce 1054 (dnes nese označení CM Tauri). S největší pravděpodobností se jednalo o supernovu II. typu. Naproti tomu obdobné jevy pozorované Tycho Brahem a Keplérem byly supernovy I. typu.

Zbytky supernov – Krabí mlhovina

Zbytky supernov jsou rozsáhlé mlhovinné útvary a neutronové hvězdy, avšak pod označením *zbytek supernovy* (v literatuře se někdy užívá zkratky SNR – supernova remnant) se míní především snadno pozorovatelný objekt – svítící mlhovina. Jak již bylo dříve uvedeno, typickým představitelem je Krabí mlhovina M1 = NGC 1952, zbytek supernovy z roku 1054. Je to mlhavý objekt v souhvězdí Býka o zdánlivém úhlovém rozměru $4' \cdot 6'$ a pozorovatelný i malými světelnými dalekohledy. Mlhovina má dvě složky lišící se tvarem a povahou spektra:

1. Amorfni (bez tvaru) mlhovina se spojitým spektrem, na které připadá 80 % celkové intenzity záření mlhoviny.

2. Filamentární (vláknitá) mlhovina s emisními čarami ve spektru (20 % celkové intenzity), typickými pro difúzní plynné mlhoviny (viz kapitola 5.28). Průběh intenzity spojitěho spektra amorfni složky lze vyjádřit vztahem $I \sim v^{-n}$, kdy spektrální index $n \sim 1$. Světlo mlhoviny je silně lineárně polarizováno. Amorfni mlhovina je mimo to zdrojem intenzivního spojitěho rádiového jakož i rentgenového a γ záření (je totožná s X zdrojem Tau X-1). Spektrální index pro oblast rádiových frekvencí je $n \sim 0,3$, kdežto pro X záření je stejný jako pro viditelné světlo, tj. $n \sim 1$. Takové spektrální rozdělení intenzity vylučuje tepelný původ světla mlhoviny, neboť ten by vyžadoval nereálnou teplotu kolem 10^9 K. Z intenzit emisních čar filamentární složky lze odhadnout, že kinetická teplota částic v mlhovině nemůže být podstatně vyšší než 10^4 K. Záření ve spojitěm spektru je nepochybně *synchrotronní*, vznikající pohybem velmi rychlých relativistických elektronů v magnetickém poli přibližně $5 \cdot 10^{-10}$ T. Tomu odpovídá i vysoký stupeň polarizace světla.

Rozpínání Krabí mlhoviny je měřitelné: úhlový rozměr velké poloosy přibližně eliptické mlhoviny se zvětšuje o $0',22$ za rok. Maximální radiální rychlost naměřená z posuvu emisních čar vláknité struktury je 1450 km s^{-1} (za předpokladu, že rychlosti jsou do všech směrů stejné, lze odhadnout vzdálenost mlhoviny na 1400 pc). Mlhovinné zbytky supernov jsou jevy jen dočasné, pozorovatelné jen několik

tisíc let. Nicméně společně s pulsary představují jedinečnou „muzeální sbírku“ objektů se zajímavými astrofyzikálními vlastnostmi.

Celková energie vyzařovaná Krabí mlhovinou je přibližně 10^{41} J s^{-1} a za dobu své existence, pokud její světlo bylo přibližně stále stejně intenzivní, vyžádala energii přibližně 10^{41} J . Počet elektronů s energií až 10^{11} eV vyzařujících synchrotronní záření mlhoviny velmi rychle klesá a v průběhu několika let by mlhovina pohasla, pokud by zde nebyl dodatečný zdroj. Neutronová hvězda – pulsar – uvnitř mlhoviny, která je nepochybně degenerovaným jádrem bývalé supernovy, zřejmě ještě dnes ovlivňuje energetickou bilanci mlhoviny. (Energie, kterou pulsar vyzařuje v rentgenovém oboru je stonásobně vyšší než v optickém oboru a 10^4 vyšší než v rádiovém oboru.) Předpokládá se, že vysoká teplota zářícího povrchu (10^6 K) i magnetické pole rychle rotujícího pulsaru umožňuje, že mlhovina je dosud pozorovatelná a je zřejmě i zdrojem částic s vysokou energií, tj. kosmického záření.

5.23. Hvězdy s rozsáhlými atmosférami a ztráta hmoty

Některé hvězdy, např. spektrální třídy Be, mají kromě absorpčních čar výrazné emisní čáry téhož prvku, odlišných šířek, někdy posunuté oproti čarům absorpčním. Tento jev vzniká tím, že hvězda je obklopena rozsáhlou, poměrně řídkou atmosférou opticky tenkou pro excitující či ionizující záření. Profily čar závisí na fyzikálních podmínkách ve hvězdné atmosféře, jak již bylo uvedeno v dřívějších kapitolách.

Jsou však i případy, kdy zářící vnější vrstvy nemusí být nutně součástí vlastní hvězdy, ale mohou mít formu jakési plynné obálky. Ať již příčiny vzniku takových útvarů jsou jakékoli, téměř ve všech případech dochází zřejmě k větší či menší ztrátě hmoty.

Dokonce i naše Slunce má rozsáhlou atmosféru – koronu – a z „vařícího“ se povrchu Slunce uniká do prostoru ve formě slunečního větru přibližně 10^{-13} sluneční hmoty za rok. U hvězd možno mluvit o hvězdném větru, který je právě u hvězd s rozsáhlými atmosférami značný. Do této kategorie hvězd patří například Be-hvězdy, hvězdy s obálkami, Wolfovy-Rayetovy hvězdy, hvězdy typu P Cygni, nadobří spektrálních tříd O, B a M, planetární mlhoviny a zakrytové dvojhvězdy typu β Lyrae.

O některých těchto případech je v dalším pojednáno podrobněji. K úniku hmoty z hvězdy dochází někdy i v důsledku výbuchu, jak je tomu u nov a supernov. Ne vždy uniká hmota bezprostředně do vesmírného prostoru. U těsných dvojhvězd dochází k přenosu hmoty z jedné složky na druhou. Únik hmoty z hvězdy, pokud se děje ve větším množství, je většinou jev dočasný a patrně vždy je spojen s důležitou, ale poměrně krátkodobou fází ve vývoji hvězdy.

Typ	Příklad	M_v	Spektrum	Rychlost expanze [km s ⁻¹]	Rotační rychlost [km s ⁻¹]	Ztráta hmoty [M_\odot /r]	Hmotnost [M_\odot]	Věk nebo životní doba [r]	Změna jasnosti nebo spektra
Be	48 Per γ Cas	-4 -4	B B	— 50	500 do 600 500	$\leq 10^{-4}$ $\leq 10^{-7}$	~ 10 ~ 10	— —	— —
Hvězdy s obálkami Wolf-Rayet	Pleione HD 66811 HD 68273	-4 do -6,8	WN, WC	120 do 2500	—	10^{-6}	4 do 10	10 ⁴ ?	pomale nepravdělně pomale nepravdělně
P Cygni	ζ Pup δ, ε, ι Ori	-6? -7	B O a B	130 1000 do 1800 až do 26	0 —	? 10^{-6}	— 10 do 30	— 10 ⁴	— —
Nadobří M	α Her α Ori	-2 do -8	M Ia do II	—	—	$5 \cdot 10^{-6}$ do $5 \cdot 10^{-9}$	—	—	žádné
Planetární mlhoviny	prstencová mlhovina v Lyře β Lyr	0 do +8	W hvězdy? O, B	10 do 30	—	10^{-4} do 10^{-3}	—	—	žádné
β Lyrae	γ Lyr	-6?	B B	— 130	0	10^{-4} ?	1,4 5	30,000 —	žádné —

Množství hmoty vyvržené hvězdou do prostoru lze odhadnout z intenzity a dopplerovského posuvu spektrálních čar. Intenzita určuje hustotu a posuv rychlost rozpínajícího se plynného obalu. Přesnost odhadu není velká. U některých těsných dvojhvězd dosahuje ztráta hmoty jedné složky hodnoty $10^{-4} M_\odot/\text{rok}$, kdežto u nadobří spektrální třídy M přibližně 10^{-8} – $10^{-9} M_\odot/\text{rok}$. Těž expanzní rychlosti jsou různé, pohybují se v mezích 10^2 km s^{-1} do 10^3 km s^{-1} i více.

Be-hvězdy a hvězdy s obálkou

U hvězd typu Be (tj. spektrální třídy B s emisními čarami) a hvězd s obálkami nedochází k expanzi atmosféry v pravém slova smyslu. Úzká absorpční čára je uprostřed široké emisní čáry. Jde zřejmě o případ, že vlastní hvězda rotuje mnohem rychleji než ji obklopující plynná obálka, neboť emisní čára vyplňuje ještě širší čáru absorpční.

Hvězdy typu P Cygni

Tyto hvězdy jsou často řazeny do kategorie hvězd novám podobným jako například symbiotické hvězdy. Nemají však nijak nápadné variace v jasnosti. Hlavní zástupce P Cygni je hvězda typu B1 ep. Typickým znakem těchto hvězd jsou spektra připomínající spektrum novy po vzplanutí. Emisní čáry jsou provázeny jim odpovídajícími čarami absorpčními posunutými k modrému konci spektra. Absorpce vzniká v expandující obálce rychlostí několika set kilometrů.

5.24. Wolfovy-Rayetovy hvězdy

C. Wolf a G. Rayet našli v roce 1867 tři hvězdy typu O s velmi jasnými a širokými emisními čarami. V současné době je známo přibližně 200 těchto hvězd, které podle objevitelů nesou označení Wolfovy-Rayetovy hvězdy nebo též W hvězdy.

Emisní čáry He I, II, C III, IV, N III a V o šířce až 10 nm ukazují na vysokou povrchovou teplotu $2 \cdot 10^4 \text{ K}$ až $5 \cdot 10^4 \text{ K}$ a zřejmě vznikají v rozsáhlé atmosféře, která se rozpíná rychlostí až 1000 km s^{-1} . Podle relativního zastoupení dusíku a uhlíku rozlišují se W hvězdy na dvě skupiny označované WN a WC. Svítivost je přibližně $10^4 L_\odot$ a absolutní hvězdná velikost se pohybuje v mezích $-4,5^m$ do $-6,5^m$.

Četné W hvězdy jsou složkami spektroskopických či zákrytových dvojhvězd (například V 444 Cyg), kde druhou složkou je žhavá hvězda typu O. Z pozorování těchto dvojhvězd plyne, že W hvězdy mají jen přibližně 1/3 hmotnosti druhé složky O hvězdy, a tudíž mají 4 až 10 slunečních hmot, což vzhledem k jejich svítivosti je poměrně málo. Je možné, že jde o hvězdu, která byla původně mnohem hmotnější než druhá složka a dospěla ve velmi krátkém čase, začala opouštět hlavní posloupnost a zvětšila svůj poloměr natolik, že vyplnila Rocheovu mez. Z dvojhvězdy se stala tím polodotyková dvojhvězda a hmota z hmotnější složky začala

„přetekar“ na složku méně hmotnou. Rychlý úbytek hmoty vede ke vzniku W hvězdy, která je vlastně zbytkem původní velmi hmotné a žhavé O hvězdy. Byla však vyslovena hypotéza, která naopak předpokládá, že W hvězda je ve stadiu, kdy ještě nedosáhla hlavní posloupnosti.

5.25. Konečná stadia hvězdného vývoje

Výklad o vývoji hvězd v předešlých odstavcích se většinou zakládá na předpokladu, že hmota uvnitř hvězdy se chová – až na výjimky – jako dokonalý plyn. Nicméně nutno připustit, že za určitých okolností dochází k degeneraci plynu, přesněji řečeno elektronového plynu.

Jakmile v průběhu života normální hvězdy dojde v jejím nitru k postupné přeměně lehkých prvků v těžší a v centrální oblasti převládne například železo, teplota nitra přestoupí maximum, jaderné reakce pozvolna ustávají a hvězda se opět hroustí, ochlazuje, až nakonec přestane existovat jako zářící hvězda. Z tohoto náčrtnutého hvězdného vývoje lze soudit, že umírající hvězda bude mít malou svítivost a vysokou centrální hustotu s degenerovaným plynem. Tyto hvězdy jsou skutečně pozorovány a jsou to bílí trpaslíci. Z několika případů, kdy bílý trpaslík je jednou složkou v podvojném systému, lze odvodit jejich hmotnost a z odhadnutého rozměru lze i dokázat jejich vysokou průměrnou hustotu. Nejznámějším případem je Siriův průvodce. Povrchová teplota těchto trpasličích hvězd je v rozmezí 6000–30 000 K se svítivostí odpovídající $3 \cdot 10^{-4}$ až $3 \cdot 10^{-2}$ svítivosti Slunce. (Absolutní magnitudy jsou tedy v rozmezí +13,8 až +8,8). Rozměry však nepřesahují rozměry velkých planet ve sluneční soustavě, přičemž hmotnost je srovnatelná se Sluncem. Z toho plyne, že nitro bílých trpaslíků musí být v degenerovaném stavu.

V kapitole 5.6 jsou uvedeny přibližné vztahy pro tlak v degenerovaném plynu, a to pro nerelativistický

$$P = K_1 \rho^{5/3} \quad (5.25.1) \equiv (5.6.8)$$

a relativistický případ

$$P = K_2 \rho^{4/3} \quad (5.25.2) \equiv (5.6.8)$$

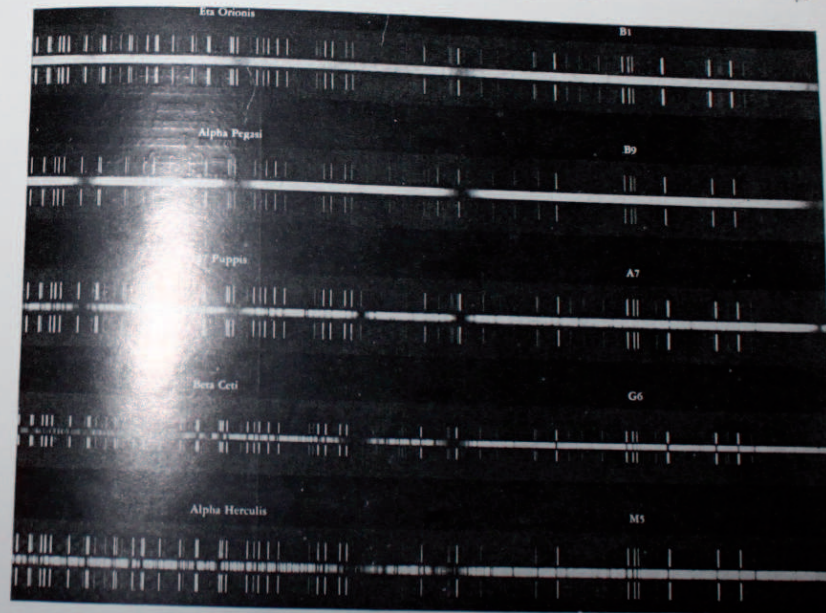
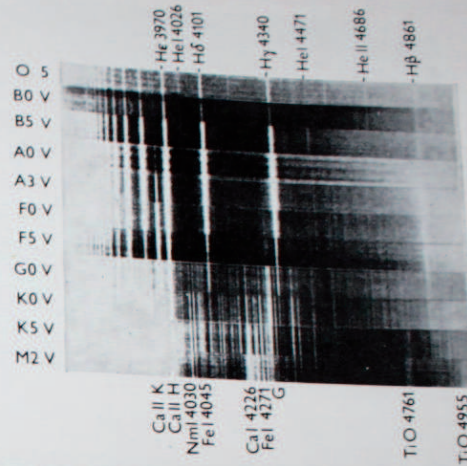
(Jelikož jen elektronový plyn je v degenerovaném stavu, tlak ostatních částic je malý a P se vztahuje na tlak elektronů.)

První vztah platí, jestliže maximální impuls elektronu $p_e < m_e c$, kdežto druhý pro případ, že $p_e > m_e c$. Veličiny K_1 a K_2 závisí na relativním váhovém množství vodíku X , nikoli však na teplotě. Jelikož nutno počítat s tím, že platnost výše uvedených vztahů se mění víceméně spojitě s rostoucí hustotou ρ , pak platí obecnější vztah pro tlak

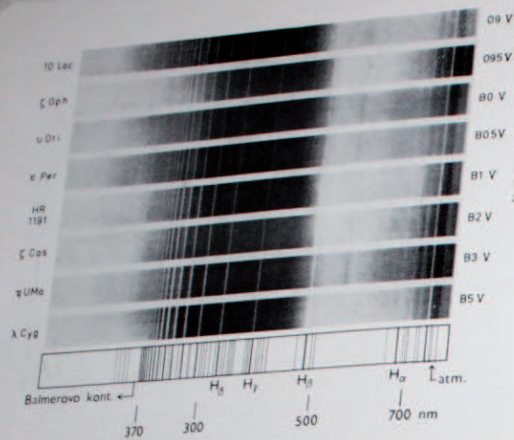
$$P = f[(1 + X) \rho], \quad (5.25.3)$$

kde f je funkce, podle které se mění závislost $K_1 \rho^{5/3}$ na $K_2 \rho^{4/3}$ a X je relativní váhové množství vodíku.

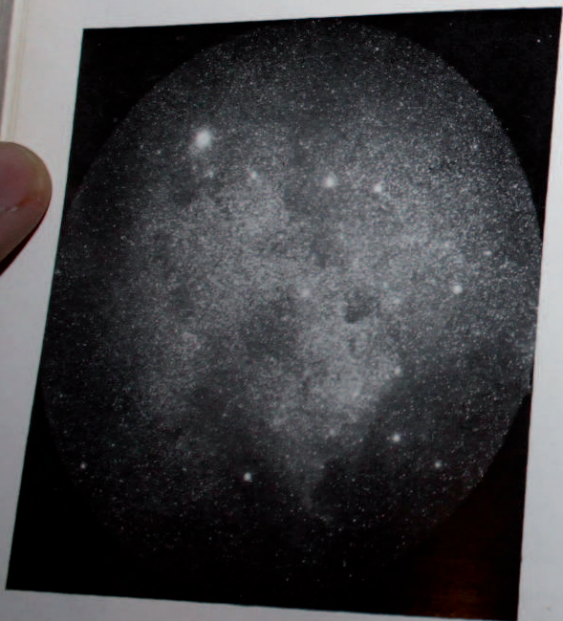
Příloha 1. Ukázky spekter hvězd, negativní kopie, absorpční čáry jsou jasné na tmavém pozadí spojitého záření. Jednotka vlnových délek je 0,1 nm, tj. vlnová délka H_γ je 434,0 nm.



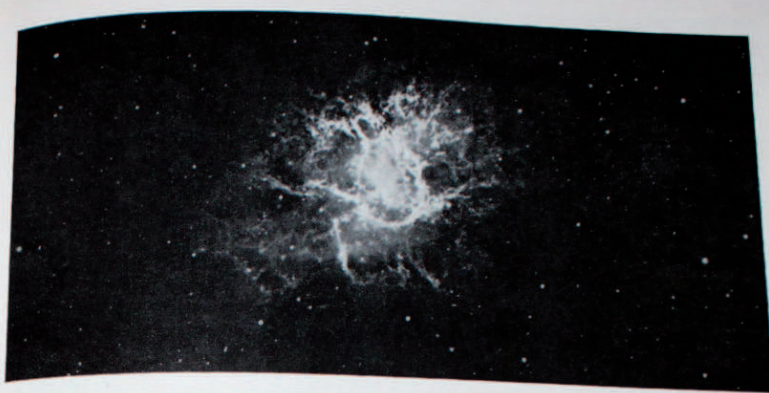
Příloha 2. Spektra hvězd některých typů hlavní posloupnosti v krátkovlnné oblasti (pozitivní kopie). Nejvýraznější absorpční čára je H_γ (434 nm). Po stranách spektra je srovnávací spektrum železa.



Příloha 3. Spektra žhavých hvězd typu O9 až B5 hlavní posloupnosti (negativní kopie). Čáry Balmerovy série jsou výrazné u hvězd B2 až B5. V dlouhovělné oblasti spektra je též zřetelný vliv atmosférické absorpce. V oblasti 500 až 700 nm je minimum citlivosti desky panchromatického materiálu, proto je v této oblasti spektrum zdánlivě zeslabeno.

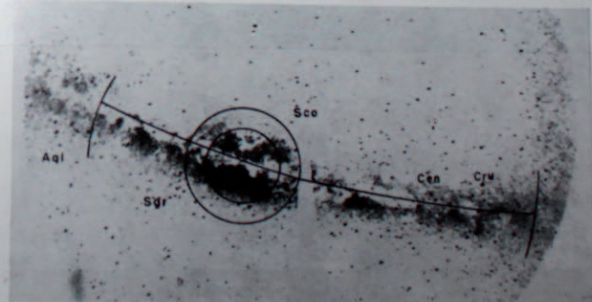


Příloha 4. Souhvězdí Labutě s Novou Cygni 1975 v okamžiku nejvyššího jasu (29. srpna 1975). Snímek byl pořízen malou Schmidovou kamerou (36/48 cm, f = 62 cm). Foto L. Koutek.

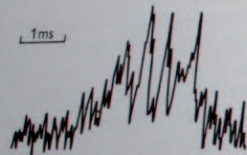
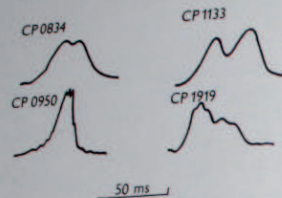


Příloha 5. Krabí mlhovina v souhvězdí Býka.

Příloha 6. Mléčná dráha jižní oblohy. Horní část obrázku je snímek širokouhlou komorou. V dolní části obrázku je na negativní kopii vyznačen směr ke galaktickému středu a galaktický rovník. Absorbující mráčka mezihvězdné hmoty jsou zřetelná ve středním pásu Mléčné dráhy.



kteřý by mohl následovat po této reakci, má mizivou pravděpodobnost, poněvadž všechny stavy, do kterých by se opětne uvolněný elektron mohl vrátit, jsou obsažené (což odpovídá požadavku Pauliho principu). Při hustotách větších než $3 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ ($3 \cdot 10^{14} \text{ kg m}^{-3}$) se tímto procesem zmenší tlak elektronů a může opět dojít k smršťování hvězdy a k dalšímu růstu hustoty v jejím středu. V takovém



Obr. 5.32. Časový průběh pulsů některých pulsarů.

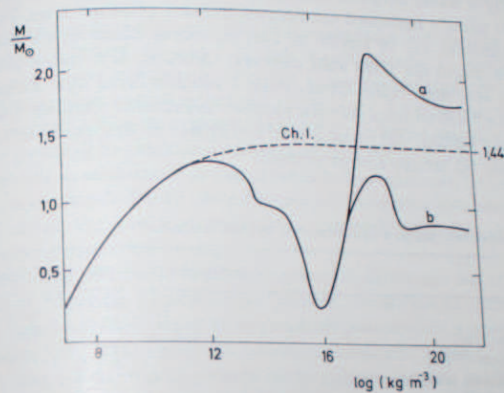
případě jde o neutronovou hvězdu, kdy při hustotě přibližně $10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ ($10^{15} \text{ kg m}^{-3}$) je v centru hvězdy veškerá látka složena převážně z neutronů. Maximální možná hmotnost neutronových hvězd závisí na tom jaká stavová rovnice v jejich nitru platí, a je přibližně 1 až $3 M_{\odot}$. Zdá se tedy, že hvězdy o něco hmotnější než naše Slunce končí svůj život jako neutronové hvězdy o průměru jen několik desítek kilometrů. Jádro neutronových hvězd patrně obsahuje různé druhy mezonů, baryonů a hyperonů. Newtonovo vyjádření potenciální energie již plně neplatí v tak silných gravitačních polích a je nutno celý problém studovat s ohledem na relativistické efekty.

Jádro neutronové hvězdy si již nelze představit jako plyn, ale jako pevnou látku krystalické struktury. Pevné jádro může obklopovat látka v supratekutém stavu. Existují modely neutronové hvězdy s pevným povrchem – kůrou.

Jestliže si smršťující se hvězda zachovává rotační moment, pak možno předpokládat, že jak bílí trpaslíci, tak zejména neutronové hvězdy rychle rotují. Dobu jedné otočky bílého trpaslíka lze odhadnout na sekundy, kdežto u neutronové hvězdy to bude méně než jedna tisícina sekundy. Právě tato rychlá rotace neutro-

nových hvězd vede k názoru, že pulsary jsou v podstatě tyto superhusté hvězdné útvarů, u kterých vlastně charakteristické vlastnosti hvězd již odumřely.

Koncem šedesátých let byla nalezena řada zdrojů rádiových impulsů vysílaných v intervalech ne delších než zlomek vteřiny. V současné době je již potvrzen názor, že pulsary jsou rotující neutronové hvězdy, které mohou anizotropně vydávat záření na radioastronomických frekvencích. Velmi známý je případ pulsaru v Krabí mlhovině, která je zbytkem po výbuchu supernovy z roku 1054. Před ně-



Obr. 5.33. Závislost hmoty na hustotě degenerované hvězdy. Do hustot $\rho = 10^{10} \text{ kg m}^{-3}$ jde o bílé trpaslíky, větší hustoty mají neutronové hvězdy. Křivky a, b odpovídají dvěma různým modelům neutronových hvězd. Ch. I. – představuje průběh podle Chandrasekharovy limity pro bílého trpaslíka.

kolika lety bylo zjištěno, že v Krabí mlhovině je pulsující rádiový zdroj – pulsar – s periodou jednotlivých pulsů 0,03 vteřiny. Tento pulsar byl též pozorován i opticky a v oboru X záření a krátká perioda pulsů je stejná jako v rádiovém oboru. Bylo dokonce zjištěno i prodloužení periody pulsů, což podporuje domněnku, že pulsary jsou rotující neutronové hvězdy a ty jsou opět zbytky po hvězdném tělese, které prošlo explozivní fází supernovy.

Teorie neutronových hvězd byla již v třicátých letech zkoumána sovětským badatelem L. Landauem, nositelem Nobelovy ceny za fyziku a Američanem R. J. Oppenheimerem, ale teprve objevem pulsarů se stala aktuální.

Hvězdy o hmotnosti, která značně převyšuje hmotu Slunce, mohou teoreticky skončit jako černé díry. Jestliže během závěrečných fází neztratí podstatnou část hmoty, nebo gravitační zhroutení je rychlejší než rychlost možné exploze, přestoupí hustota stav neutronové hvězdy $\rho > 10^{14} \text{ kg m}^{-3}$. Poloměr se zmenší pod

$$\text{tzv. Schwarzschildův poloměr } r_s = \frac{2MG}{c^2} \quad (5.26.1)$$

kde M je hmotnost tělesa, c rychlost světla. Metrika prostoru uvnitř tohoto poloměru má takové zakřivení, že signál odtamtud vyslaný dojde k pozorovateli stojícímu vně poloměru za nekonečně dlouhou dobu. Jde o podobný jev jako rudý posuv v gravitačním poli, avšak v tomto případě je nekonečně velký. Tedy jakýkoli foton vzniklý v tomto prostoru nedospěje mimo poloměr r_s . Schwarzschildův poloměr pro tělesa o hmotnosti průměrných hvězd je přibližně 3 km. Prostor vymezený poloměrem r_s , ve kterém by byla zhroutená hmota bývalé hvězdy, nezaujímá větší objem než zcela malá planetka! Okolnost, že z tohoto prostoru by nepřicházelo absolutně žádné záření, vedla k termínu černá díra. Rotace superhustého tělesa poněkud mění metriku prostoru kolem něho a kritický poloměr r_s je pak poněkud odlišný, než plyne z výše uvedeného vztahu, proto se v odborné literatuře najde též termín Kerrův poloměr.

Tabulka 5.15
Porovnání základních dat pro neutronovou hvězdu a Slunce

	Neutronová hvězda	Slunce
Poloměr [m]	10^4	$6,96 \cdot 10^8$
Plocha povrchu [m ²]	$1,26 \cdot 10^9$	$6,09 \cdot 10^{18}$
Povrchová teplota T [K]	10^8	$6 \cdot 10^3$
Vyzářená energie na jednotku plochy σT^4 [J s ⁻¹ m ⁻²]	$5 \cdot 10^{14}$	$6,33 \cdot 10^7$
Svitivost [J s ⁻¹]	$6 \cdot 10^{25}$	$3,9 \cdot 10^{26}$
Podíl energie vyzářené v oboru 300 až 1000 nm	10^{-5}	0,7
Vizuální absolutní hvězdná velikost	+19	+4,6
Bolometrická hvězdná velikost	+6,5	+4,4

Rychlá rotace superhusté hvězdy umožní vyzářovat světelná kvanta zjiitelná pozorovatelem ještě v době, kdy její poloměr je na teoretické hodnotě Schwarzschildova poloměru. Ovšem jakmile poklesne rotační energie v důsledku synchrotronního záření (viz dále), dojde přece jen ke vzniku černé díry.

Před úplným zhroutením do stavu černé díry mění se velmi rychle její gravitační pole. Podle obecné teorie relativity by toto mělo vyvolat gravitační impuls a mělo by dojít k vyzáření gravitační vlny. Celková energie těchto vln může být srovnatelná s klidovou hmotou hvězdy, tj.

$$Mc^2 \sim 2 \cdot 10^{47} \frac{M}{M_\odot} \text{ [J]} \quad (5.26.2)$$

(V roce 1969 Weber oznámil, že pozoroval gravitační vlny na frekvenci 1660 Hz. Avšak opakované pokusy i jinými badateli zatím existenci těchto vln nepotvrdily.)

Hroučící se hvězda zachovává moment hybnosti, tj. $Rv_r = \text{konst.}$, je-li R poloměr hvězdy a v_r rotační rychlost. Jestliže průměr normální hvězdy $R = 10^8$ km a rotační rychlost na jejím rovníku je 1 km s^{-1} , pak při zmenšení poloměru na 10 km dostoupí rotační rychlost hodnoty $v_r \sim 10^8 \text{ km s}^{-1}$. Pro těleso o hmotnosti Slunce je tento stav na hranici stability. Doba jedné otáčky je řádově 10^{-3} s!

Mechanismus záření pulsarů, které jsou nepochybně rychle rotující hvězdy, lze vysvětlit právě touto rotací a silným magnetickým polem. Rádiové spektrum pulsarů ukazuje, že jde v podstatě o synchrotronní záření volných elektronů v magnetickém poli.

Neutronové hvězdy mohou mít velmi silné magnetické pole. Jestliže celkové pole běžné hvězdy je řádově $B \sim 10^{-4} \text{ T}$, pak za předpokladu, že $4\pi R^2 B = \text{konst.}$, bude mít neutronová hvězda pole $B \sim 10^8 \text{ T}$ rotující společně s hvězdou (tj. osa magnetického pole je obecně skloněna k rotační ose). To znamená, že při vhodné orientaci magnetického pole se magnetické siločáry pulsarů s periodou jedné otáčky cca 0,03 s pohybují ve vzdálenosti 1500 km až 2000 km od středu hvězdy rychlostí světla (rozumí se vzhledem k pevnému souřadnému systému). Volné elektrony se v těchto oblastech pak chovají jako elektrony relativistické a jsou zdrojem synchrotronního záření. Pozorování změn polarizace jednotlivých pulsů potvrzují model spolurotujícího magnetického pole.

Synchrotronní záření není emitováno izotropně. Proto jeho intenzita kolísá v periodě, která odpovídá periodě rotace pulsarů. Relativistické elektrony vyzářují v úzkém kuželi a světlo takto vyzářené zasahuje pozorovatele v pravidelných intervalech asi tak jako světlo rotujícího reflektoru světelného majáku.

Rotace magnetického pole pulsarů může mimoto urychlit nabitě částice do té míry, že dosahují kinetické energie kosmického záření. To se ovšem děje na úkor rotační energie pulsaru E_{rot} . Za předpokladu, že pulsar je homogenní rotující koule, platí

$$E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} MR^2 \left(\frac{\pi}{P} \right)^2 \quad (5.26.3)$$

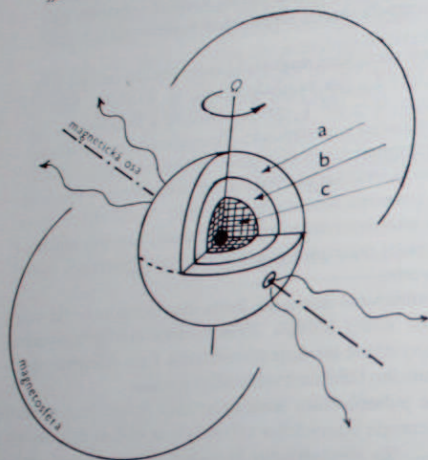
Jestliže R je konstantní, pak změna energie je provázána změnou periody P

$$\frac{dE_{\text{rot}}}{dt} = -\pi^2 \frac{8}{5} MR^2 P^{-3} \frac{dP}{dt} \quad (5.26.4)$$

Pro pulsar NP 0532 v Krabí mlhovině bylo nalezeno prodlužování periody pulsů přibližně $4 \cdot 10^{-8}$ s/den. Při hmotnosti $M \sim 1M_\odot$, poloměru $R \sim 10$ km a $P = 0,033$ s je úbytek rotační energie $4 \cdot 10^{31}$ wattů. Tímto způsobem získávají energii volné elektrony, které jsou zdrojem synchrotronního záření Krabí mlhoviny. Pulsar v Krabí mlhovině patří mezi velmi mladé objekty. Vznikl před 900 lety a teprve za 3000 let se perioda otáčky prodlouží na dvojnásobek dnešní hodnoty. Pulsary s podstatně delší periodou jsou mnohem starší a změna periody je menší. Stáří nejpomalejších pulsarů se odhaduje na 10^7 let. Obecně též platí, že mladé

pulsary jsou zdrojem jak rádiového, tak viditelného záření, kdežto starší, pomaleji rotující objekty mohou emitovat pulsy již jen v oboru rádiových vln.

Kromě prodlužování periody byly pozorovány krátkodobé nepravidlosti ba dokonce i náhlé skoky v periodě pulsů ($10^{-6} P$). Tyto skoky se vysvětlují náhlou nevelkou změnou ve struktuře vrchních vrstev neutronové hvězdy, tedy jakýmiś „hvězdotřeseními“.



Obr. 5.34. Model neutronové hvězdy. Povrch hvězdy tvoří pravděpodobně vrstva železa, ^{56}Fe má nejstabilnější jádra. Pod železnou slupkou se jádra atomů seskupují do pevné mřížky, jejíž teplota tání je přibližně 10^9 K a elektronový plyn je degenerován (vrstva a). Ve větší hloubce elektrony vnikají do protonů a v jádrech atomů se zvyšuje počet neutronů. V ještě větších hloubkách téměř všechny elektrony a protony vytvoří neutrony a látka se změní v neutronovou suprařekutinu (oblast b) nebo neutronovou mřížku (oblast c). Jádro je složeno ze stabilních, velmi těžkých částic (hyperonů). Struktura vnitřních částí neutronových hvězd (tj. neutronová mřížka a hyperonové jádro) je stále ještě předmětem diskuse. Neutronová hvězda má silné magnetické pole (na povrchu 10^8 Tesla, případně i více). Magnetická osa obecně nemusí souhlasit s osou rotace a hvězda je v takovém případě šikmý

magnetický rotátor, který rotační kinetickou energii přeměňuje (pomocí magnetických polí) na záření a urychluje částice do relativistických rychlostí. Spolurotující magnetosféra hraje v tomto mechanismu důležitou úlohu.

Za předpokladu, že velmi mladé pulsary mají dobu rotace jen několik milisekund a dostatečně jasné září i ve viditelném oboru spektra, bylo by možno očekávat, že budou pozorovatelné tam, kde nedávno vzplanuly supernovy. Bylo proto vybráno 31 galaxií, ve kterých v uplynulých 90 letech byly zjištěny výbuchy supernov. Avšak přes velkou citlivost aparatur nebyly zjištěny žádné rychlé světelné změny v těchto objektech.

Pokud je neutronová hvězda složkou těsné dvojhvězdy, může být zdrojem pulsů v rentgenovém oboru. Zdroj pulsů je v tomto případě hmota, která na neutronovou hvězdu proudí z hlavní hvězdy a dopadá rychlostí přibližně až $1/3 c$ do oblasti magnetických pólů a vytváří zde velmi horkou skvrnu o teplotě 10^8 K. Takovým rentgenovým pulsarem je hvězda HZ Herculis, která je totožná s rentgenovým zdrojem Her X-1. Je to dvojhvězda, kde jedna složka je hvězda na hlavní posloup-

nosti, kdežto druhá složka je neutronová hvězda. Průměr normální hvězdy je přibližně $2 \cdot 10^6$ km, neutronové hvězdy 20 km, poloměr oběžné dráhy $3 \cdot 10^6$ km a oběžná doba 1,7 dne. Pozorování vykonaná rentgenovým dalekohledem z výšky 42 km nad zemským povrchem prokázala výraznou emisi rentgenového záření (tj. emisní čáru) na frekvenci odpovídající energii kvant 53 keV. Emisi je možno vysvětlit jako cyklotronové záření vznikající v magnetickém poli $4,7 \cdot 10^8$ T.

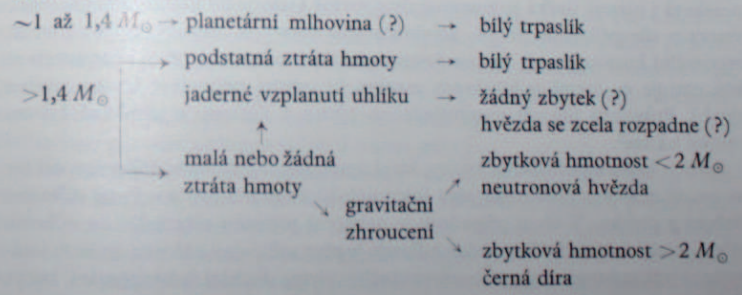
Pozorování pulsarů má značný význam i pro studium mezihvězdného prostředí. Časové rozdíly pulsů v různých frekvencích jsou způsobeny rozptylem signálů na volných elektronech. Byla tak odvozena střední hustota volných elektronů v mezihvězdné hmotě $N_e = 0,031 \text{ cm}^{-3}$. Pulsary jsou pozorováním prokázána konečná stadia života hvězdného tělesa. Jinak je tomu v případě černých děr.

Jediný důkaz o existenci černých děr by bylo možno získat pozorováním gravitačního účinku, pokud by byly složkami dvojhvězdy (analogie s objemem bílého trpaslíka, Sirius B), kdy druhá složka je normální hvězda. Je též možné, že existuje případ, kdy dochází dokonce k přetékání hmoty z viditelné hvězdy na černou díru. Plyn před dosažením kritického poloměru dosahuje tak vysoké teploty, že dojde k emisí velmi tvrdého X a γ záření. Proto některé těsné dvojhvězdy, které jsou zároveň X-zdroji, náleží mezi kandidáty na titul souputníků černých děr. Avšak spolehlivý pozorovací důkaz o existenci černých děr dosud chybí.

Konečný osud hvězdy závisí tedy na její hmotnosti. Nejméně je po této stránce známo o hvězdách s malou hmotností, pro které ani konečná fáze bílého trpaslíka příliš nevyhovuje. Také pozorovací podklady chybí. Jestliže vývoj hmotných hvězd možno sledovat na diagramech spektrum-svitivost pro hvězdkupy, není tomu tak u hvězd s $M < 1 M_\odot$. Stárnou příliš pomalu.

Z dosavadních poznatků o vývoji hvězd lze sestavit následující schéma závěrečných fází života hvězd.

Hvězda s hmotností:



Mezihvězdná hmota

Podstatnou část hmoty v kosmickém prostoru tvoří rozptýlená látka, tedy jednotlivé elementární částice, atomy, molekuly a prachová zrna velmi malých rozměrů. Možno mluvit o hmotě meziplanetární, cirkumstelární (v blízkém okolí hvězd), mezihvězdné a mezigalaktické, podle toho, v jakém prostoru se zkoumaná rozptýlená látka nachází. Každá tato složka rozptýlené hmoty ve vesmíru má specifické vlastnosti a je vhodné je studovat odděleně, i když jisté vzájemné souvislosti existují. Stručná zmínka o meziplanetární hmotě je v kapitolách o planetárním systému. Tato kapitola je věnována výhradně problémům mezihvězdné a zčásti též mezigalaktické hmoty.

Existence mezihvězdné hmoty ve formě mezihvězdných mračen byla známa od dob, kdy byly poprvé pozorovány *galaktické mlhoviny*, které, jak se později ukázalo, jsou buď rozsáhlé svítící oblaky plynu, nebo prachu rozptylujícího světlo blízkých hvězd. Jako příklad plynných mlhovin může sloužit velká mlhovina v Oriónu. Prachovou mlhovinou je například difúzní mlhovina v okolí Plejád. Prachovou složku mezihvězdné hmoty lze pozorovat i jako temná mračna, která oslabují světlo vzdálených hvězd.

Rozptýlená prachová složka mezihvězdné hmoty způsobuje selektivní absorpci světla vzdálených hvězd, tedy absorpci závislou na vlnové délce světla (zčervenání hvězd) - plynná složka pak absorpci v diskrétních oborech spektra (mezihvězdné čáry ve spektrech hvězd). Podstatný pokrok výzkumu mezihvězdné hmoty nastal rozšířením radioastronomických metod, jimiž bylo možno spolehlivě zjistit neutrální vodík v mezihvězdném prostoru, a dokonce pomocí těchto pozorování zdokonalit představy o struktuře Galaxie. Kromě toho radioastronomická pozorování odhalila většinu dosud známých molekul.

Prostorové rozdělení mezihvězdné hmoty v Galaxii je charakteristické tím, že prachová i plynná složka se koncentruje v rovině Galaxie do poměrně velmi tenké vrstvy o síle přibližně 200 pc. Struktura této vrstvy se dále vyznačuje tím, že maximální hustota hmoty sleduje formu spirálních ramen a v těchto ramenech se koncentruje ve formě jednotlivých mračen (tj. svítící mlhoviny, temná mračna apod.). Průměrná hustota mezihvězdného plynu v Galaxii je přibližně 1 atom vodíku na cm^3 .

Svítící oblaka mezihvězdné hmoty, která nesou název *galaktické mlhoviny*, dělíme na *emisní mlhoviny* obsahující plyn (více než 10 atomů cm^{-3}) a *reflexní mlhoviny* složené z prachu. V obou případech je primární příčinou záření těchto mlhovin záření blízkých hvězd. U emisních mlhovin je plyn mlhoviny zářením hvězdy ionizován a rekombinací atomů mezihvězdného plynu dochází k vyzařování kvant. U reflexních mlhovin dochází k rozptylu světla hvězdy na částicích o rozměrech srovnatelných s vlnovou délkou světla. Planetární mlhoviny jsou speciálním případem emisních mlhovin. V ojedinělých případech je mechanismus záření netermické povahy, např. synchrotronní záření (např. silný zdroj rádiového záření v Kassiopei).

Dělení mezihvězdné hmoty na plynnou a prachovou složku však neznamená, že obě složky jsou v prostoru od sebe odděleny. Zda v určitém místě září plynná nebo pouze prachová mlhovina závisí na zářivém poli nebo přesněji řečeno, na teplotě blízkých hvězd. Velmi žhavé hvězdy jsou zdrojem dostatečného množství kvant ionizujících mezihvězdný plyn i ve velkých vzdálenostech od zdroje. Naproti tomu chladnější hvězdy nezáří dostatečně intenzivně v oboru krátkovlnného záření a plyn v jejich okolí zůstává prakticky v neutrálním stavu. Nicméně světlo hvězd je rozptylováno na prachových mezihvězdných částicích.

Pokud je v okolí hvězdy s vyšší svítivostí větší hustota mezihvězdné hmoty, pak je pozadí buď jako slabá reflexní mlhovina, nebo i jako mlhovina emisní, jestliže T_{eff} osvětlující hvězdy je dostatečně vysoká. Známa mlhovina v Oriónu je typický případ, v jejímž spektru je vedle emisních čar a spojitěho záření plynu i spojitěho záření hvězd rozptýlené na prachových mezihvězdných částicích.

Mezihvězdný plyn

Existenci mezihvězdného plynu mimo plynné mlhoviny dokázal již roku 1904 Hartmann, který prvý pozoroval mezihvězdné čáry ve spektrech spektroskopických dvojhvězd. V takovém případě lze mezihvězdné čáry odlišit poměrně snadno od čar hvězdných, neboť se neúčastní periodického posuvu způsobeného dopplerovským posouváním čar náležejícím jednotlivým složkám příslušné dvojhvězdy (proto někdy bývají mezihvězdné čáry označovány jako čáry stacionární - nepohyblivé). Mimoto rozšíření mezihvězdné čáry s ohledem na nízkou teplotu mezihvězdného plynu je minimální, a mezihvězdné čáry jsou tedy velmi ostré, čímž se též dají dosti dobře odlišit od rozšířených čar hvězdy. Ve vizuální části spektra je možno identifikovat přibližně 50 čar náležejících atomům a molekulám, ať již neutrálním, nebo ionizovaným (např. Ca, Ca^+ , Na, Ti^+ , K, Fe, CN, CH, CH^+). Nejvýraznější jsou čáry ionizovaného vápníku Ca^+ a dublet sodíku. Některé absorpční pásy, jako například pás o šířce přibližně 5 nm s maximem kolem 443 nm, jsou zřejmě mezihvězdného původu, ale nelze zatím uspokojivě vysvětlit mechanismus jejich vzniku. (Byly navrženy jednak velmi složité molekuly, jednak pevné částice jako původci absorpce světla v tomto pásu.)

V mnoha případech jsou interstelární čáry rozštěpené, poněvadž vznikají v jednotlivých mračcích, která mají různou radiální rychlost vzhledem k pozorovateli. Ekvivalentní šířka mezihvězdných čar stoupá se vzrůstající vzdáleností hvězdy, tedy se vzrůstající drahou paprsku mezihvězdným prostředím, což nasvědčuje, že plyn je v mezihvězdném prostoru rozložen téměř rovnoměrně a jednotlivá oblaka možno chápat spíše jako místní fluktuační v hustotě mezihvězdného plynu.

Existence mezihvězdných absorpčních čar nasvědčuje též tomu, že mezihvězdný plyn se chová jako rozšířená hvězdná atmosféra, ve které je ovšem hustota záření značně menší. Hvězdné záření je silně zředěno a lze snadno odvodit faktor zředění

W ve vzdálenosti r , který je dán vztahem

$$W = \frac{R^2}{r^2} \quad (5.28.1)$$

kde R je poloměr hvězdy. Jestliže $r = 1 \text{ pc} = 3,08 \cdot 10^{13} \text{ km}$, $R = \text{poloměr Slunce} \sim 7 \cdot 10^3 \text{ km}$, pak $W \sim 10^{-16}$. V průměru tedy bude hustota záření v mezihvězdném prostoru 10^{16} krát menší než v atmosféře průměrné hvězdy. Ionizace mezihvězdné hmoty hvězdným zářením nebude probíhat tak, jak by probíhala za předpokladu termodynamické rovnováhy. Za velmi nízkých teplot ionizace vzniká fotoionizací ze základního stavu. Při ionizaci neutrálního vápníku Ca I na jednu ionizovaný vápník Ca II je ionizační potenciál 6,09 eV (což odpovídá záření o vlnové délce $\lambda \leq 204 \text{ nm}$). Srovnáním intenzit absorpčních čar neutrálního vápníku Ca I a ionizovaného Ca II (a případně sodíku Na I) lze zjistit překvapivou skutečnost, že poměry intenzit jsou téměř stejné jako v atmosférách F hvězd, světlení je snadné: hustota záření je sice 10^{16} krát menší než v atmosférách hvězd, tedy počet atomů Ca v mezihvězdném prostředí ionizovaných za jednotku času bude řádově 10^{16} krát menší než v atmosféře hvězdy F, ale současně je v mezihvězdném prostoru o 10^{16} krát volných elektronů méně než ve hvězdných atmosférách. Tím je počet rekombinací úměrný počtu ionizací za jednotku času. Oba procesy probíhají v mezihvězdném prostoru 10^{16} krát pomaleji než v atmosféře hvězdy, avšak stupeň ionizace zůstává zachován!

5.29. H I oblasti - záření neutrálního vodíku

H I oblastmi jsou nazývány rozsáhlé oblasti, ve kterých je mezihvězdný vodík v základním stavu. Vodík, který je nejhojnější prvek ve vesmíru vůbec, nemůže být v těchto oblastech pozorován přímo v optickém oboru, neboť excitační potenciál ze základního stavu na druhou hladinu je 10,4 eV a v oblastech H I není dostatečná hustota záření o vlnové délce $\lambda = 121,6 \text{ nm}$. Absorpční čáry Balmerovy série mezihvězdného vodíku nemohou být proto pozorovány. V roce 1944 však van de Hulst poukázal na to, že přechod mezi dvěma metastabilními hladinami vodíku v základním stavu ($1^2S_{1/2}$) má za následek absorpci nebo emisi kvanta $h\nu = 6 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$, což odpovídá vlnové délce $\lambda = 21,105 \text{ cm}$ (nebo frekvenci $\nu = 1420,4 \text{ MHz}$).

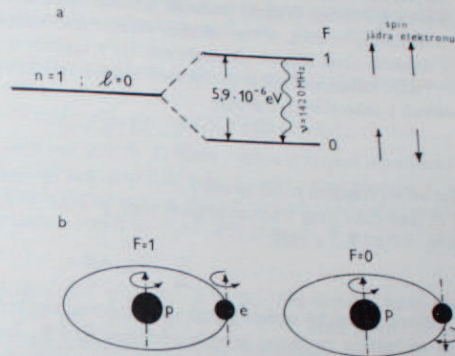
Základní stav vodíku je rozštěpen do dvou velmi blízkých hladin v důsledku intervalu mezi magnetickým momentem protonu a elektronu. Ve vyšší hladině jsou magnetické momenty rovnoběžné (paralelní), v nižší hladině antiparalelní. Vyzáření kvanta na čáře 21 cm znamená tedy převrácení orientace magnetických momentů, které se stručněji označuje jako převrácení spinu.

Pro základní hladinu vodíku jsou kvantová čísla (v hodnotě h) vyjádřena takto:

$$\begin{aligned} \text{orbitální moment hybnosti } L &= 0 \\ \text{spin elektronu } S &= \frac{1}{2} \\ \text{celkový moment } J &= L + S = \frac{1}{2} \\ \text{spin jádra } I &= \frac{1}{2} \end{aligned}$$

Jemná struktura základní hladiny je vyjádřena součtem spinu elektronu a jádra, $F = S \pm I$, tedy $F = 1$ nebo 0 , podle toho, jsou-li spiny vzájemně paralelní nebo antiparalelní. Velmi malý rozdíl energie $6 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$ mezi oběma hladinami souvisí s malou hodnotou magnetického momentu jádra.

Obr. 5.35. Vznik 21 cm emise (absorpce) neutrálního vodíku. a) Základní hladina atomu vodíku má velmi jemnou strukturu, tj. je rozštěpena na dvě hladiny $F = 1$, $F = 0$, v důsledku rozdílné orientace spinu elektronu ke spinu jádra; b) jak je naznačeno na primitivním modelu atomu vodíku. Energetický rozdíl obou hladin je velmi malý a přechod mezi nimi znamená vyzáření nebo pohlcení záření o frekvenci $\nu = 1420 \text{ MHz} = \lambda = 21 \text{ cm}$.



Pravděpodobnost přechodu z horní hladiny (kterou pro zjednodušení označíme $F = 1$) do dolní ($F = 0$) lze určit velmi přesně z kvantové mechaniky a vyjádřena Eisteinovým koeficientem je $A_{10} = 2,85 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$, což je hodnota 10^{22} krát menší než pro dovolené přechody v optickém oboru. Jde o typickou zakázanou čáru s pravděpodobností přechodu 10^{-14} s (tj. jeden přechod za 11 miliard let). Excitace do vyššího stavu se děje vzájemnými srážkami atomů. Při průměrné hustotě přibližně 1 vodíkový atom na cm^3 dochází zhruba k jedné vzájemné srážce dvou atomů za 10^2 až 10^3 let. Emisní záření na 21 cm neutrálního vodíku je pozorovatelné při velmi malé hustotě, kdy excitovaný atom je velmi dlouho nerušen a přechod do nižšího energetického stavu se může dít opět jen vyzářením příslušného kvanta, neboť chybí jakékoli jiné konkurenční přechody. Jestliže tedy například ve sloupci o základně 1 cm^2 a délce $1 \text{ pc} = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}$ a hustotě 1 atom cm^{-3} je alespoň $\frac{1}{2}$ atomů vybuzených do vyššího stavu v základní hladině, pak je ve sloupci o délce 1 pc přibližně 10^{18} atomů schopno vyzářit kvanta na frekvenci 1420 MHz. Jestliže životní doba toho stavu pro každý atom je 10^{14} sekund, pak z tohoto sloupce je vyzářeno přibližně $10^{(18-14)} = 10^4$ kvanta za sekundu. Z toho plyne, že rozsáhlé oblasti neutrálního vodíku mohou spojitě vyzářovat poměrně intenzivní emisní čáru v rádiovém oboru spektra na vlnové délce 21,1 cm. To bylo potvrzeno v roce 1951,

kdy byla radioastronomicky zjištěna emise mezihvězdného neutrálního vodíku, a od té doby poskytují radioastronomická pozorování velmi cenné informace nejen o mezihvězdném vodíku, ale i o struktuře Galaxie.

Rádiové záření vodíku, díky vlnové délce, není podstatně ovlivněno absorbující prachovou složkou mezihvězdné hmoty a Galaxie je relativně značně průhledná pro 21 cm emisní vodíkovou čáru. Posuv této čáry způsobený radiálními pohyby jednotlivých vodíkových mračen lze velmi dobře měřit, právě tak jako profil jednotlivých čar. Radiální rychlosti, štěpení 21 cm čáry a její profil studovaný v různých směrech v rovině Galaxie podávají celkový obraz o rozložení a pohybech oblaků neutrálního vodíku, a tím ukazují kinematické vlastnosti hmoty a její rozložení v dalekém okolí Slunce. (Podrobnosti viz v kapitole o struktuře Galaxie.)

Podle známého vztahu pro stupeň excitace atomů, tj. určení relativního počtu atomů v jednotlivých stavech,

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} e^{-h\nu/kT} \quad (5.29.1)$$

lze určit i relativní počet atomů s $F = 1$ a $F = 0$ dosazením příslušných hodnot. Pro statistické váhy v tomto případě platí $g = 2F + 1$, tedy $g_1/g_0 = 3$. Hodnota $h\nu/k = 0,07$ K, a tedy

$$\frac{n_1}{n_0} = 3e^{-0,07/T} \quad (5.29.2)$$

Jelikož kinetická teplota mezihvězdného vodíku (která určuje vzájemnou rychlost srážejících se částic) je vždy větší než 0,07 K, lze očekávat, že $e^{-0,07/T} \approx 1$ a poměr $n_1/n_0 = 3 : 1$ se bude měnit jen nepatrně s teplotou mezihvězdného plynu. (Ve výše uvedeném vztahu 5.29.2 má T význam tzv. spinové teploty.) Ve vyšším stavu ($F = 1$) bude tedy 75 % atomů vodíku. Tento vysoký počet atomů ve stavu $F = 1$ není překvapující, neboť jen malá část kinetické energie se při srážce atomů spotřebuje na „přehození“ spinu z $F = 0$ na $F = 1$. Může se tak stát v důsledku magnetické interakce mezi oběma atomy, ale nejčastěji výměnou elektronů mezi dvěma atomy. Výsledný spin po výměně elektronů může být $F = 0$ nebo $F = 1$.

Mezihvězdný atom vodíku mění vlivem srážek hodnotu F přibližně za $4 \cdot 10^2$ let (což ovšem nemá za následek vyzáření kvanta), nicméně přece jen průměrně jednou za 10^7 let dojde ke spontánnímu přechodu $F = 1 \rightarrow 0$ s vyzářením příslušného kvanta. Jestliže volná dráha atomu se vlivem vyšší hustoty podstatně zmenší a počet srážek za jednotku času vzroste, pak ovšem změny stavu v základní hladině vlivem srážek téměř zcela vyloučí možnost záření na 21 cm čáře.

Excitace vodíku do stavu $F = 1$ v mezgalaktickém prostoru, kde pravděpodobnost srážek atomů je nesmírně malá, závisí na absorpci rozptýleného záření v mezgalaktickém prostoru, tedy na ději, který v Galaxii pro tento případ není významný.

Jestliže záření na 21 cm prochází vodíkovými mračky, může být absorbováno, a může tak excitovat atom do stavu $F = 1$. Avšak může též způsobit přechod do

nižší hladiny a k původnímu kvantu se přidruží kvantum navíc. V druhém případě jde o tzv. stimulované záření (formálně by to bylo možno popsat jako negativní absorpci).

5.30. Určení teploty a hustoty mezihvězdných oblaků

Jelikož metoda určení teploty, resp. hustoty mezihvězdného vodíku v oblastech H I je velmi zajímavou a jednoduchou úlohou, je vhodné ji zde ve stručnosti popsat.

Měřená intenzita I_ν emisní čáry na 21 cm bude dána rovnicí přenosu záření, kterou možno napsat ve formě

$$I_\nu = B_\nu(T) [1 - \exp(-\tau_\nu)], \quad (\nu = 1420,4 \text{ MHz} \pm \Delta\nu),$$

kde $B_\nu(T)$ je Planckova funkce pro teplotu T , která v případě buzení atomů srážkami určuje též pohyb jednotlivých atomů (jde tedy o teplotu kinetickou) a τ_ν je optická tloušťka emitující oblasti. Při měření na nízkých frekvencích možno použít Rayleighovu-Jeansovu aproximaci, neboť $h\nu \ll kT$, kdy platí, že $B = (2\nu^2/c^2) kT$, neboli

$$B \sim \nu^2 T.$$

Pro opticky tlusté prostředí $\tau \gg 1$ platí, že $I_\nu = B_\nu$. Pro opticky tenké prostředí $\tau \ll 1$ bude platit $I = B\tau$, neboť $e^\tau \sim 1 + \tau$. Z toho plyne, že pro opticky tlusté prostředí lze přímo z intenzity určit teplotu, neboť

$$I_\nu \sim \nu^2 T.$$

Skutečně lze nalézt případy, kdy pozorovaná hodnota intenzity 21 cm čáry vodíku dosáhne určitého maxima, které si zachovává v poměrně širokém rozsahu frekvencí. (Rozumíme tím ovšem, že čára je zde rozšířena o hodnotu $\Delta\nu$ dopplerovským efektem, ve kterém se odrážejí především nepravidelné pohyby, např. turbulence apod.) V takovém případě ze změřené hodnoty intenzity plyne teplota, která nepřesahuje 125 K. Daleko častěji však nalezneme případy, kdy oblak je pro danou frekvenci opticky tenký, a tudíž platí, že $I = B\tau$, kde $\tau = \kappa_\nu l$. l je dráha zorného paprsku v opticky tenkém oblaku a κ_ν je absorpční koeficient, který u 21 cm čáry lze velmi dobře spočítat pomocí kvantové mechaniky. Absorpční koeficient je zde $5,45 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ pro jeden atom, tj. lineární absorpční koeficient je dán vztahem $\kappa_{21} = 5,45 \cdot 10^{-13} N [\text{cm}^{-1}]$, kde N je počet atomů v cm^3 . Jestliže teplota oblaku je T , pak absorpční koeficient je v dané frekvenci zmenšen o určitou hodnotu, která je přímo závislá na teplotě, neboť jestliže v každém intervalu radiálních rychlostí $v + dv$ je $N(v)$ částic, pak pro malý rozsah teplot platí $\kappa_{21} = 5,45 \cdot 10^{-13} N(v)/T$. Jestliže $\tau = \kappa_{21} l$, pak pro opticky tenké 21 cm čáry platí

$$I_{21} = \tau B(T) = 5,45 \cdot 10^{-13} \frac{N(v)}{T} l \frac{2\nu^2}{c^2} kT, \quad (5.30.1)$$

tedy

$$I_{21} = \text{konst. } Nl \text{ [cm}^2\text{]}, \quad (5.30.2)$$

neboť T se vykrátí a pro intenzity plyne přímo součin Nl čili počet částic ve sloupci l o jednotkovém průřezu. Hustoty mezihvězdných mračen tedy dostáváme jako součin Nl , neboť dráha l není obecně známa. Obdobné metody se užívá k určení hustot mezihvězdných molekul.

5.31. H II oblasti

V okolí hvězdy typu O a B s vysokou povrchovou teplotou, které vyzařují do prostoru dostatečné množství fotonů s vysokou energií, je mezihvězdný plyn, především tedy vodík ionizován. Je-li hustota plynu dostatečně velká, možno oblast, kde je prostředí ionizováno, přímo pozorovat jako svítící mlhovinu nebo se projeví na dlouhodobě exponovaných snímcích oblohy, pořízených světelnými komorami, jako rozsáhlé slabě svítící oblasti. Souhrnně je nazýváme oblastmi H II (na rozdíl od oblasti H I, kde je vodík v neutrálním stavu). Proces, který vede k záření oblasti H II, byl již r. 1927 vysvětlen Zanstrou. Ionizační potenciál vodíku je 13,5 eV. Absorpce záření o vlnové délce $\lambda \leq 91,2$ nm (v oblasti za hranou Lymanovy série) je neutrální atom vodíku ionizován. Každý absorbovaný foton $h\nu \geq 13,5$ eV přispívá nejen k ionizaci, ale též ke kinetické energii volných elektronů. Uvolněné elektrony jsou však okamžitě zachycovány ionizovanými atomy. Rekombinace ionizovaných atomů na neutrální zpět do základního stavu nastává s nepatrnou pravděpodobností. Mnohem pravděpodobněji nastane rekombinace postupnými přechody z vyšších hladin na nižší. Přechody elektronů z vyšších hladin na druhou hladinu mají za následek vyzáření kvant v čarách Balmerovy série, tedy i ve viditelném oboru spektra.

Jeden z nejpravděpodobnějších přechodů má za následek záření v červené vodíkové čáře H_α . Lze předpokládat, že každému fotonu vyzářenému v čáře H_α předcházelo pohlcení fotonu hvězdného záření mlhovinou v ultrafialové části spektra (tj. $\lambda = 91,2$ nm). Jestliže zářící mlhovina pohltila téměř všechno ultrafialové záření ozařující hvězdy, pak z intenzity čar Balmerovy série vodíku – zejména pak z intenzity čary H_α – je možno odhadovat teplotu oné hvězdy. Integrál Planckovy křivky v ultrafialové oblasti pro teplotu černého tělesa rovnou teplotě hvězdy musí být úměrný energii vyzážené mlhoviny v H_α .

Pro tento děj platí ovšem i další předpoklad. Počet rekombinací za jednotku času v jednotkovém objemu je úměrný počtu volných elektronů v tomto objemu násobenému počtem ionizovaných atomů. Jelikož v plně ionizovaném prostředí, kde je zastoupen převážně vodík, se počet iontů N_1 rovná počtu volných elektronů N_e , pak počet rekombinací je úměrný $N_1^2 = N_1 N_e$ (jestliže N_e je počet volných elektronů v cm^3). B. Strömgren podle tohoto principu dospěl k závěru, že intenzita

H_α emise v každé části mlhoviny musí být úměrná integrálu

$$\int N_1^2 dr = \int N_1^2 dr, \quad (5.31.1)$$

kteřý nazýváme *mírou emise*. (Integrace je provedena podél zorného paprsku.)

Z měřených hodnot tohoto integrálu lze odhadnout hustotu volných elektronů v oblastech H II. Ukazuje se, že střední počet volných elektronů N_e na cm^3 v slabě svítících mlhovinách je zhruba stejný jako počet neutrálních atomů v oblastech H I (tj. 10 částic cm^{-3}). Jen v jasných mlhovinách, např. v Oriónu, je $N_e \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$. To znamená, že v oblastech ionizovaného mezihvězdného plynu je počet volných elektronů zhruba stejný jako atomů, a tedy, že prakticky veškerý vodík je ionizován. Lze též odhadnout elektronovou teplotu v oblastech H II: $T_e = 10^4$ K, která je ostatně i mírou teploty plynu v těchto oblastech.

Volný elektron ovšem nemusí být zachycen iontem, ale je pouze změněna jeho rychlost a směr pohybu. V takovém případě jde o volně-volný přechod, který má za následek emisi spojitého záření, které je nesmírně slabé v optickém oboru spektra, avšak zřetelné v oboru centimetrových a decimetrových vln. Radioastronomicky možno skutečně pozorovat tepelné záření vznikající volně-volnými přechody v oblastech H II.

Kromě tohoto záření v dlouhovlnném oboru spektra bylo možno radioastronomicky zjistit emise, které vznikají přechody v atomu vodíku mezi sousedními hladinami s kvantovými čísly $n \geq 100$. Podobně na decimetrových vlnách byly zjištěny obdobné emise helia odpovídající přechodům $n = 160 \rightarrow 159 \rightarrow 158 \rightarrow 156$. Význam těchto měření leží hlavně v řešení otázky přesného poměru relativního zastoupení mezihvězdného vodíku k mezihvězdnému heliu. Mezihvězdné helium lze totiž jinak velmi obtížně pozorovat. Poměr H/He ve volném prostranství ve vesmíru má značný význam pro kosmologické otázky, tj. zejména pro řešení otázky vzniku helia mimo nitra hvězd.

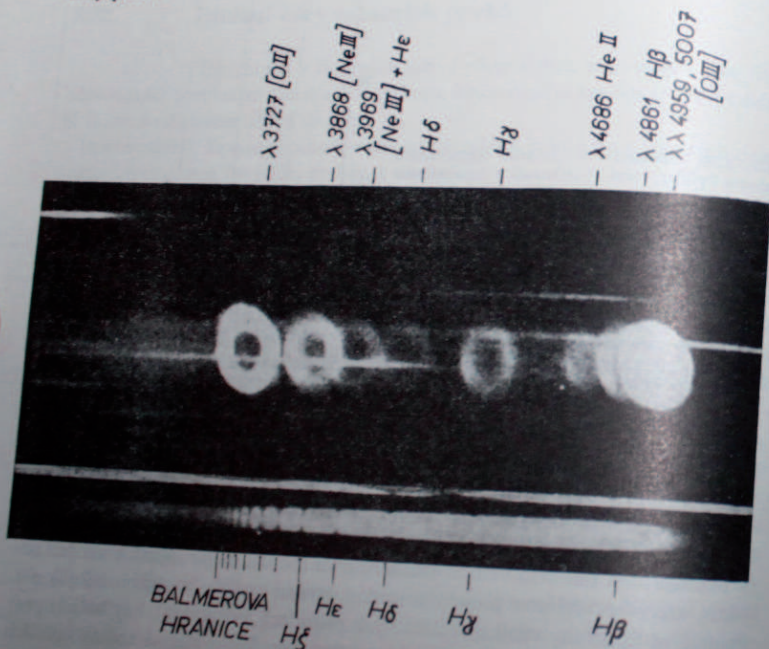
Ohraničení H II oblastí, Strömgrenovy poloměry

Z pozorování je známo, že svítící oblasti H II jsou poměrně ostře ohraničeny. Aby mezihvězdný vodík zářil ve viditelném světle, je zapotřebí, aby v daném prostoru bylo dostatek ionizujících kvant. Úbytek ionizující intenzity záření je úměrný $e^{-\tau}$, kde optická hloubka τ je úměrná počtu atomů N , účinnému průřezu σ a délce dráhy paprsku l , podél které se záření šíří. Pro ionizaci neutrálního vodíku, který je v základním stavu $n = 1$, je účinný průřez $\sigma \approx 3,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$. Jestliže průměrná mlhovina má hustotu 10 atomů vodíku cm^{-3} a $l = 6 \text{ pc} \sim 10^{19,3} \text{ cm}$, pak optická hloubka $\tau > 10^2$. To znamená, že kvanta $h\nu \geq 13,5$ eV, která jsou schopna ionizovat vodík, budou takovou mlhovinou téměř všechna pohlčena. Kvanta, která mlhovina v důsledku rekombinace opět vyzáří, budou většinou odpovídat vlnovým délkám $\lambda > 91,2$ nm (tedy $h\nu < 13,5$ eV) a již nejsou schopna dále ionizovat neutrální vodík v základním stavu. Pouze nevelký počet kvant, která

30 km s^{-1} do okolního prostoru. Centrální hvězda, která je v podstatě vnitřní částí bývalého červeného obra, vyzařuje dostatek energie, aby došlo k fluorescenci expandující obálky.

Ke vzniku planetárních mlhovin vede tedy proces podobný vzplanutí novy. Například Nova Herculis z roku 1934 je v současné době obklopena mlhavým prstencem, který je velmi podobný malým planetárním mlhovinám. Zdá se však, že takový případ není pravidlem.

Spektrum planetárních mlhovin se podobá emisním spektrům galaktických plynových mlhovin, neboť mechanismus záření je obdobný v obou případech. Kromě výrazných emisních čar vodíku Balmerovy série, neutrálního a ionizovaného helia vyskytují se zde zakázané čáry [O II, III], [Ne III, V] a další čáry typické pro záření mlhovin v blízkosti žhavých hvězd. Kinetická teplota planetárních mlhovin (přesněji elektronová teplota) $T_e \sim 10^4 \text{ K}$, hustota $\sim 10^3 - 10^4$ částic cm^{-3} . V průběhu $3 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^4$ let se planetární mlhovina pozvolna rozptýlí do prostoru. Jde tedy o přechodný jev, a proto planetárních mlhovin je relativně velmi malý počet.



Obr. 5.37. Spektrum planetární mlhoviny získané bezšetrbinovým spektrografem. Záření mlhoviny se skládá z jednotlivých emisí, spojitě záření je velmi slabé.

Centrální hvězda má většinou spektrum typu O nebo W a i když povrchová teplota hvězdy je vysoká ($3 \cdot 10^4 - 15 \cdot 10^4 \text{ K}$), svítivost ani hmotnost neodpovídá intenzivního ultrafialového záření hvězdy se v mlhovině pohltí a opět vyzáří, ovšem ve viditelné oblasti spektra. Odhaduje se, že hmotnost těchto jader planetárních mlhovin není větší než $1 M_{\odot}$. Hmotnost vlastní mlhoviny nepřesahuje a jsou rozloženy podobně jako proměnné hvězdy typu δ Cep, avšak vyskytují se i ve starých kulových hvězdokupách. Zřejmě jde o objekty, které nepatří výrazně ani k mladé, ani k staré složce Galaxie.

Planetární mlhoviny jsou zdroji radiového záření, jak bylo zjištěno alespoň u těch nejjasnějších. Toto záření je převážně tepelného původu.

5.34. Mezihvězdný prach

Jak již o tom byla zmínka dříve, je v mezihvězdném prostoru vedle plynu rozptýlen i mezihvězdný prach. Důkazy o existenci mezihvězdného prachu jsou jednak temná mračna zřetelně se promítající na vzdálené pozadí slabých hvězd nebo i svítících mlhovin, jednak úbytek četnosti (slabých) hvězd a zčervenání jejich světla.

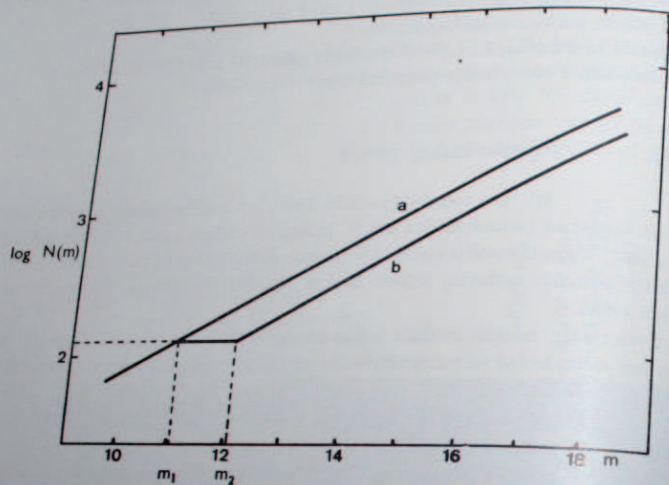
Tyto efekty vznikají extinkcí světla na mezihvězdných pevných částicích. Rozptylem světla hvězd na mezihvězdném prachu se prozrazují reflexní mlhoviny (například v Plejádách).

Mezihvězdný prach je sice rozptýlen v mezihvězdném prostředí, avšak hustota částic je značně nerovnoměrná. V hustých oblastech je počet prachových zrn 10^{-9} cm^{-3} , kdežto v relativně „čistém“ prostoru přibližně 10^{-13} cm^{-3} . K určení vzdálenosti a rozměru prachových mračen je možno použít jednoduché metody založené na prostém sčítání hvězd určité magnitudy v intervalu $\pm \Delta m$. Jestliže $N(m)$ je počet hvězd zdánlivé magnitudy v intervalu $m - \Delta m$ do $m + \Delta m$ ve zvoleném hvězdném poli, pak závislost $\log N(m)$ na m by měla být poměrně jednoduchá monotonní funkce (viz kapitola o stavbě Galaxie). Schematický růst $\log N(m)$ se zdánlivou magnitudou m je naznačen na obr. 5.38. Podle autora, který popisovanou metodu použil, nazývá se tento diagram diagramem Wolfovým. Jestliže, sčítání hvězd je provedeno v poli, kde je jen nepatrná celková mezihvězdná absorpce, stoupá skutečně hodnota $\log N(m)$ rovnoměrně. Naproti tomu v oblasti kde mezi vzdálenými slabými hvězdami je rozptýlena prachová hmota ve formě oblaku, dochází na přímce (přesněji řečeno na křivce) vyjadřující závislost $\log N(m)$ na m ke zlomu a průběh závislosti od jisté hodnoty m_1 je méně strmější. Po dosažení jisté hodnoty zdánlivé magnitudy m_2 opět strmost závislosti vzroste a směrnice přímky je stejná jako před zlomem. Za předpokladu, že průměrná absolutní magnituda hvězd je M , pak platí pro vzdálenost absorbujícího mračna r

(v parsecích)

$$5 \log \frac{r}{10} = m_1 - \bar{M}, \quad (5.34.1)$$

kde $m_1 - \bar{M}$ je modul vzdálenosti „přední strany“ mračna. V mračnu samotném dojde k absorpci světla hvězd ležících v něm a za ním, a tudíž k zpomalení nebo zastavení růstu počtu hvězd se stoupající zdánlivou magnitudou (tedy klesající jasností). Jas všech hvězd ležících za mračnem bude oslaben o konstantní hodnotu



Obr. 5.38. Mezihvězdná absorpce v absorbujícím mračnu. Na grafu je vynesena křivka závislosti logaritmu hvězd $N(m)$ ve hvězdném poli na zdánlivé magnitudě. Závislost a) je pro pole bez absorpce; b) je pro pole, ve kterém se promítá absorbující mračno a pro m_1 až m_2 počet hvězd nestoupá. Pro slabší hvězdy je opět závislost jako ve srovnávacím poli, ale posunutá o rozdíl $m_2 - m_1$. Je to hodnota absorpce v mračnu. V tomto idealizovaném případě se předpokládá, že kromě oblasti mračna je mezihvězdná absorpce zcela zanedbatelná.

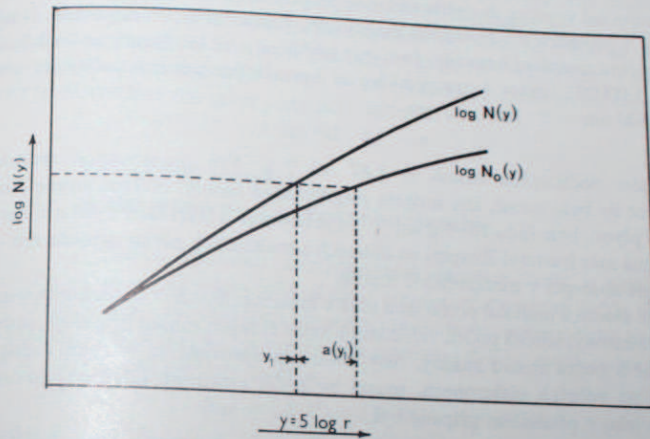
A_m , kterou lze zjistit z posuvu strmé závislosti $\log N(m)$ na m v oblasti bez mračna a s mračnem. Vzdálenost „zadní strany“ mračna r_2 je tedy

$$5 \log \frac{r_2}{10} = m_1 - \bar{M} - A_m. \quad (5.34.2)$$

Optická tloušťka mračna τ , jak plyne z definice hvězdné magnitudy, je $\tau_m = 0,92 A_m$, tedy pro malé τ hodnoty $A_m \sim \tau_m$. Z určení m_1, m_2 a A_m (pomocí srovnávacího pole) možno nalézt nejen vzdálenost mračna a jeho geometrickou tloušťku, tj. $(r_2 - r)$, ale i τ a z toho i odhadnout prostorovou hustotu částic za

předpokladu rozměru a fyzikálních, tj. hlavně optických vlastností mezihvězdných zrn. Skutečné závislosti $\log N(m)$ na zdánlivé magnitudě probíhají méně hladce, než je znázorněno na obr. 5.39.

Z dynamických vlastností Galaxie plyne, že průměrná hustota Mléčné dráhy je přibližně $10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$. Průměrná hustota mezihvězdné hmoty nemůže být větší než střední hustota hmoty soustředěné ve hvězdách, průměrná hustota v mezihvězdném prostředí nepřevyšuje $10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ a je překročena jen v oblastech velkých mezihvězdných mračen a planetárních mlhovin.



Obr. 5.39. Závislost počtu hvězd ve hvězdném poli na vzdálenosti, za předpokladu rovnoměrně rozložené absorpce v mezihvězdném prostoru. Logaritmus počtu hvězd je vyneseno v závislosti na proměnné $y = 5 \log r$ (je to veličina úměrná zdánlivé magnitudě, neboť $m - \bar{M} = 5 \log r - 5$). Vzdálenost je $r = 10^{0,2y}$. Křivka $\log y_0$ je pro hvězdné pole, ve kterém je mezihvězdná absorpce. Hodnota absorpce ve vzdálenosti $r_1 = 10^{0,2a_1}$ je $a(y_1) = a_1$. Absorpční vzdálenost r_1 zdánlivě vzroste na fiktivní vzdálenost $r_1' = r_1 10^{0,2a_1}$.

Na základě takto zjištěné mezní hustoty mezihvězdné hmoty lze odhadnout, jaké prostředí je schopno absorbovat záření hvězd v míře, kterou pozorujeme a při průměrné hustotě ne větší, než je vymezeno výše uvedenou hodnotou. Vodík je nejhojnějším prvkem v naší hvězdné soustavě, avšak atomy a molekuly plynů absorbují záření především v diskrétních oblastech spektra – čarách. Absorpce spojitá, která vzniká rozptylem záření na částicích plynu, k vysvětlení mezihvězdné absorpce nestačí. Je-li N index lomu plynného prostředí a n počet částic plynu v 1 cm^3 , je ze svazku záření jednotkové intenzity v 1 cm^3 rozptýlena do všech směrů část

$$\sigma = \frac{8\pi^3}{3n} \frac{(N^2 - 1)^2}{\lambda^4} \quad [\text{cm}^2], \quad (5.34.3)$$

σ je Rayleighův koeficient rozptylu. Je-li N_0 index lomu a n_0 počet částic v 1 cm^3 za normálních podmínek (tj. $n_0 \approx 10^{19}$), bude

$$\frac{N_0^2 - 1}{N^2 - 1} = \frac{n_0}{n}. \quad (5.34.4)$$

Spojením rovnic nalézáme pro skutečný počet částic plynu v 1 cm^3 vztah

$$n = \frac{3\sigma n_0^2 \lambda^4}{8\pi^3(N_0^2 - 1)^2}. \quad (5.34.5)$$

Z pozorování vyplývá, že světlo hvězd se po proběhnutí dráhy $1 \text{ kpc} = 3 \cdot 10^{21} \text{ cm}$ zeslabí v průměru o 1 hvězdnou magnitudu. Zeslabení o 1^m odpovídá dvaapůlnásobnému zmenšení intenzity. Je-li tedy přibližně $\sigma \approx 10^{-21} \text{ cm}^2$, $n_0 = 2,7 \cdot 10^{19}$, $N_0 = 1,000293$ (index lomu vzduchu za normálního tlaku) a průměrná vlnová délka $500 \text{ nm} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, pak

$$n = 1,6 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}.$$

Hmotnost vodíkového atomu je $1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g}$. Pro pozorovanou mohutnost absorpce by bylo nutné, aby hustota mezihvězdné hmoty, tvořené atomy a molekulami plynů, byla řádu $10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$. To je hodnota o čtyři řády vyšší než nejvyšší přípustná mez hustoty! Rozptyl na atomech a molekulách plynu nemůže mít důležitost při absorpci v mezihvězdné hmotě.

Vedle atomů a molekul plynů jsou však v mezihvězdných oblastech přítomny též volné elektrony, jejichž počet, vzhledem k velké řídkosti tohoto prostředí, musí být relativně k počtu atomů značný. Aby došlo k pozorovanému oslabení světla rozptylem na volných elektronech, musel by počet elektronů odvozený obdobnou úvahou jako v předcházejícím případě být

$$n_e = 1,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}.$$

Za předpokladu, že vodík v mezihvězdném plynu byl plně ionizován, je počet atomů vodíku rovný počtu volných elektronů a minimální hustota by byla $2 \cdot 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$, tedy 200krát vyšší než nejvyšší přípustná mez hustoty. Je-li vodík (jak tomu v mnoha oblastech prokazatelně je) ionizován jen částečně, pak by hustota byla ještě větší.

Volné elektrony nemohou být v žádném případě hlavní příčinou pozorované celkové absorpce. Rozptyl na atomech a molekulách plynů má prakticky zcela zanedbatelný účinek a rozptyl na volných elektronech může snad mít malou důležitost jen ve vysoce ionizovaných oblastech mezihvězdného plynu. Je třeba si také uvědomit, že rozptyl na volných elektronech probíhá prakticky nezávisle na vlnové délce světla, kdežto pozorovaná mezihvězdná absorpce je selektivní.

Hlavní příčinou celkové extinkce v prostoru mezi hvězdami jsou nutně prachové částice mezihvězdné hmoty. Jsou-li částice dostatečně velké, dochází u nich k prostému odrazu světla a z hlediska extinkčních účinků částice pouze zastíňuje procházející záření. Naproti tomu jsou-li částice malé (řádu 10^{-5} cm a menší), dochází u nich k rozptylu záření do všech směrů a k ohybovým jevům.

Počet prachových částic n o průměru $2a$ musí být takový, aby zastínění světla na dráze 1 cm způsobilo zeslabení intenzity o již dříve odvozenou hodnotu 10^{-21} cm^{-1}

$$n\pi a^2 = 10^{-21}.$$

Hustota ρ mezihvězdné hmoty bude pak určena vztahem

$$\rho = n\pi a^3 \rho_s, \quad (5.34.6)$$

kde ρ_s značí hustotu látky, z níž jsou prachové částice vytvořeny. Pak například pro křemík je $\rho_s = 2,5 \text{ g cm}^{-3}$, a tedy pro mezní možnou hustotu $\rho = 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ vychází $a \sim 10^{-3} \text{ cm}$. Jelikož však prach se podílí jen přibližně 1/100 na celkovém množství mezihvězdné hmoty, je poloměr a řádu 10^{-4} – 10^{-5} cm . To již je velikost, při níž se plně uplatňuje i ohyb a rozptyl světla, a teorie ztráty světla na prachových částicích se tím stává podstatně složitější.

5.35. Selektivní rozptyl a absorpce mezihvězdného prachu

Typickou vlastností mezihvězdných pevných částic je selektivní absorpce. Projevuje se, jak o tom byla už dříve zmínka, zčervenáním světla hvězd. Barevný exces je důsledek selektivní absorpce. Je-li vlastní barva nějaké hvězdy, tedy vlastní barevný index, ve fotometrickém systému $(B-V)_0$, avšak pozorovaná hodnota je $(B-V)$, pak barevný exces je

$$E_{BV} = (B-V) - (B-V)_0.$$

Ve vizuálním oboru spektra je absorpční účinek mezihvězdné prachové částice větší pro kratší vlnové délky, a tedy $(B-V) > (B-V)_0$ a E_{BV} má kladnou hodnotu. (Zde nutno si uvědomit definici magnitudy, ze které plyne, že slabší hvězda má vyšší číselnou hodnotu magnitudy.) Například vlastní barevný index $B-V$ hvězdy spektrálního typu B3 je $-0,20$, avšak naměřený index je pro nějakou vzdálenou hvězdu tohoto typu $B-V = +0,15$. V takovém případě je $E_{BV} = +0,35$.

Barevný exces je tedy měřítkem diferenciální absorpce v různých spektrálních oborech vyjádřené v magnitudách. Aby se zjistila celková absorpce pro určitou vlnovou délku A_λ , je nutno získat měření barevného excesu $E_{\Delta\lambda}$ v různých spektrálních intervalech $\Delta\lambda$ sahajících od ultrafialové až do infračervené oblasti spektra a extrapolovat tato měření až do vlnové délky $\lambda = \infty$. Tím by se získala extinkční křivka, ze které by bylo možno odečíst celkovou absorpci A_λ v dané vlnové délce λ . V rozsahu vlnových délek 300 až 800 nm platí s velkou přesností, že závislost A_λ je nepřímou úměrnou vlnové délce, tedy

$$A_\lambda = A_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^n, \quad (5.35.1)$$

kde A_0 je absorpce vyjádřená v magnitudách pro vlnovou délku λ_0 a $n = 1$.

Pro absorpci platí

$$I_\lambda = I_{0\lambda} \exp[-\kappa_\lambda l],$$

kde $I_{0\lambda}$ by byla měřená intenzita téže hvězdy bez absorpce a $\kappa_\lambda l$ je optická tloušťka na dráze mezi hvězdou a pozorovatelem. Pro zjednodušení nechť $l = 1$, pak absorpce vyjádřená v magnitudách je

$$A_\lambda = -2,5 \log \frac{I_\lambda}{I_{0\lambda}} = 2,5 \kappa_\lambda \log e = 1,08 \kappa_\lambda. \quad (5.35.2)$$

Pokud je závislost absorpčního koeficientu na vlnové délce vyjádřena obecně

$$\kappa_\lambda = \kappa_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^\alpha, \quad (5.35.3)$$

platí, že

$$A_\lambda = A_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^\alpha, \quad (5.35.4)$$

kde $A_0 = 1,08 \kappa_0$.

Z toho lze soudit, že částice, které způsobují extinkci, rozptylují, resp. absorbují světlo zcela odlišným způsobem než volné elektrony nebo molekuly. U volných elektronů by nebyla závislost na vlnové délce, u molekul by se projevil Rayleighův rozptyl, tj. závislost by byla přibližně λ^{-4} . Za předpokladu, že celková absorpce je nepřímo úměrná vlnové délce, lze odvodit i poměr mezi celkovou absorpcí vyjádřenou v magnitudách a barevným excesem. Teoretická hodnota pro tento poměr, který se v literatuře obvykle označuje R , je

$$R_\lambda = \frac{A_\lambda}{A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2}} = \frac{A_\lambda}{E_{\lambda_1} - E_{\lambda_2}} = \frac{\lambda^{-1}}{\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1}}, \quad (5.35.5)$$

kde $\lambda_2 < \lambda < \lambda_1$ a $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$.

Pro $\lambda \sim 500$ nm a $\lambda_1 \sim 550$ nm a $\lambda_2 \sim 410$ nm vychází $R = 3,2$. Pozorovaná průměrná hodnota pro systém BV velmi dobře souhlasí s teoretickou

$$R = 3,2 \pm 0,2.$$

Hodnota R se poněkud mění v některých oblastech s vysokou absorpcí. Tak například v oblasti velké mlhoviny v Oriónu dosahuje R hodnoty až 7. To je pravděpodobně způsobeno odlišnými vlastnostmi prachových částic v této oblasti.

Pozorování mimo zemskou atmosféru rozšířila znalost extinkční křivky ve velkém rozsahu spektra. V současné době je znám průběh této křivky od 90 nm až do oblasti několika mikronů. Tím se zjistilo, že průběh extinkční křivky není plynulý, ale kolem vlnové délky 210 nm až 220 nm dochází k prudké změně průběhu křivky a závislost A_λ na λ se dokonce obrací (křivka má „hrb“). Tato změna je připisována selektivní absorpci světla na grafitových částicích, které v této oblasti mají absorpční anomálii. To také vedlo k tomu, že po určitou dobu byly grafitové částice velmi obhajovaným modelem pro mezihvězdná prachová zrna. Ovšem počet pozorování ani dnes není příliš velký, a tak není dosud možno říci, zda tento průběh

extinkční křivky je skutečně typický. Navíc laboratorní měření indexu lomu versus vlnová délka na $(\text{MgFe})\text{SiO}_4$ ukázala, že tento silikát může působit rovněž pozorování A_λ měří pár hvězd, z nichž jedna nejví z pozemských pozorování žádné není velký počet. Pozdější pozorování v oblasti 100 nm značně otestovala teorii grafitových částic, neboť na průběhu křivky se neobjevil další „hrb“ kolem vlnové délky 103 nm, který by tam měl být v případě, že mezihvězdná absorpce je skutečně způsobena čistě grafitovými zrny. Proto se dnes většina odborníků kloní k názoru, že vhodný model mezihvězdného zrna je částice složená ze směsi grafitu a silikátů nebo silikátová částice podobného složení, jako jsou meteority.

5.36. Rozptyl světla na mezihvězdných částicích – reflexní mlhoviny

Reflexní mlhoviny jsou v podstatě jedním z viditelných projevů rozptylu světla hvězd na pevných mezihvězdných částicích. Pochopitelně že i část rozptýleného světla v Galaxii se projeví zvýšeným zářením mezihvězdného pozadí. Plošná jasnost reflexních mlhovin je v některých případech srovnatelná s plošným jasným difúzním plynným mlhovin. Jako příklad možno uvést reflexní mlhovinu, která je součástí hvězdokupy Plejády, nebo prachový prstenec obklopující komplex mladých hvězd v Oriónu apod. Fotometrie a polarimetrická měření reflexních mlhovin ukazují, že i v tomto případě jde o výrazný selektivní rozptyl na částicích o rozměru menším než 1 mikron. Reflexní mlhoviny se většinou jeví o něco modřejší než hvězda, která je osvětluje. Také polarizace světla reflexních mlhovin nasvědčuje tomu, že ani geometrie částic v reflexní mlhovině není zcela jednoduchá. Pozorování reflexních mlhovin a světla oblohy mimo zemskou atmosféru v krátkovlnném oboru spektra v rozmezí 150 nm–400 nm umožňují zjistit i albedo mezihvězdných částic. Hodnota albeda je v průměru přibližně 0,5 v dlouhovlnné části, kdežto kolem 200 nm prudce klesá, avšak v oboru 150 nm je albedo až 0,9. To znamená, že v oblasti 220 nm částice silně absorbují záření hvězd, což by opět naznačovalo, že uhlík je velmi pravděpodobně součástí mezihvězdných zrn. S těmito výsledky souhlasí velmi dobře i pozorování mezihvězdného pozadí, která ukazují, že albedo částic volně rozptýlených v galaktickém prostoru je přibližně 0,6–0,7.

5.37. Infračervené záření mezihvězdných částic

Krátkovlnné záření pohlcené mezihvězdnými částicemi je opět vyzařeno v dlouhovlnném oboru. Pro tento stav nutně platí rovnice vyjadřující rovnováhu mezi pohlcenou energií a energií vyzářenou. Teplota mezihvězdného zrna je

tedy dána vztahem

$$\varepsilon \sigma T_{\text{eff}}^4 = (1 - A) \left(\frac{R}{r} \right)^2 \sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (5.37.1)$$

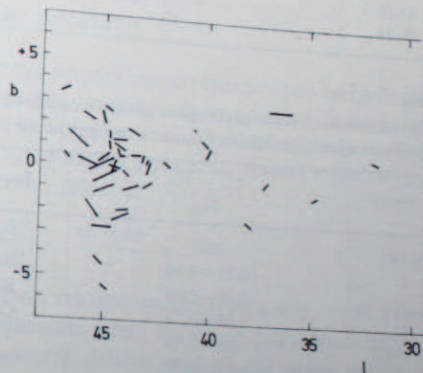
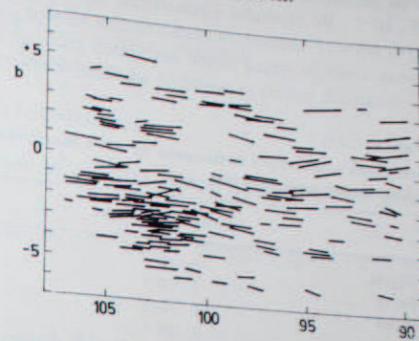
kde A je albedo částice, T_{eff} efektivní teplota ozařující hvězdy, R její poloměr, r vzdálenost částice, σ Stefanova-Boltzmannova konstanta a ε emisivita částice, tj. schopnost vyzařovat v dlouhovlnném oboru. (Albedo je naproti tomu pro oblast krátkovlnnou.) Z tohoto vztahu je patrné, že mezihvězdné prachové částice září jako černé těleso jedině tehdy, jestliže koeficient absorpce κ i emisivita ε jsou blízké jedničce, tj. albedo $A = 0$ a $\kappa = 1$. Ve skutečnosti tomu tak není a vlastně bez znalosti těchto koeficientů nelze dosti dobře odhadnout hodnotu energie, která je vyzařena v infračervené oblasti určitým množstvím mezihvězdného prachu. Avšak porovnáním energie, která je rozptýlena prachovou mlhovinou ve viditelném oboru spektra, a změřením tepelné energie by bylo možno zjistit celkové absorpční účinky prachových částic, a tím přesněji odhadnout jejich fyzikální vlastnosti. Prozatím však existuje jenom několik málo měření vhodných infračervených objektů, které jsou bezpochyby útvarů mezihvězdného prachu. Jsou to především prachové obálky, které obklopují některé hvězdy, např. VY Canis Majoris. Ve všech těchto případech však jde spíše o relativní měření, která nepostačují k tomu, aby bylo možno interpretovat tak, jak je výše naznačeno. Nicméně zdokonalením techniky infračerveného měření mimo zemskou atmosféru bude jistě možno získat potřebná data i o velkých komplexech, jako je mlhovina v Oriónu, η Carinae apod.

5.38. Mezihvězdná polarizace

Studium lineární polarizace světla hvězd ukázalo zajímavou skutečnost, že je obecně malá, nejvýše 10 %, avšak je úměrná zčervenání hvězdy, tj. její vzdálenosti a polarizační rovině, tj. poloha elektrického vektoru, není zcela náhodně orientována, ale jeví tendenci být rovnoběžná s rovinou Galaxie. Z toho plynou některé důležité závěry:

- Pouze nesférické, tj. protáhlé částice mohou polarizovat světlo, které prochází prostředím naplněným takovými částicemi (tedy když částice je mezi pozorovatelem a hvězdou a úhel rozptylu je 0°).
- Závislost polarizace a mezihvězdné absorpce nasvědčuje tomu, že polarizace světla hvězd nastává v mezihvězdném prostředí. (Jsou však výjimky, kdy světlo hvězdy je poměrně silně polarizováno v atmosféře nebo v jejím bezprostředním okolí.)
- Orientaci polarizačních rovin by bylo možno vysvětlit magnetickým polem Galaxie, který orientuje protáhlé částice s jistými magnetickými vlastnostmi podobně jako siločar. Intenzita galaktického pole by byla řádově 10^{-10} T. Orientace polarizace

začnicích rovin není přímým důkazem galaktického magnetického pole. Pouze polarizace galaktického rádiového záření, která byla prokázána, je přímý důkaz, že nutno počítat s takovým polem alespoň ve spirálních ramenech.



Obr. 5.40. Mezihvězdná polarizace světla hvězd. Úsečky naznačují velikost polarizace a orientaci elektrického vektoru. Poblíž směru ke galaktickému středu je orientace celkem náhodná. Většinou však jsou vektory orientovány ve směru galaktické roviny.

5.39. Chemické složení mezihvězdného prachu

Přímá měření absorpčních účinků mezihvězdných zrn a rozptylu světla na nich sice dávají určitý obraz o možném chemickém složení, avšak velmi vhodným doplňkem je i odhad relativního zastoupení prvků v mezihvězdném plynu. Není důvodu předpokládat, že by v mezihvězdném prostoru byly těžší prvky zastoupeny zcela odlišně než ve hvězdách. Prozatím však přesnější určení relativního zastoupení prvků v mezihvězdném plynu je omezeno na vápník, sodík, titan, železo, draslík, kyslík a křemík. Tyto údaje se většinou opírají o atomární spektra, tj. absorpční účinky jednotlivých atomů, nebo o emise kyslíku, dusíku apod. v emisních mlhovinách.

Samozřejmě jsou zde velmi přesné údaje, pokud se týče množství vodíku. Proto je poměrně snadné určit relativní množství jednotlivých prvků vzhledem k vodíku. Pro mezihvězdná oblaka vychází poměr Na/H přibližně 10^{-6} a Ca/H přibližně $5 \cdot 10^{-6}$. Ve srovnání s relativním zastoupením prvků ve hvězdných atmosférách tyto poměry ukazují, že mezihvězdná mračna jsou velice chudá na vápník. Naproti tomu sodík je stejně hojně zastoupen jak v mezihvězdné hmotě, tak ve hvězdách. U ostatních prvků je podobné srovnání v tab. 5.17. Z těchto výsledků vyplývá, že

Tabulka 5.17a
Srovnání relativního zastoupení prvků v mezihvězdné hmotě a hvězdných atmosférách

	Mezihvězdná hmota	Hvězdné atmosféry
Mg/H	$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$
Fe/H	$2 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$
C/H	$3 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$
N/H	$3 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}
O/H	$3 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$
Si/H	$6 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$

Tabulka 5.17b
Srovnání relativního zastoupení prvků v mezihvězdné hmotě N_m s průměrným relativním zastoupením prvků ve hvězdách N_h

Prvek	$\frac{N_h - N_m}{N_h}$	Prvek	$\frac{N_h - N_m}{N_h}$
Li	0,97	Cl	0,75—0,80
C	0,71—0,86	Ar	0,72—0,87
N	0,68—0,89	K	0,83—0,95
O	0,68—0,79	Ca	0,83—0,95
Na	0,84—0,90	Ti	0,9997—0,9998
Mg	0,96—0,98	Mn	0,995—0,996
Al	0,9992—0,9996	Fe	0,997—0,991
Si	0,96—0,99	Ni	0,993—0,997
P	0,90—0,94	Cu	0,97—0,98
S	0,21—0,67	Zn	0,41—0,52

hořčík, křemík a železo jsou v mezihvězdném plynu zastoupeny řídkěji, i když rozdíl ve srovnání s hvězdnými atmosférami není tak nápadný jako u vápníku. Nicméně rozdíly v relativních zastoupeních prvků naznačují, že vápník, železo a další prvky byly zřejmě spotřebovány buď na stavbu mezihvězdných molekul, anebo, což je daleko pravděpodobnější, na vytvoření mezihvězdných prachových částic. Znamená to tedy, že v mezihvězdných zrnech budou převládat takové prvky, které jsou v mezihvězdném plynu v menšině. K tomu se sluší poznamenat, že

naopak dusík je vzhledem k ostatním prvkům v mezihvězdném plynu zastoupen nadměrně, a lze tedy předpokládat, že sloučeniny dusíku nebudou mít při vytváření prachové složky mezihvězdné hmoty takovou důležitost.

Přehled možných modelů mezihvězdných zrn

Za reálné modely mezihvězdných částic možno považovat:

- protáhlé částice (jehličky) znečištěného ledu,
- grafit,
- částice s grafitovým jádrem a ledovým obalem,
- silikátové částice,
- částice s grafitovým či silikátovým jádrem a obalem zmrzlých plynů (metan, formaldehyd, voda apod.).

Nejméně pravděpodobné jsou částice typu a) a b). Rozměry částic všech typů jsou řádově 10^2 nm, tj. 10^{-7} m.

5.40. Tvoření prachových částic v mezihvězdném prostoru

Velmi malá prostorová hustota mezihvězdných prachových částic značně komplikuje otázku původu prachu v mezihvězdném prostoru. Je jistě možná kondenzace prachových zrn z mezihvězdného plynu. Jestliže například poloměr mezihvězdného zrna v čase t je $a(t)$ a jestliže prostorová hustota atomů o hmotnosti m je n , změna poloměru zrna s časem je

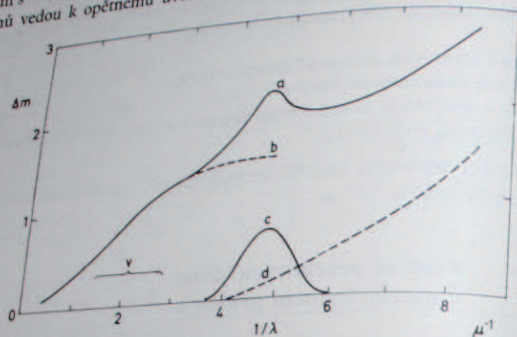
$$4\pi a^2 \frac{da}{dt} = \frac{\pi a^2 n m v}{\rho} \alpha, \quad (5.40.1)$$

kde ρ je hustota mezihvězdného zrna a relativní rychlosti atomů $v = (3kT/m)^{1/2}$. Koeficient α je tzv. koeficient přilnavosti, který vyjadřuje pravděpodobnost, že atom skutečně na částici po srážce setrvá. Jelikož není přesně znám, většinou se užívá maximální možné hodnoty $\alpha = 1$. Pro plyn v H I oblasti, kde teplota $T \sim 100$ K, a pro $m = 3 \cdot 10^{-23}$ g (tj. s vyloučením vodíku), $\rho = 3$ g cm $^{-3}$, $n = 10^{-3}$ cm $^{-3}$ lze zjistit, že

$$\frac{da}{dt} = n \frac{(3kTm)^{1/2}}{4\rho} \alpha = 10^{-22} \text{ cm s}^{-1}. \quad (5.40.2)$$

Částice o poloměru 10^{-5} cm by tedy rostla 10^{17} vteřin = $3 \cdot 10^9$ let. Ve skutečnosti $\alpha < 1$ a doba růstu mezihvězdného zrna by byla v takovém případě delší než odhadnuté stáří Galaxie. Při tomto procesu je vyloučen vodík, který by se velmi rychle opět vypařil z povrchu částice. Ovšem ve velmi hustých oblastech mezihvězdného prachu a plynu je hustota těžších atomů podstatně vyšší a při $n \sim 1$ cm $^{-3}$ zkrátí se čas vytvoření nové částice o konečném rozměru 10^{-5} cm na 10^6 až 10^7 let.

Mimoto v chladných oblastech temných mračen je teplota mezihvězdného vodíku podstatně nižší a jeho atomy mohou snadno ulpívat na jednotlivých částicích. Současně ovšem dochází k destrukci částic. Srážky většími rychlostmi než 10^3 m s^{-1} vedou k úplnému vypaření kolidujících zrn. Těž nárazy jednotlivých atomů vedou k opětovnému uvolňování atomů z povrchu zrna. To je ostatně těž



Obr. 5.41. Zavislost mezihvězdné absorpce na $1/\lambda$ (vyjádřeno v μ^{-1}). a) celkový průběh extinkční křivky (je normalizován tak, aby pro $\lambda = 0,44 \mu$ bylo $\Delta m = 1$). Na křivce je nápadně zvýšení extinkce kolem $0,22 \mu$. b) Teoretický průběh extinkce pro klasické částice o rozměrech $0,5 \mu$ a více. c) Teoretický průběh extinkce v okolí $0,22 \mu$ pro malé částice o průměru pod $0,1 \mu$ složené z křemičitanů. d) Extinkční křivka pro velmi malé částice o průměru $0,02 \mu$ a menší. Jak se zdá, mezihvězdná extinkce je způsobena částicemi různých rozměrů a patrně i různého chemického složení. Oblast označena V je vlnový rozsah pozorovacích dat z dob před pozorováním z družic v infračervených detektory.

důvod proč růst prachových částic je prakticky zastaven po dosažení jistého kritického maximálního poloměru. Mnohem významnější je však vlastní vypařování (přesněji sublimace) pevných částic. Pro tento děj je rozhodující tlak par v okolí zrna. Parciální tlak par některého prvku P_{vap} určuje množství hmoty dopadající na jednotkovou plochu, která je dána součinem nmv , tedy

$$nmv \sim \left(\frac{m}{kT}\right)^{1/2} P_{\text{vap}}, \quad (5.40.3)$$

kde n je počet atomů daného prvku o hmotnosti m a relativní rychlosti v . Jestliže částice má růst, a nikoli se vypařovat, pak tlak v okolním prostoru musí být větší než P_{vap} . Pro vodík $P_{\text{vap}} = 10^{-2} \text{ Pa}$ při teplotě $T = 4 \text{ K}$. To znamená, že hustota vodíkových atomů v okolí částice složené ze zmrzlého vodíkového plynu by musela být $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, což je o mnoho řádů vyšší než ve velmi hustých mlhovinách. Znamená to, že molekulární vodík není v částicích příliš hojný, pokud není chemicky vázán na jiný atom, např. H_2O apod.

Naproti tomu křemík a uhlík ve formě grafitu mají tak nízký parciální tlak, že

prachová částice složená z takových látek může v mezihvězdném prostoru existovat bez újmy po celou dobu života Galaxie. Je zcela možné, že pevné částice vytvořené z těchto těžších látek, a jsou to v podstatě silikáty nebo grafit, vznikají v atmosférách soků. Při hustotách $n = 10^5$ lze snadno zjistit, že uhlíková částice o rozměru původní částice mají rozměr 10^{-6} cm , pak jejich vznik je otázkou několika dnů či týdnů a mohou být tlakem záření snadno vyvrženy do mezihvězdného prostoru. Takové částice se snadno stanou kondenzačními jádry, na kterých se zachytávají atomy lehčích prvků, popř. zde vytvářejí i poměrně složité molekuly.

Vedle grafitových částic a částic složených z křemičitanů, které mají rozměry menší než 10^{-5} cm , mohou tak vznikat složité částice. Jádro takových částic je buď grafit, nebo křemičitan a obal je buď H_2O , nebo jiná molekula.

Že některé chladné hvězdy jsou doslova obaleny prachovým mračenem, dokazují měření v infračerveném světle. Infračervené záření u těchto hvězd je intenzivnější, než by se dalo očekávat z normálního rozdělení energie. Ve skutečnosti část krátkovlnného záření hvězdy je pohlceno mezihvězdným prachem v jejím bezprostředním okolí a opět vyzářeno v dlouhovlnné, tj. infračervené oblasti spektra.

5.41. Mezihvězdné molekuly

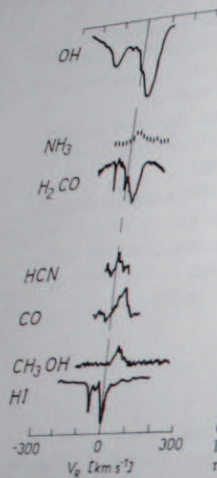
I když existence mezihvězdné hmoty – plynu a prachu – byla dokázána již počátkem tohoto století, teprve v letech 1938 až 1940 se podařilo Adamsovi identifikovat ve spektrech hvězd absorpční pásy dvouatomových molekul CH , CN a CH_3 vznikajících zřejmě mimo hvězdnou atmosféru a jejichž původ bylo nutno hledat v prostoru mezi hvězdami a Zemí. Tímto objevem se dostaly na listinu mezihvězdných molekul první tři sloučeniny.

Záření v mezihvězdném prostoru ve velkých vzdálenostech od žhavých hvězd není natolik silné, aby excitovalo nebo dokonce ionizovalo atomy nebo molekuly v dostatečné míře. Většina mezihvězdných molekul zůstává trvale v nejnižších energetických stavech a pravděpodobnost, že se projeví absorpčními nebo dokonce emisními čarami či pásy ve viditelném oboru spektra je zanedbatelná. Naproti tomu je velká naděje, že mezihvězdná molekula se projeví v daleké infračervené nebo mikrovlnné oblasti emisními nebo absorpčními čarami odpovídajícími jednotlivým rotačním nebo vibračně rotačním přechodům, tj. přechodům, které jsou prováděny změnou rotace nebo vibrace molekuly. Energie, která je při změně rotačního nebo vibračního stavu molekulou pohlcena nebo vyzářena, je malá (10^{-5} eV až 10^{-2} eV) a příslušné vlnové délky leží v radioastronomickém oboru spektra.

Například frekvence základních rotačních přechodů dvouatomových molekul, složených z těžších prvků hojněji zastoupených ve vesmíru (C, N, O, S), jsou přímo úměrně redukované hmotě příslušné molekuly a většinou leží v rozmezí 50 až

150 GHz, což odpovídá vlnové délce 6–2 mm. Pro jednodušší víceatomové molekuly obsahující vodík jsou nejmenší vlnové délky rotačních spekter v rozmezí kolem vlnových délek 3 cm a kratších.

Rotační hladiny molekuly mají jemnou strukturu. Například rotační hladina dvouatomové molekuly může být rozštěpena na dvě složky lišící se nepatrným



Obr. 5.42. Profily spektrálních čar některých mezihvězdných molekul ve směru k centru Galaxie. Zřetelná jsou posunutí maximálními rychlostmi (jeden dílek 100 km s⁻¹).

rozdílem energie, neboť momenty hybnosti elektronů a rotující molekuly se vzájemně ovlivňují. Změna momentu hybnosti elektronu vzhledem k rotaci molekuly je provázána vyzářením nebo pohlcením kvanta s velmi malou energií, odpovídající decimetrovým vlnovým délkám. Kromě toho, je-li např. jeden z atomů vodík, jsou možné dvě orientace spinu elektronu ke spinu jádra, což znamená opět další zdvojení rotační hladiny.

Takovým typickým případem je radikál OH. Již v roce 1953 Šklovskij navrhl použít radioastronomické metody k zjištění, zda skutečně tato molekula je přítomna v mezihvězdném prostoru. Avšak teprve po laboratorním určení příslušných frekvencí v okolí vlnové délky 18 cm byla v roce 1973 existence radikálu OH v mezihvězdné hmotě bezpečně dokázána. V roce 1955 H. C. Townes předložil na sjezdu Mezinárodní astronomické unie obšírný seznam frekvencí možných mezihvězdných molekul. V té době se však předpokládalo, že v kosmickém prostoru jsou prakticky pouze dvouatomové molekuly. Proto byl jistým překvapením objev interstelárního čpavku NH₃, vody a formaldehydu H₂CO v letech 1968 a 1969. Formaldehyd, který bylo možno později identifikovat i na vlnových délkách 2,1 a 2,0 mm, je patrně jednou z nejdůležitějších víceatomových molekul v mezi-

hvězdné hmotě. Největší koncentraci má v oblastech, kde se předpokládá zvýšená hustota mezihvězdného prachu. Zřetelnou prostorovou souvislost s prachovými mračinami mají i ostatní molekuly.

Ve zcela nedávné době byl radioastronomicky objeven radikál OH i v jedné ze sousedních galaxií NGC 4945, a tím bylo prokázáno, že mezihvězdné molekuly nejsou pouze v naší Galaxii.

Počet nově identifikovaných sloučenin vzrůstal především díky zdokonalení citlivosti radioteleskopů v milimetrové oblasti, tedy pro frekvence větší než 30 GHz. V letech 1968–1973 bylo objeveno celkem 23 molekul (bez molekul lišících se jen izotopy). Jednoznačná identifikace molekulárních emisí nebo absorpcí není vždy snadná a porovnání radioastronomicky pozorovaných profilů a vlnových délek čar s laboratorními je většinou nezbytné. Seznam sloučenin nalezených v mezihvězdném prostoru je uveden v tabulce 5.18.

Tabulka 5.18

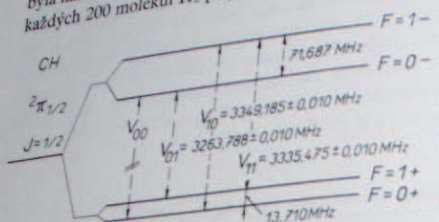
Přehled mezihvězdných molekul (podle stavu v r. 1976)

a) Molekuly pozorované v ultrafialovém oboru spektra: H ₂ , HD, CO.
b) Molekuly pozorované ve viditelném oboru spektra: CH, CH ⁺ , CN.
c) Molekuly pozorované radioastronomicky: OH, H ₂ O, HDO, H ₂ S, NH ₃ , CN, NH ₂ CN, CO, CS, OCS, HCN, HNC, H ₂ CO, H ₂ CS, HNCO, HCOOH, H ₂ CNH, CH ₃ OH, CH ₃ CN, HCCCN, HCCCCN, HCONH ₂ , CH ₃ CHO, CH ₃ CCH, CCH, N ₂ H ⁺ , HCO, HCO ⁺ , HCOOH, (CH ₃) ₂ O, H ₂ C ₂ HCN, CH ₃ CH ₂ OH, HCOOCH ₃ , SiO, SiS, SO, SO ₂ , NS.

Vzhledem k hojnosti atomárního vodíku je v mezihvězdném prostoru nejčteněji zastoupena zřejmě molekula H₂. Její identifikace je však velmi obtížná. Molekula se vyznačuje velmi slabými rotačními přechody (je to symetrická molekula bez stálého elektrického dipólového momentu) a příslušná frekvence leží mimo radioastronomickou oblast. Emise jsou vesměs v infračervené oblasti $h\nu \geq 0,0148$ eV, tj. $\lambda \leq 0,084$ mm, kde záření je plně pohlcováno zemskou atmosférou. Úspěch možno očekávat jedině na vlnových délkách odpovídajících přechodům elektronů ze základních hladin. Teprve pomocí spektrogramů v daleké ultrafialové oblasti, pořízených mimo zemskou atmosféru, se podařilo nalézt pásy mezihvězdného molekulárního vodíku na vlnové délce 110 nm.

Ve většině případů byly pozorovány molekuly s izotopy ¹³C a ¹⁸O, především to jsou H₂CO a CO. Vedle HCN byla též nalezena i molekula DCN. To umožňuje, ovšem jen do jisté míry, porovnávat rozdíly v relativním zastoupení kosmologicky nejdůležitějších izotopů, například ¹²C/¹³C a H/D v různých částech Galaxie. Z pozorování H₂CO plyne vyšší zastoupení pro ¹³C ve směru k centru Galaxie.

Deuterium je z poměru HCN/DCN 80krát hojnější, než se očekává z poměru H/D odvozeného z pozemského pozorování. To lze sice vysvětlit rozdílem vazebné energie obou molekul deuteria, ale vzhledem k tomu, že je to jedno z mála přímých pozorování mezihvězdného vesmíru, je toto zjištění nepochybně velmi důležité pro předávání o prvních okamžicích vesmíru, pokud je teorie „big bang“ správná. Podobně byla nalezena i molekula HD a podle zatím hrubých odhadů lze počítat s tím, že na každých 200 molekul H_2 připadá jedna molekula HD.



Obr. 5.43. Jemná struktura jedné z rotačních hladin molekuly CH. Hladiny $F=1$ a $F=0$ se liší toliko orientací spinu elektronu vůči orientaci jádra vodíku, znaménka $-$ a $+$ znamenají, že příslušné stavy se liší momentem hybnosti elektronů vůči momentu hybnosti molekuly. Frekvence odpovídající přechodům V_{00} , V_{01} a V_{11} byly radioastronomicky zachyceny koncem roku 1973. Přechod V_{00} je zakázaný.

Lze se však domnívat, že další zdokonalení pozorovací techniky, zvláště pro přechodnou oblast mezi infračerveným a mikrovlnným zářením, přinese odhalení dalších molekul. Téměř všechny molekuly s elektrickým dipólem a nejméně dvěma těžkými atomy mají rotační spektra v oboru milimetrových i kratších vlnových délek, pro které je zemské ovzduší ještě průhledné.

Zdroje záření mezihvězdných molekul mají charakter rozsáhlých oblaků mezihvězdného plynu. Významné jsou však zejména dvě oblasti. Je to oblast kolem středu Galaxie o průměru přibližně 1,5 kpc, která se promítá do souhvězdí Střelce. V této oblasti jsou známy dvě významné lokality radiového záření Sagittarius A (Sgr A) a Sagittarius B (Sgr B). Další oblastí je Orión A, která podobně jako Sgr B je vyplněna mezihvězdným ionizovaným vodíkem. Ve směru, do kterého se promítá oblast Sgr B, byly nalezeny všechny dosud známé mezihvězdné molekuly.

Některé mezihvězdné molekulární čáry jsou absorpční, hlavně radikálu OH, avšak většina z nich jsou čáry emisní. To ovšem vyžaduje, aby molekuly byly excitovány do vyššího stavu nějakým vhodným mechanismem, na kterém se záření hvězd, rozptýlené v mezihvězdném prostoru, přímo podílí poměrně málo. Zejména v některých oblastech hustých mezihvězdných mračen dochází k inverzi v obsazení energetických hladin, což neodpovídá intenzitě zářivého pole a tento stav je vlastně nerovnovázným rozdělením v obsazení hladin. Vydatně však k excitaci mohou napomáhat srážky s jinými molekulami, především s H_2 . V oblastech, kde počet molekul dosahuje hodnoty alespoň 10^8 v cm^3 , jsou OH i H_2O „vypumpovány“ do vyšších stavů a chovají se jako mezihvězdné masery a jsou zdroji intenzivního monochromatického záření, které vzniká přechodem do nižší hladiny. (Při tomto výkladu je však nutné mít neustále na paměti, že nejde o hladiny v atomu, ale v jemné struktuře rotačních hladin molekuly!)

Poněkud odlišná situace je u formaldehydu, který se v hustších oblastech (s výjimkou vnitřní části mlhoviny v Oriónu) projevuje absorpční čarou na pozadí zbytečně chladných, ochlazen na teplotu menší než 3 K! Nejpravděpodobnější příčina tohoto jevu je opět ve srážkách s molekulárním vodíkem. Je však nutno poznamenat, že tento výklad příčin nerovnovázného obsazení jednotlivých stavů nemusí být zcela správný. Kosmický maser může vzniknout absorpcí silného infračerveného záření z blízkého zdroje. Též rychle probíhající chemické reakce, při kterých vzniká molekula v excitovaném stavu, mohou udržovat inverzi v obsazení hladin.

V oblastech H II, např. v mlhovině Oriónu, vystupuje OH v emisii často ve spojení s emisí H_2O . Tyto dvě molekuly se vyskytují též ve spektrech některých velmi chladných hvězd a infračervených objektů, tedy útvarů, které ještě nedospěly do rovnovážného stadia hvězdy na hlavní posloupnosti diagramu spektrum-svitivost. Z toho lze soudit, že molekuly (a to nejen OH a H_2O) jsou podstatnou měrou zastoupeny v oblastech, kde hvězdy vznikají. Molekula H_2O v hroutících se nestabilně rychle reaguje na měnící se podmínky, září jako kosmický maser, který po velká proměnnost tohoto záření ve velmi krátkých intervalech – několik dnů až měsíců. Některé dřívě pozorované silné zdroje záření H_2O úplně zmizely.

Radioastronomická měření využívající interferometrické metody na dlouhých základnách (až několik tisíc km), kdy jeden radioteleskop je například na evropském a druhý na americkém kontinentě, umožnila podstatně zvýšit rozlišovací schopnost pozorování. Z těchto pozorování plyne, že zvláště zdroje OH a H_2O jsou v podstatě skupiny oblaků o úhlových rozměrech 1", a některé z nich dokonce $5 \cdot 10^{-4}$ obloukové vteřiny. Pokud v odhadu vzdálenosti těchto objektů není hrubá chyba, lze soudit, že jejich lineární rozměr není větší než 1 astronomická jednotka. Není ovšem vyloučeno, že velmi malé rozměry některých kosmických maserů jsou zdánlivé a pozorovatel registruje jen část té oblasti, v níž vzniká koherentní záření. Zdá se, že lokality OH, H_2O , popř. infračervených malých zdrojů tepelného záření mnohdy spolu nesouvisí, což by bylo možno vysvětlit tím, že převládá vždy jedna dominující molekula na úkor druhé. Energie, kterou nevelký hustý oblak jako maser s H_2O vyzařuje, je přibližně 10^{23} W (tedy 10^{-3} svítivosti Slunce). Hustota je relativně vysoká, přibližně 10^8 molekul na cm^3 , a celý objekt je nutně gravitačně nestabilní a pozvolna se smršťuje. Zářící molekuly vody odebírají značnou část kinetické energie molekulárnímu vodíku a vlastně ochlazují smršťující se oblak, čímž urychlují proces vzniku hvězdy. Při vyšších teplotách disociuje voda na vodík a OH, popř. dominuje tepelné záření prachu.

Stimulovaná emise – princip maseru

Není-li splněn předpoklad tepelné rovnováhy, může dojít k inverznímu obsazení hladin, tj. základní hladina je méně obsazena než hladina vyšší. Podle Boltzmannova vztahu by takový případ neměl nikdy nastat, neboť pokud χ a kT jsou

kladně, pak vždy $\exp(-\chi/kT) < 1$. Za nerovnovážného stavu může však například absorbované kvantum γ excitovat atom nebo molekulu do stavu $n_i \rightarrow n_j$. Pravděpodobnost přechodu $n_j \rightarrow n_i$ je však velmi malá a elektron s větší pravděpodobností obsadí hladinu n_k , kde může setrvat i poměrně dlouhou dobu. Přechod $n_k \rightarrow n_i$ je v takovém případě nejčastěji stimulován absorpcí jiného kvanta, jehož energie odpovídá rozdílu energií hladin $n_k - n_i$. Pohlcený foton je nejen znovu vyzářen, ale je provázen vyzářením dalšího kvanta zcela stejných vlastností. Místo jednoho kvanta jsou vyzářena kvanta dvě. Procházející záření je zesílené, monochromatické a koherentní vzhledem k identitě obou fotonů. Inverzní obsazení hladin může vznikat i jinými procesy, avšak vlastnosti stimulované emise se tím nemění. Na stimulovaných přechodech z inverzně obsazených hladin je založen princip maseru. V mezihvězdných mračcích dochází k inverznímu obsazení rotačních hladin molekul např. SiO, OH a H₂O v důsledku srážek nebo infračerveného záření blízkého zdroje. Mechanismus stimulované emise zesílí podstatně záření těchto molekul a o oblacích mezihvězdných molekul OH a H₂O možno mluvit jako o kosmických maserech.

5.42. Vznik mezihvězdných molekul

Vznik mezihvězdných molekul je proces dosud nepříliš jasný. V podstatě mohou vznikat dvojným způsobem: první je formování molekul v atmosférách hvězd, druhý předpokládá jejich vznik přímo v mezihvězdném prostoru, a to buď chemickou reakcí mezi dvěma nebo více částicemi stejného druhu (dvěma atomy, molekulami, molekulou a atomem apod.), nebo reakcemi atomů, které se na určitý čas zachytily na povrchu částic mezihvězdného prachu. Jestliže v poměrně hustém prostředí je N_A počet atomů prvku A a podobně N_B počet atomů prvku B, pak relativní počet molekul N_{AB} vznikajících reakcí $A + B \rightarrow AB$ je úměrný $e^{-D/kT}$, kde D je disociační energie, T teplota mezihvězdného plynu a k Boltzmannova konstanta.

Tento proces při poměrně velké hustotě (např. 10^{14} částic v cm³) vede ke vzniku velkého počtu molekul. To platí s velkou přesností v prostředí, jako jsou atmosféry chladných hvězd. Ovšem mezihvězdné prostředí je značně rozdílné. Volná dráha jednotlivých atomů je příliš velká, vzájemné srážky málo četné, a tudíž i počet nově vznikajících molekul nestačí krýt jejich úbytek.

Životní doba molekuly v mezihvězdném prostoru je omezena. Ultrafialové záření hvězd dříve nebo později způsobí fotodisociaci mezihvězdné molekuly a život i velmi stabilní molekuly (jako je například CO) nepřesahuje v normálním mezihvězdném prostředí 10⁴ let a u většiny látek je jen desítky až stovky let. Skutečnost, že ve spektrech hvězd pozorujeme mezihvězdné absorpční pásy CH, CH⁺ a CN znamená, že alespoň tyto molekuly musí vznikat v mezihvězdném prostoru, poněvadž by nemohly přežít cestu z atmosféry hvězdy do daleké oblasti, která by trvala

nejméně 10⁵–10⁶ let. Vznik molekul v mezihvězdném prostoru bez prostředníka je velmi málo pravděpodobný. Ani relativně účinný proces, jakým je reakce, při níž vznikne ionizovaná molekula a současně se vyzáří jisté kvantum, není dostatečně rychlý, aby vyrovnal úbytek molekul rozpadajících se pod vlivem záření hvězd.

Nejpravděpodobnější je vznik molekul na částicích mezihvězdného prachu. Popovrchu mohou dostatečně dlouho udržet jednotlivé atomy, které zde mohou reagovat s jinými náhodně hostujícími atomy mezihvězdného plynu. Je ovšem jisté, že ani teplota mezihvězdného plynu nesmí být příliš velká, aby rychlost srážek směru vedou jen k hrubým odhadům. Pozorování však skutečně naznačují souvislost mezi hustotou mezihvězdných molekul a mezihvězdného prachu.

Prachové částice zřejmě umožňují molekulám nejen vzniknout, ale i udržet se déle „při životě“, neboť pohlcují v hustých mračcích ultrafialové záření hvězd, a tak zpomalují disociační proces. Symbióza mezihvězdného prachu a molekul není vlastně ani tak překvapující. Molekula, která opustí prachoplynové chladné mračno, velmi rychle zaniká. Některé sloučeniny by mohly v řídkém mezihvězdném prostředí přežít poměrně dlouho. Například kyslíčník uhelnatý, jehož disociační potenciál je poměrně vysoký (14 eV), se může volně pohybovat v mezihvězdném prostoru 10³–10⁴ let. Tato molekula je proto vhodná pro mapování struktury Galaxie podobně jako neutrální vodík zářící na vlnové délce 21 cm.

Je možné, že v mezihvězdném prostoru jsou i sloučeniny nepodobné těm, které známe z pozemských laboratoří. Více než tři desetiletí je znám absorpční pás ve spektrech hvězd o vlnové délce 443 nm, nepochybně mezihvězdného původu, avšak příčinu jeho vzniku se nepodařilo uspokojivě vysvětlit. Jako možná sloučenina, která tento jev způsobuje, byla nedávno navržena velmi složitá molekula porfyrinu. Plný název látky je vskutku exotický: bispyridilmagnesiumtetrabenzoporphin. Ovšem v laboratorních spektrech takových látek je vždy dostatek čar, které mohou náhodně koincidovat s mezihvězdnými čarami neznámého původu. Nelze však vyloučit, že i v rádiovém oboru budou nalezeny emise či absorpce, jejichž rozluštění bude opravdu nesnadné, hlavně u komplexních molekul. Pravděpodobnost vzniku velkých organických molekul v mezihvězdných mračcích se rychle zmenšuje s rostoucím počtem atomů s vyššími atomovými čísly, avšak není nulová. Rozbor meteoritů naznačuje (i když ne zcela přesvědčivě, jak se obvykle traduje), že nevelké množství aminokyselin obsahovala i původní sluneční mlhovina. V této souvislosti je nutné se zmínit i o nápadné podobnosti chemického složení komet a mezihvězdných molekulárních mračen. Zejména rozsáhlá pozorování jedné z posledních jasných komet (Kohoutek 1973f) tuto zajímavou skutečnost potvrdila.

6. Hvězdné soustavy a struktura vesmíru

6.1. Stavba Galaxie

Mléčnou dráhu lze na obloze bezpečně poznat, její svit je vidět téměř vždy za bezměsíční noci, jen na jaře je nízko nad obzorem. Na jižní polokouli je Mléčná dráha ještě nápadnějším zjevem než na severní. Skutečná struktura Mléčné dráhy – Galaxie – by se byla stala známou mnohem dříve, kdyby astronomové měli před 50 až 100 lety více příležitosti pozorovat jižní oblohu.

Na snímcích Mléčné dráhy je vidět svitici i temné mlhoviny a otevřené hvězdokupy a lze snadno zjistit, že oblaka Mléčné dráhy se skládají z nespočetného množství slabých hvězd, jejichž obrazy se místy slévají a překrývají. Spektrální mapy nebo mapy proměnných hvězd ukazují, že hvězdy spektrálních tříd O a B a cefeidy se v Mléčné dráze vyskytují mnohem častěji než jinde. Ani největší současné optické přístroje však nepronikají hvězdnými mračky.

Nejužší je Mléčná dráha v Perseu, avšak již ve Vozkovi a Býku se stává širší. Nápadné mlhoviny v Jednorožci jsou předstíženy nejjasnějšími částmi Mléčné dráhy v souhvězdí Plachty (Vela), Lodní kýl (Carina) a Kříž (Crux). Zejména svitici mlhovina kolem η Carinae a temná mlhovina zvaná *Uhelný pytel* v Kříži patří mezi nejpozoruhodnější objekty hvězdné oblohy. Mléčná dráha se pak štěpí, avšak severní výběžek není nijak význačný. Hlavní jižní větev pokračuje přes Pravitko (Norma) a Oltář (Ara) do centrální oblasti Galaxie ve Štíru (Scorpius), Štřelci (Sagittarius) a Hadonoši (Ophiuchus). Části těchto intenzivně svítících hvězdných oblaků lze spatřit i u nás, avšak jen nízko nad obzorem. Dále na sever je nápadný velký rozštěp v Orlu a okolních souhvězdích táhnoucí se v délce přes 50° až do Labutě, kde četné svitice mlhoviny dávají Mléčné dráze zvláštní půvab. V Kasiopeji bohaté oblasti končí a Mléčná dráha se zužuje k svému nejužšímu místu v Perseu.

Pásmo hvězdných oblaků a Mléčné dráhy se táhne přes celou oblohu. Vytváří uzavřený prsteneček, v jehož zdánlivém středu je naše Země, přesně řečeno naše Slunce.

Všechny objekty na obloze vykazují jistou souvislost s Mléčnou dráhou. Převážná

většina objektů, zejména hvězd a difúzních mlhovin, se vyskytuje častěji v Mléčné dráze než mimo ni. V takovém případě mluvíme o koncentraci k rovině Mléčné dráhy nebo o galaktické koncentraci. Mimogalaktické mlhoviny, galaxie, se naopak lze vysvětlit mezihvězdnou absorpcí. Galaktická koncentrace je jevem skutečným. Většina objektů se vyskytuje v Mléčné dráze ve větším počtu než mimo ni. Opomíjí se – ke Galaxii nepatří. Ve skutečnosti jich je ve všech směrech přibližně stejně, avšak v Mléčné dráze je pohled na ně zaočněn mračky mezihvězdné hmoty.

Mléčná dráha – Galaxie – nemá žádné ústřední těleso, ale střed je tvořen pomyslným těžištěm všech hvězd. Galaxie obsahuje nejen hvězdy, nýbrž i jiné obecním pohledu má Galaxie tvar spirální mlhoviny, při pohledu z boku má tvar doutníku, podobně jako je tomu i u jiných galaxií. Pozorovateli uvnitř soustavy se symetrie promítá jako pás, který kruhem obepíná celou oblohu. To je právě Mléčná dráha a směr do souhvězdí Štřelce odpovídá směru ke středu Galaxie.

Pokud pozorovatel počítá blízké objekty, jasné hvězdy, nalezně jich ve všech směrech přibližně stejný počet. Začne-li však sečítat objekty vzdálenější, slabší nápadně převyšovat počty v jiných směrech.

Jak ve viditelném světle, tak v rádiových frekvencích jsou hlavní obrysy Mléčné dráhy totožné. Největší intenzita rádiového záření byla naměřena ve směru ke středu Galaxie.

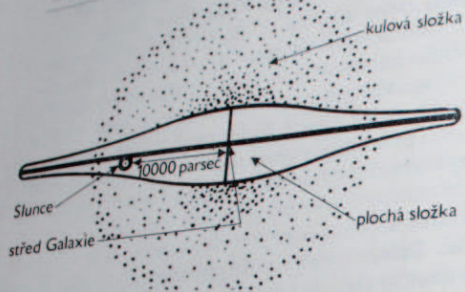
Struktura Galaxie je ovšem značně složitá. Zde se zmíníme jen o základním rozlišování na tři složky. Plochá složka leží jako tenká deska ve střední rovině Galaxie a patří k ní mezihvězdná hmota, hvězdy tříd O a B, cefeidy aj. Disková složka dává Galaxii charakteristický tvar zploštělé čočky. Patří k ní většina hvězd slunečního okolí. Kulová složka obaluje celou Galaxii ve formě kulového oblaku. Patří k ní např. proměnné hvězdy typu RR Lyrae a kulové hvězdokupy. Složky se navzájem prostupují, takže v galaktické rovině, která je vlastně doménou ploché složky, najdeme také příslušníky složky diskové i kulové. Vysoko nad galaktickou rovinou se vyskytují téměř výhradně jen členové kulové složky. Protože Slunce leží blízko galaktické roviny, setkáváme se v jeho okolí s členy všech složek.

Jedním z důležitých problémů astronomie je nesporně určování vzdáleností. Na správných vzdálenostech závisí další výzkumy týkající se stavby, rozložení v prostoru, vzájemných souvislostí mezi jednotlivými objekty Galaxie, vývoje hvězd a hvězdných soustav atd. Přesnost určování vzdáleností je nevelká a některé metody jsou omezeny jen na speciální třídy hvězd nebo jiných objektů. Proto problém určení struktury Galaxie vešel do dějin astronomie poměrně pozdě. Jeden z hlavních důvodů původního nezdaru spočíval v tom, že nebyla známa mezihvězdná absorpce, která má veliký vliv na zdánlivé velikosti hvězd. Za druhé nebyla

známa kritéria, podle nichž by se z pozorovaných hvězd mohly vybrat stejnorodé skupiny.

Již koncem 18. století se Herschel začal zabývat otázkou tvaru naší hvězdné soustavy, avšak jeho práce, jež se nemohly opírat o žádné předcházející výzkumy, se přirozeně vyznačují jednoduchými předpoklady:

1. Herschel předpokládá, že všechny hvězdy mají stejnou svítivost a rozdíl ve zdánlivé velikosti jsou způsobeny jen různou vzdáleností. Avšak rozdíl mezi trpas-



Obr. 6.1. Schematický řez Galaxií. Průměr ploché složky Galaxie je nejméně 25 kpc.

líkem a obrem je 10 hvězdných tříd a může dosáhnout krajní hodnoty až 20 hvězdných tříd. Naproti tomu Herschelův předpoklad nečiní rozdílu mezi blízkým trpaslíkem a obrem, který je stokrát nebo tisíckrát vzdálenější, a tudíž jeho závěry nemohly být zcela správné.

2. Prostorovou hustotu hvězd, tj. počet hvězd na objemovou jednotku, pokládá Herschel za stálou po celé soustavě. To také znamená, že soustava má ostrou hranici, kde hustota rázem klesá na nulu. Ve skutečnosti je hustota v centru Galaxie mnohonásobně vyšší než v okolí Slunce a zde je opět vyšší než v oblastech vysoko nad galaktickou rovinou. Galaxie ostrou hranici nemá. Hustota hvězd pozvolna ubývá, až Galaxie přejde v mezigalaktický prostor.

3. Podle Herschela neexistuje mezihvězdná absorpce. Ve skutečnosti absorpce zeslabuje světlo všech hvězd a v galaktické rovině dosahuje toto zeslabení několika hvězdných tříd.

Nicméně i tak dospěl W. Herschel k závažným poznatkům. Je-li N_m počet hvězd jasnějších než zdánlivá velikost m a jsou-li n, m dvě různé zdánlivé velikosti, platí za výše uvedených předpokladů, že počty hvězd jsou úměrné velikosti odpovídajícímu objemu. Označíme-li vzdálenost hvězd m -té velikosti r_m , je

$$N_m : N_n = r_m^3 : r_n^3 \quad (6.1.1)$$

Avšak intenzita světla klesá se čtvercem vzdálenosti. Podle definice hvězdné velikosti je

$$I_m : I_n = r_m^2 : r_n^2 = 10^{-4} \quad (6.1.2)$$

a dále

$$N_m : N_n = (I_n : I_m)^{3/2} = 10^{0,6(m-n)} \quad (6.1.3)$$

Pro rozdíl jedné hvězdné třídy, tj. pro $n = m - 1$, dostáváme *Littrowovu poučku*

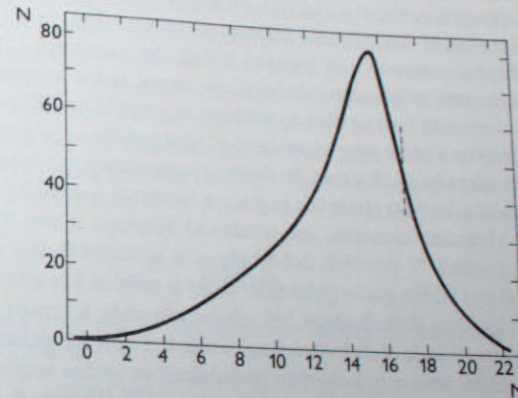
$$N_m : N_{m-1} = 10^{0,6} = 3,981, \quad (6.1.4)$$

jež říká, že celkový počet hvězd do velikosti m roste jako geometrická řada s kvocientem 3,981. Jestliže vyjádříme počet N vzdáleností r , dostáváme *Schiaparelliho poučku*

$$r_m : r_{m-1} = 10^{0,2} = 1,5849, \quad (6.1.5)$$

jež říká, že vzdálenosti hvězd po sobě jdoucích hvězdných tříd tvoří geometrickou řadu s kvocientem 1,5849.

První Herschelův předpoklad lze snadno zobecnit tím, že konstantní svítivost se zamění za požadavek, aby hvězdy různých svítivostí byly v různých částech



Obr. 6.2. Závislost počtu hvězd v 10^3 pc^3 na M_V v okolí Slunce.

Galaxie smíchány v témže poměru. Lze dokázat, že počty hvězd budou opět tvořit geometrickou řadu s kvocientem 3,981. Schiaparelliho poučka sice nebude platit pro jednotlivé hvězdy (neboť hvězdy téže zdánlivé velikosti nebudou již stejně daleko), avšak bude platit pro střední vzdálenosti hvězd dané hvězdné velikosti.

Obecně lze tento problém formulovat jako hledání vztahu mezi třemi funkcemi: počtem hvězd N_m do velikosti m , hustotou hvězd $D(r)$ ve vzdálenosti r , a konečně funkcí svítivosti $f(M)$. Tato poslední funkce udává, jaká část z celkového počtu hvězd má absolutní velikost M . Herschelův první předpoklad lze formulovat s pomocí funkce svítivosti tak, že $f(M) = 1$ pro $M = M_0$ a $f(M) = 0$ pro každé jiné M . Mezi těmito třemi funkcemi lze odvodit vztah – základní rovnice stelární statistiky. Řešení těchto rovnic má vést k odvození tvaru funkce svítivosti a určení průběhu hustoty hvězd, čili stanovení rozložení hvězd a tvaru soustavy. Pozorovacím materiálem je pouze funkce N_m , která se získává sčítáním hvězd do velikosti m .

Možno však také ukázat, že nelze navzájem odlišit, zda pozorovaný průběh

funkce N_m je způsoben klesající hustotou hvězd nebo rostoucím vlivem mezihvězdné absorpce. Zanedbáním jednoho vlivu se silně zkrasí druhý vliv a výsledky budou velmi daleko od skutečnosti.

Herschelovo a Schiaparelliho řešení vycházejí z jednoduchých předpokladů, budou velmi daleko od skutečnosti. Tím Seeliger předpokládal, že hustoty ubývá s některou mocninou vzdálenosti. Tím docílil lepšího souhlasu s pozorovanými hodnotami poměru $N_m : N_{m-1}$, avšak nevyvětil postupnou změnu tohoto poměru.

K. Schwarzschild předpokládal, že funkce svítivosti se dá vyjádřit normálním rozdělením četnosti, které je matematickým výrazem pro rozložení náhodných odchylek od průměrné hodnoty. Základní rovnice stelární statistiky řešil exaktně a pro hustotu odvodil složitý výraz.

V protikladu k analytickým metodám stojí Kapteynova numerická metoda. V 90. letech minulého století se Kapteyn zabýval studiem středních paralax hvězd různých velikostí a různých vlastních pohybů a ukázal, že rozptyl ve střední paralax může dát rozsáhlé informace. Ukázal také, že s větší jistotou je možno určit funkci svítivosti než hustotu hvězd. Je samozřejmé, že Kapteynovy práce vedly dále než práce jeho předchůdců, neboť získal z pozorovacího materiálu bohatší informace. Počty hvězd do velikosti m rozdělil na dílčí počty podle velikosti vlastního pohybu a vedle toho užíval ještě střední paralaxy a jejího rozptylu. Princip Kapteynovy metody záleží v tom, že složitou matematickou rovnici nahradil podstatně jednodušší tabulkou číselných hodnot a integraci nahradil prostým sečítáním v tabulce.

Hvězdná soustava, jak ji odvodil Kapteyn a van Rhijn, má stále ještě Slunce uprostřed. V pozdější době byly tyto práce ještě dále rozvíjeny, pozorovací materiál byl tříděn podle galaktické délky a začal se hledat směr ke galaktickému centru. Zvláště pro slabé hvězdy byl odvozen směr k centru dobře souhlasící se středem soustavy kulových hvězdokup, a tak byl objeven galaktický systém, jehož střed je v těžišti soustavy kulových hvězdokup ve směru souhvězdí Střelce.

Novější numerické metody mají mnoho společného s Kapteynovou metodou. Berou zřetel na změny hustot se vzdáleností a na mezihvězdnou absorpci. Jedním z výsledků je zjištění, že Slunce neleží ve středu hvězdné soustavy.

6.2. Základní parametry Galaxie

Ve stelární astronomii je výhodné vztahovat polohy objektů v Mléčné dráze ke galaktické souřadnicové soustavě, jejíž základní rovina je právě Mléčnou dráhou definována. Různé soustavy, které byly průběhem času navrhovány, se navzájem lišily o 1° až 2° , podle toho, jakého materiálu a jakých metod bylo použito. V r. 1932 navrhl Ohlsson systém založený na galaktickém pólu v zaokrouhlených souřadnicích $12^h40^m, +28^\circ$ (1900,0), který byl přijat Mezinárodní astronomickou unií. Šířky se počítaly obvyklým způsobem, délky od průsečíku galaktického a světového rovníku ve směru rostoucích rektascenzí od 0° do 360° .

Polohu galaktického pólu bylo možno přesněji stanovit teprve na základě rádiových pozorování. Optická pozorování jsou omezena na okolí Slunce do maximální vzdálenosti 3 kpc, kdežto rádiovým měřením je přístupna oblast 10krát až 20krát větší. Nejdůležitější jsou pozorování neutrálního vodíku v čáře 21 cm, která sahají až do vzdálenosti 15 kpc ve všech směrech od centra.

Pozorování spojitého rádiového záření dávají jen souhrnný efekt podél celého zorného paprsku. V nižších frekvencích se hlavně projevuje blízké okolí Slunce, ve vyšších frekvencích je Galaxie průhlednější a k celkovému záření přispívá větší část nebo i celá Galaxie. Dosud však nelze získat třírozměrnou představu jen ze samotného spojitého rádiového záření. U záření neutrálního vodíku v čáře 21 cm je to naopak možno, neboť mračna se v různých oblastech pohybují vůči Slunci různými rychlostmi, a proto je záření posunuto od normální vlnové délky o Dopplerovo posunutí. Tím se jednotlivé oblasti vodíku od sebe odliší.

Do vzdálenosti 7 kpc od centra leží maxima záření méně než 20 pc daleko od centrální roviny. Tato odchylka činí méně než $1/700$ průměru vodíkové vrstvy. Přesná rovina vrstvy ukazuje, že žádná její část není podrobena silám působícím kolmo k této rovině. To znamená, že vodíková vrstva leží v rovině symetrie soustavy a že je přirozeným základem pro definici souřadnicové soustavy. Nová pozorování kladou galaktický pól přibližně $1,5^\circ$ od starého s nejistotou $\pm 0,1^\circ$.

Na základě těchto výsledků zavedla Mezinárodní astronomická unie v r. 1958 nový galaktický souřadnicový systém, původně značený l^I, b^I na rozdíl od starých souřadnic l, b . Nový systém má galaktický pól v bodě o rovníkových souřadnicích

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 12^h49^m \\ \delta &= +27^\circ24' \end{aligned} \right\} (1950,0).$$

Nulová galaktická délka byla položena do směru rádiového zdroje Sagittarius A čili do místa daného souřadnicemi

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 17^h42^m2 \\ \delta &= -28^\circ55' \end{aligned} \right\} (1950,0)$$

a od tohoto místa se počítá do 360° ve směru rostoucích rektascenzí. Průsečík galaktického a nebeského rovníku, který dříve měl galaktickou délku 0° , má nyní délku 33° , neboť počátek galaktických souřadnic se ztotožnil s předpokládaným směrem do středu Galaxie. Nové souřadnice se značí l, b .

Poloha Slunce nad galaktickou rovinou není uváděna přímo v parametrech souřadnicové soustavy, neboť definovaná základní rovina musí nutně procházet pozorovacím místem, tj. Sluncem. Slunce je však tak blízko základní rovině ($+4 \pm 12$ pc), že jeho odchylku lze zanedbat. Hodnota nepřesností ± 12 pc ve vzdálenosti Slunce od centra Galaxie činí méně než $0,1^\circ$.

Přibližnou polohu galaktického centra možno určit již pohledem na Mléčnou dráhu. Přesnější polohu lze stanovit jako osu symetrie v rozložení různých objektů, zejména takových, které jeví silnou koncentraci k centru. Z rozložení hvězd typu

plyn, proměnné typu T Tauri aj. Střední vzdálenost objektů ploché složky od galaktické roviny je 100–120 pc.

Důležité je též chemické složení objektů v jednotlivých složkách. Podsystemy kulové složky obsahují jen přibližně 0,01 až 0,2 těžkých prvků ve srovnání s chemickým složením Slunce. Disková složka je jen mírně obohacena o těžké prvky, kdežto plochá složka má stejné chemické složení jako Slunce.

Plochá složka

Typickým představitelem je mezihvězdný plyn. Zejména rozložení vodíku, neutrálního i ionizovaného je možno dobře sledovat. G. Westerhout zjistil, že neutrální vodík se začíná objevovat v měřitelném množství ve vzdálenosti 15 kpc od centra. Směrem k centru hustoty přibývá a dosahuje maxima v 7 kpc. Hustota neutrálního vodíku dosahuje s většími nebo s menšími výkyvy maxima v centru. Ionizovaný vodík se v Galaxii objevuje přibližně v 10 kpc, jeho hustota roste do 3,5 kpc, pak prudce klesá a od 2 kpc do centra vůbec žádný zjištěn nebyl.

Kolmo ke galaktické rovině je neutrální vodík rozložen podle normální křivky četností, tj. v galaktické rovině má úzké maximum a na obě strany klesá, nejdříve prudce, později mírně.

Z proměnných patří k ploché složce podsystem cefeid. Normální cefeidy se vyskytují přímo v Mléčné dráze, což činí výpočet absorpce, a tudíž i výpočet vzdálenosti, značně nesnadný. Podsystem cefeid je znám jen do vzdálenosti 2–3 kpc od Slunce.

I podsystem otevřených hvězdokup je omezen na Mléčnou dráhu. Jen 1 % až 2 % hvězdokup leží nad 20° galaktické šířky, a to jsou většinou blízké objekty. Přes velkou koncentraci ke galaktické rovině není zřejmá koncentrace ke galaktickému centru. Znamená to, že pozorujeme převážně blízké objekty z nejbližších spirálních ramen. Jen málo hvězdokup je ve větší vzdálenosti než 3 kpc. (Mezi výjimkami v rozložení je např. hvězdokupa ve Vlasu Bereničině, která je v galaktické šířce 85°. Protože je jen 30 pc daleko, leží ve skutečnosti blízko galaktické roviny a její vysoká galaktická šířka je způsobena perspektivou.) Vzdálenější hvězdokupy dosahují výšek do 100 pc až 300 pc nad galaktickou rovinou. K celkové hmotě Galaxie přispívají otevřené hvězdokupy nepatrným zlomkem 0,2 %.

Disková složka

Z proměnných hvězd patří k diskové složce početný typ Mira Ceti. Jejich jasnost kolísá v širokých mezích a v dlouhých časových intervalech, takže proměnnost lze snadněji objevit než u jiných typů. Proto se dá soudit, že již známe všechny proměnné typu Mira Ceti do 10^m nebo i do 12^m. Tomu nasvědčuje i ta okolnost, že nově objevy jsou v posledních letech čím dál tím vzácnější.

Zploštění podsystemu hvězd typu Mira Ceti jej zařazuje zřetelně do diskové

složky. Zhuštění ve vzdálenosti 1 kpc ve směru k centru skutečně existuje a zřejmě souvisí s hvězdným mračnem v souhvězdí Střelce.

Do diskové složky patří i planetární mlhoviny. Prstencová mlhovina v Lyře by měla ve vzdálenosti galaktického centra průměr přibližně 4". I pro jiné známé planety mlhoviny ze slunečního okolí by zdánlivé průměry ve vzdálenosti centra kowským a jinými. Je proto pravděpodobné, že některé z nich mají vzdálenosti alespoň stejně velké, jako má centrum. Tomu nasvědčuje i rozložení na obloze. Blízké a jasné planetární mlhoviny jeví velmi málo výrazné zhuštění k centru, avšak slabé mlhoviny se k centru nápadně kupí.

Zdá se, že poměrně velká část mlhovin malých průměrů pozorovaných ve směru ke galaktickému centru je víceméně rovnoměrně rozložena od Slunce až ke galaktickému centru, v němž nevytváří zvlášť zřejmé zhuštění naznačované rozložením na obloze. Je však možné, že planetární mlhoviny ležící skutečně ve vzdálenosti centra ukazují převážně tak malé kotoučky, že je nelze rozeznat od obrazů hvězd. Takových hvězdných planetárních mlhovin leží ve směru k centru několik desítek a jejich vzdálenosti zatím určit nedovedeme.

Kulová složka

Ke kulové složce patří některé proměnné typu RR Lyrae. Velkou výhodou hvězd RR Lyrae je jejich velké množství. Často se vyskytují vysoko nad galaktickou rovinou a nejsou tolik zatačeny absorpcí jako objekty jiných složek. Další velmi výhodná vlastnost je stejná absolutní velikost všech proměnných tohoto typu. Na rozdíl od cefeid nezávisí absolutní velikost na periodě, nýbrž pro všechny hvězdy má stejnou hodnotu. Klasifikace proměnné hvězdy do typu RR Lyrae a změření střední zdánlivé velikosti stačí spolu s výpočtem absorpce k určení vzdálenosti.

Proměnné typu RR Lyrae se vyskytují i v kulových hvězdokupách. Jak uvidíme níže, jsou kulové hvězdokupy velmi podobně rozloženy jako volné hvězdy RR Lyrae. Byla proto často vyslovována domněnka, že volné hvězdy unikly z kulových hvězdokup, kdežto druhá část musela zřejmě vzniknout mimo ně. Je však možné, že všechny proměnné typu RR Lyrae měly společný původ a značnou část vývoje s kulovými hvězdokupami.

Výjimku tvoří proměnné typu RR Lyrae s periodami kratšími než 0,4 dne. Ty patří složce diskové.

Ke kulové složce patří i podsystem kulových hvězdokup. Je známo přibližně 120 kulových hvězdokup a tento počet neustále kolísá o několik jednotek podle toho, kam který autor klade dělící čáru mezi kulové a otevřené hvězdokupy.

Na obloze jsou kulové hvězdokupy rozloženy velmi nepravidelně. Mezi rektascenzí 12^h a 22^h jich leží 70 % až 80 %. Jeví velmi silnou koncentraci ke galactic-

Tabulka 6.1
Klasifikace typů hvězdných populací v Galaxiích

Část Galaxie	Spirální větev		Jádro a vnější část Galaxie	
	celá plocha složky	plocha složky	střední složka	kulová složka
Stáří objektů v 10 ⁹ roků Rozptyl rychl. [km s ⁻¹]	0—1 10	1—3 20	3—5 30	5—6 50
Objekty	hvězdy Wolfovy-Rayetovy (W-R) hvězdy tříd O—B5 B8—B9 otevřené hvězdotupy hvězdné asociace typů O a T hvězdy typu T Tauri klasické cefeidy mezihvězdná hmota (plyn a prach) - neutrální vodík ($\lambda = 21$ cm) - mlhoviny s emisí v čáře H α	hvězdy sp. tříd A—F červení veleobří otevřené hvězdotupy (bez hvězdné spektr. tříd O—B) hvězdy se silnými čarami ve spektru	obří hvězdy sp. tříd od G do K podobří hvězdy galaktického jádra hvězdy hlavní posloupnosti polopravidelně proměnné hvězdy proměnné typu RR Lyrae ($P < 0,4$ dne) novy hvězdy se slabými čarami ve spektru planetární mlhoviny	střední populace II bili trpaslíci cefeidy W Virginis dlouhoperiodické proměnné hvězdy sp. třídy M5e ($P < 250$ dní)
			populace disku	extrémní populace II (galaktická koróna)
				6 < 130 kulové hvězdotupy proměnné hvězdy typu RR Lyrae ($P > 0,4$ dne) rychlé hvězdy ($V > 100$ km s ⁻¹)

kému středu, avšak poměrně malou koncentraci ke galaktické rovině. V těsné blízkosti galaktické roviny se dokonce v rozložení projevuje minimum. To je způsobeno absorpcí, která se u tak vzdálených objektů projevuje zvláště silně.
 Podsystem kulových hvězdotup má téměř kulový tvar s malým zploštěním. Plochy stejné hustoty mají přibližně tvar rotačních zploštělých elipsoidů.

6.5. Hmotnost Galaxie a její rozložení

Při všech otázkách týkajících se hmoty Galaxie nebo jejího rozložení je nutno vycházet z jedné pevné hodnoty, a to je hustota hmoty v okolí Slunce. Jednotkou, v níž se hustota měří, bývá obvykle sluneční hmota M_{\odot} na krychlový parsek, někdy se však vyjadřuje i v gramech na krychlový centimetr. Mezi

$$M_{\odot} / \text{pc}^3 = 0,685 \cdot 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}$$

Již v roce 1938 se Oort pokusil o určení hustoty v okolí Slunce a dospěl k hodnotě $0,038 M_{\odot}/\text{pc}^3$. Tuto hodnotu později Safronov (1951) na $0,042$ a později Gliese (1956) na $0,057$. Hvězdy však nejsou jedinou formou hmoty vyskytující se ve slunečním okolí. Velkou důležitostí zde má mezihvězdný plyn a prach, neboť na tyto složky připadá téměř tolik hmoty jako na hvězdy. Celkovou hustotu hmoty lze podle Oorta (1960) klást mezi $0,087 M_{\odot}/\text{pc}^3$ a $0,098 M_{\odot}/\text{pc}^3$.

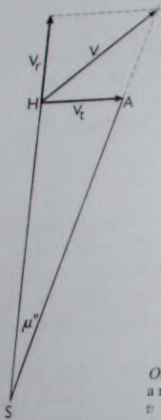
Vzhledem ke složité struktuře Galaxie není možno vyjádřit průběh hustot jedinou formulí, nýbrž je třeba pro každou složku najít zvláštní vzorec. Celková hustota hmoty bude pak součtem dílčích hustot složek ve vyšetřovaném místě. Podle Perka (1958) lze rozložení ploché složky, odvozené zejména z pozorování neutrálního vodíku, znázornit v galaktické rovině exponenciálním vzorcem $e^{-R/a}$, kde R je vzdálenost od centra, a je konstanta. Předpokládá-li se, že vrstvy téže hustoty jsou podobně zploštělé rotační elipsoidy, je průběh hustot znám v každém bodě, je-li dána hustota v galaktické rovině a je-li znám poměr $os\ a/c$. Pro tuto veličinu vychází hodnota 60. Velká poloosa jednotkového elipsoidu je necelá 4 kpc. To ovšem není hranice, nýbrž hodnota udávající rychlost klesání hustoty v souladu s čísly dříve odvozenými.

Pro diskovou složku plyne z pozorování podobné rozložení, avšak s hodnotami $a = 1,9$ kpc, $a/c = 16$. Tato čísla ukazují, že hustota diskové složky klesá téměř dvakrát rychleji a že disková složka je méně zploštělá. U kulové složky jsou poměry zcela jiné, např. vnitřní vrstvy podsystemu RR Lyrae jsou více zploštělé než vnější.

Určením celkové hmotnosti Galaxie se zabývalo mnoho autorů a použili nejružnějších metod. Většina z nich je založena na schematickém modelu Galaxie. Je přirozené, že správnost celkové hmotnosti závisí do značné míry na věrnosti, s níž model znázorňuje Galaxii. Vcelku můžeme říci, že hmotnost Galaxie je 100 miliard Slunci. Tato zaokrouhlená hodnota má chybu sotva větší než 20 %.

Pohyby hvězd v Galaxii

V 17. století Halley při srovnávání starých katalogů hvězdných poloh s novými měřeními dokázal, že je nutno počítat s vlastním pohybem hvězd. Roční vlastní pohyb je posunutí hvězdy na obloze vyjádřené v obloukové míře a je důkazem, že se hvězdy vzhledem ke Slunci pohybují prostorem.



Obr. 6.3. Rozložení prostorové rychlosti hvězdy na rychlost radiální v_r a rychlost tangenciální v_t . Vlastní pohyb μ je velmi malý úhel a proto platí $v = (v_r^2 + v_t^2)^{1/2}$.

Ze Slunce (vlastně ze Země) můžeme pozorovat pouze tu složku prostorové rychlosti, která je kolmá na směr zorného paprsku SH (obr. 6.3). Složka rychlosti, kterou znázorňuje úsečka HA , je rychlost tangenciální. Druhou složkou je rychlost ve směru zorného paprsku, tedy rychlost radiální. Úhel μ , pod kterým se jeví ze Země (i ze Slunce) úsek HA , je *vlastní pohyb* hvězdy. Vlastní pohyby hvězd jsou malé. Největší vlastní pohyb má hvězda 10. hvězdné magnitudy v souhvězdí Hadonoše, nesoucí označení Barnardova hvězda, která se ročně posune o více než $10''$ (za 6 let o celou obloukovou minutu a za 200 let o více než o zdánlivý průměr Měsíce). Ostatní hvězdy mají vlastní pohyby velmi malé, většinou pod $0,01''$, pouze něco přes 5000 hvězd má vlastní roční pohyb větší a u 180 hvězd bylo naměřeno posunutí $0,1''$ za rok. Na rozdíl od paralaxy lze určit vlastní pohyb s větší přesností z fotografických snímků pořízených ve značném časovém odstupu, např. až 50 let. Ve hvězdných katalogích bývají udány vlastní pohyby v rektascenzi a deklinaci.

1. Vlastní pohyb v rektascenzi μ_α je dán vztahem

$$\mu_\alpha = \frac{dz}{dt} = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{t} = \frac{\Delta\alpha}{t} \left[\frac{\text{časových sekund}}{\text{rok}} \right], \quad (6.6.1)$$

Tabulka 6.2
Deset hvězd s největšími vlastními pohyby μ

Název	μ	Paralaxa π	V_r^* [km s ⁻¹]	V_t^* [km s ⁻¹]
Barnardova hvězda	10,27''	0,547'' ± 0,003''	-111	89
Kapteynova hvězda	8,75	0,251 ± 0,007	+242	165
Groombridge 1830	7,04	0,116 ± 0,005	-98	287
Lacaille 9352	6,91	0,273 ± 0,007	+10	120
Cordoba 32416	6,11	0,219 ± 0,008	+24	133
61 Cygni A	5,26	0,293 ± 0,003	-65	85
61 Cygni B	5,16	0,293 ± 0,003	-63	83
Ross 619	5,20	0,151 ± 0,007	-35	163
Lalande 21 185	4,77	0,398 ± 0,005	-87	57
Wolf 359	4,71	0,426 ± 0,007	+13	52

* radiální rychlost hvězdy v_r , tangenciální rychlost v_t .

2. vlastní pohyb v deklinaci μ_δ vztahem

$$\mu_\delta = \frac{d\delta}{dt} = \frac{\delta_2 - \delta_1}{t} = \frac{\Delta\delta}{t} \left[\frac{\text{úhlových vteřin}}{\text{rok}} \right], \quad (6.6.2)$$

kde α_2 a α_1 jsou rektascenze a δ_2 a δ_1 deklinace hvězdy (vztažené ke stejné epoše) v časovém intervalu t vyjádřeném v tropických rocích.

Pro výsledný vlastní pohyb hvězdy μ platí

$$\mu = \sqrt{[(15\mu_\alpha \cos \delta)^2 + \mu_\delta^2]}. \quad (6.6.3)$$

Tangenciální rychlost v_t je vlastní pohyb přepočtený na složku rychlosti kolmou k zornému paprsku

$$v_t = k \frac{\mu}{\pi}, \quad (6.6.4)$$

kde k je koeficient úměrnosti (závislý na zvolených jednotkách), π je roční paralaxa hvězdy.

Jestliže π a μ jsou vyjádřeny v úhlových vteřinách, $k=1$, pak poměr μ/π udává tangenciální rychlost v astronomických jednotkách.

Pro rychlost v km s⁻¹ má k číselnou hodnotu

$$k = \frac{149 \cdot 10^6}{31\,557\,000} = 4,74$$

(v čitateli je astronomická jednotka v km a ve jmenovateli je počet sekund v tropickém roce), tedy

$$v_t = 4,74 \frac{\mu}{\pi} = 4,74 \mu r \text{ km s}^{-1}, \quad (6.6.5)$$

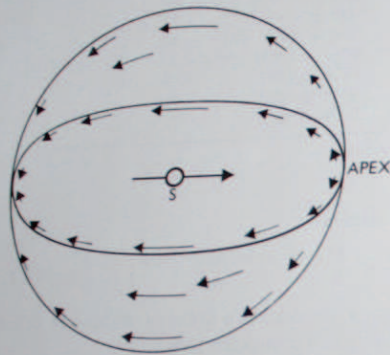
kde r je vzdálenost hvězdy vyjádřená v parsecích, μ a π jsou v úhlových vteřinách.

Radiální rychlost hvězdy v_r se určuje pomocí Dopplerova principu. Změřením posunutí spektrálních čar $\lambda' - \lambda = \Delta\lambda$ se dostane

$$v_r = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \quad (6.6.6)$$

kde c je rychlost světla.

Při přibližování hvězdy (spektrální čáry se posunují k fialovému konci spektra) je radiální rychlost záporná: při vzdalování má kladné znaménko. Radiální rych-



Obr. 6.4. Zdánlivý pohyb hvězd vyvolaný pohybem Slunce. Slunce se pohybuje, vzhledem k okolním hvězdám směrem k apexu. Tím vzniká zdánlivý pohyb hvězd, jehož průmět na nebeskou sféru vyvolává dojem jakoby se ve směru k apexu hvězdy rozestupovaly a v protilehlém bodě na nebeské sféře se opět seskupovaly.

losti se přepočítávají na střed Slunce, tj. opraví se o pohyb Země kolem Slunce, o rotaci Země kolem osy, popř. o pohyb kolem těžiště soustavy Země—Měsíc.

Prostorová rychlost hvězdy v vzhledem k Slunci je dána

$$v = \sqrt{(v_l^2 + v_r^2)}. \quad (6.6.7)$$

Původně se předpokládalo, že vlastní pohyby jsou náhodné co do velikosti a směru. Avšak Herschel koncem 18. století dokázal, že některé hvězdy směřují zdánlivě k jistému bodu na obloze. Vysvětlil to pohybem Slunce, a tím i celé sluneční soustavy vzhledem k okolním hvězdám. Úběžný bod, ze kterého se hvězdy zdánlivě rozestupují, ukazuje směr relativního pohybu (označovaný též *pohyb pekuliární*) Slunce mezi hvězdami a je *apexem* slunečního pohybu. Druhý úběžný bod, ležící na opačné straně sféry, do kterého vlastní pohyby hvězd směřují, je *antapex*. Apex leží v souhvězdí Herkula a má souřadnice stanovené úmluvou (standardní apex)

rovníkové $\alpha = 18^h, \delta = +30^\circ,$
galaktické $l = 55^\circ 7', b = +23^\circ 2',$
rychlost Slunce* $20 \text{ km/s}^{-1}.$

* Rychlost Slunce je zde míněna k okolním hvězdám, viz vysvětlení v dalším textu.

Poloha apexu je závislá na množství hvězd, které při výpočtu jeho polohy byly používány a zároveň i na určitých pohybových vlastnostech použitých hvězd. V tabulce 6.3 jsou uvedeny souřadnice apexu určené pro skupiny blízkých hvězd různého spektrálního typu.

Tabulka 6.3

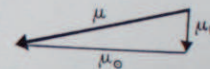
Typ	l	b	v_\odot
F III	34°	+ 4°	22,8
G III	64	+14	17,3
K III	61	+18	20,6
M III	50	- 2	27,7

Typ	l	b	v_\odot
F V	38°	+12°	16,3
G V	73	+19	28,8
K V	72	+23	24,4
M V	63	-24	28,8

Později se ukázalo, že některé hvězdy mají společný vlastní pohyb (např. hvězdy ve Velkém vozu), a lze tedy předpokládat, že mají i společný pohyb v prostoru. Takové skupiny tvoří pohybové hvězdokupy.

Na obr. 6.5 je znázorněn vlastní pohyb hvězdy μ na obloze μ . Tento pohyb má tedy dvě složky: μ_\odot znázorňující zdánlivý pohyb hvězdy, který by hvězda jevila za rok pouze pod vlivem slunečního pohybu vzhledem k okolním hvězdám, a na

Obr. 6.5. Vlastní pohyb hvězdy μ se skládá ze zdánlivého pohybu a pohybu pekuliárního μ_p .



složku μ_p , což je skutečný vlastní pohyb hvězd, který by bylo možno pozorovat, kdyby se Slunce vzhledem k okolním hvězdám jako celku nepohybovalo. Složky μ_\odot u všech hvězd směřují přesně k antapexu a zrcadlí se v nich pekuliární pohyb Slunce: druhé složky by měly mít náhodný směr a různé velikosti, pokud by se nejednalo o skupinu pohybující se stejným směrem. Tento předpoklad se ukázal nesprávný. Skutečně vlastní, tedy pekuliární pohyby hvězd dělí hvězdy zhruba na dvě skupiny – na dva proudy, které směřují ke dvěma úběžným bodům na obloze, tzv. zdánlivým vertexům, jejichž souřadnice (pro ekvinokcium 1950) jsou:

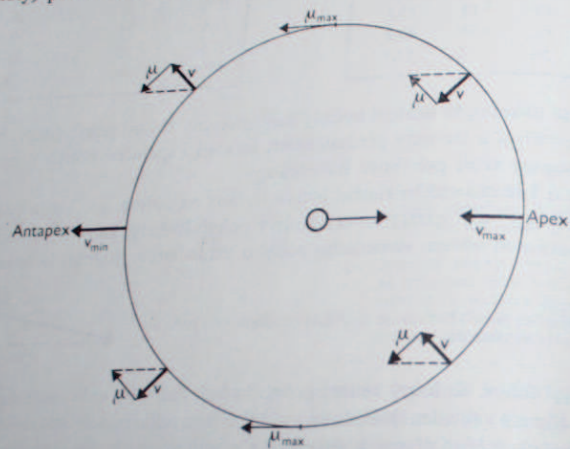
1. proud (60 % hvězd) $\alpha = 6^h 04^m, \delta = 15^\circ,$
2. proud (40 % hvězd) $\alpha = 19^h 12^m, \delta = -64^\circ.$

Tyto dva proudy objevil na základě studia 2500 hvězd Kapteyn v roce 1904 a označují se ve starší literatuře jako Kapteynovy proudy. Je zde ovšem značný rozptyl kolem směru, ve kterém pekuliární pohyby hvězd převažují. Také ne všechny hvězdy se zúčastňují tohoto proudění. Hmotné a teplé hvězdy spektrální třídy B mají skutečně vlastní pohyby celkem náhodně rozloženy ve všech směrech.

K výpočtu prostorové rychlosti hvězdy je nutno znát však rychlost radiální, která je zejména u jasnějších hvězd určena přesněji než vlastní pohyb. U radiálních rychlostí je přesnost určení nezávislá na vzdálenosti, pokud bylo získáno spektrum

hvězdy s dostatečnou disperzí. Mimoto měření tangenciální rychlosti v_t je ovlivněno i chybou paralaxy. Nepřesnost paralaxy se přenesení do výsledku výpočtu tangenciální rychlosti v_t . Z tohoto důvodu se přikládá radiální rychlostem často větší důležitost než vlastním pohybům.

O prostorových rychlostech platí totéž co o vlastních pohybech. Pokud jsou vztaheny ke Slunci, skládají se opět ze dvou složek, neboť v prostorové rychlosti je zahrnut i pohyb Slunce. Prostorová rychlost Slunce má ovšem velmi různé hodnoty, podle toho, ke kterým objektům ji vztahujeme. Vzhledem ke hvěz-



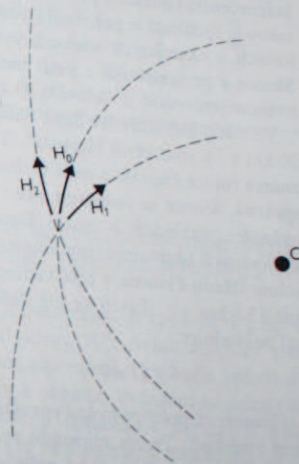
Obr. 6.6. Rozložení vlastních pohybů μ a radiálních rychlostí v u hvězd v různých úhlových vzdálenostech od apexu za předpokladu, že by se pohybovalo toliko Slunce.

dám z blízkého slunečního okolí je tato rychlost 20 km s^{-1} . Řádově právě tak velké jsou vzájemné rychlosti hvězd. Ovšem i zde jsou výjimky. Některé hvězdy mají relativně ke Slunci nebo vzájemně mezi sebou rychlosti veliké. Dosahují hodnot $50\text{--}60 \text{ km s}^{-1}$ a v ojedinělých případech až $200\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$. Tak například tzv. Kapteynova hvězda má radiální rychlost -240 km s^{-1} (znaménko $-$ značí, že se k nám hvězda blíží, radiální rychlosti označené znaménkem $+$ značí, že se od nás vzdaluje) a rychlost tangenciální 160 km s^{-1} . Výsledná prostorová rychlost vzhledem ke Slunci je tedy 290 km s^{-1} . Větší průměrnou rychlost vykazuje Slunce k určitým skupinám hvězd, ke kterým patří hvězdy spektrálního typu G a K na hlavní posloupnosti nebo proměnné hvězdy typu RR Lyrae, kulovým hvězdokupám apod.

Jak prostorové rychlosti objasní existenci Kapteynových dvou proudů protichůdných směrů? Okolnost, že co platí o vlastních pohybech, platí též o prostoro-

vých rychlostech, dokazuje, že proudění je reálné. Podstata proudění spočívá v rotaci Galaxie.

Při ohromném množství hvězd nelze dost dobře přirovnávat Galaxii k planetární soustavě. Hmota není tak koncentrována ve středu Galaxie, jak je tomu u sluneční soustavy, kde veškerá hmota se prakticky soustřeďuje ve Slunci, které představuje hmotný bod ve středu téměř „nehmotné“ soustavy. Naproti tomu celková hmotnost



Obr. 6.7. Příklad tří velmi blízkých hvězd pohybujících se po různých drahách kolem středu Galaxie C. Hvězda H_0 se pohybuje po kruhové dráze, hvězda H_1 se pohybuje po eliptické dráze a blíží se k perigalaktiku, hvězda H_2 perigalaktikem již prošla. Pozorovateli na hvězdě H_0 se zdá, že hvězda H_1 se pohybuje ke galaktickému středu, kdežto hvězda H_2 se od něho vzdaluje.

hvězd mimo střed Galaxie není zanedbatelná vzhledem ke hmotnosti centra. Koněčně není ani zanedbatelné vzájemné působení hvězd. Důsledek toho je, že hvězdy se nepohybují kolem středu Galaxie po rovinných křivkách, málo výstředných elipsách, jako planety: jejich dráhy jsou výstředné, neuzavřené křivky, které neleží v rovině.

Vysvětlení proudění hvězd je možno nalézt na obr. 6.7. C označuje střed Galaxie, kolem kterého obíhají tři vybrané hvězdy. Hvězda H_0 se pohybuje téměř po kružnici, hvězdy H_1 a H_2 se naopak pohybuji po drahách výstředných. Pozorovatel, který je na hvězdě H_0 , má možnost pozorovat a měřit pohyby hvězd jen do určité vzdálenosti. Pozoruje tedy hvězdy jen v blízkém okolí. Hvězda H_1 se právě vzdaluje od perigalaktika (místa nejbližšího centru Galaxie) do nejdálšího bodu své dráhy – apogalaktika. Naproti tomu hvězda H_2 prošla již apogalaktikem a vrací se k centru. Vzhledem k rozměru Galaxie se na měřitelném úseku dráhy neprojeví žádné zakřivení. Pozorovatel má tedy dojem, že jedna hvězda proudí k centru, druhá od centra.

Hvězda H_0 je zástupcem hvězd, které se pohybují v dráze přibližně kruhové a nejvíce žádné proudění, hvězdy H_1 a H_2 jsou zástupci hvězd s excentrickými dra-

hami a patří do Kapteynova proudu prvního, resp. druhého. Slunce se tohoto pohybu pochopitelně též zúčastňuje. Jak je zřejmé, všechny pozorované pohyby jsou relativní a nedávají obraz o skutečné rychlosti Slunce kolem centra Galaxie. Je to možné jedině vztážením průměrné prostorové rychlosti Slunce k systému objektů, které mají poměrně malou rychlost vzhledem k centru. Takovými vhodnými objekty jsou například kulové hvězdokupy, pomocí nichž se zjistilo, že rychlost Slunce kolem centra Galaxie je přibližně 250 nebo o něco méně kilometrů za sekundu. Právě takovou rychlostí se pohybují i ostatní hvězdy v okolí Slunce. Pouze rozdíly v rychlostech a okamžitých směrech vyvolávají relativní pohyby. V současné době je Slunce v perigalaktiku a patří mezi rychlejší hvězdy, protože průměrná rychlost hvězd v jeho okolí je řádově o 20 km menší.

Ve starší literatuře lze často nalézt tvrzení, že „Slunce letí prostorem rychlostí 20 km s⁻¹ k souhvězdí Herkula“. Toto tvrzení se dochovalo ještě z dob, kdy nebyla známa rotace Galaxie a není v zásadě v rozporu s pravdou, avšak formulace není správná. Slunce se pohybuje sice rychlostí 20 km s⁻¹, avšak vzhledem k okolním hvězdám; vzhledem k centru Galaxie je tato rychlost více než desetkrát větší. Vzhledem k fiktivnímu, myšlenému bodu, který by se pohyboval po kruhové dráze kolem středu Galaxie v téže vzdálenosti, jako je v současné době Slunce, je rychlost 15,5 km s⁻¹. Takto se též definuje tzv. základní sluneční pohyb, jehož apex má souřadnice

$$\alpha = 17^{\text{h}}40^{\text{m}}, \quad \delta = +20^{\circ}7'; \quad l = 45^{\circ}, \quad b = +23^{\circ}6'.$$

Prostorové pohyby hvězd oprostěné od pohybu Slunce je možno popsat elipsoidem rychlostí. Pojem elipsoidu rychlostí lze vysvětlit na tomto příkladu: oblak částic jako celek (hvězd) se pohybuje jistou průměrnou rychlostí (což může být kruhová rychlost kolem středu Galaxie), avšak jednotlivé částice mají relativní rychlosti vzhledem k těžišti oblaku (což jsou pekulární rychlosti hvězd). Rozdělení těchto pekulárních rychlostí je náhodné a lze jej přirovnat k Maxwellovu rozdělení rychlosti molekul v oblaku plynu.

Umístí-li se počátky vektorů pekulárních rychlostí do jednoho bodu, pak konce vektorů budou vytvářet kulový útvar. Průměr z jednotlivých vektorů v různých směrech bude koule se středem ve středu oblaku. Jestliže však bude převládat nějaké proudění uvnitř oblaku, pak konce vektorů vytvoří elipsoid, nikoli kouli. Poloosa elipsoidu se většinou vyjadřují v km s⁻¹ (proto se mluví o elipsoidu rychlostí) a jejich vzájemný poměr závisí na výstřednosti drah hvězd.

Jsou-li dráhy hvězd (vzhledem ke galaktickému centru) kruhové, pak poloosa elipsoidu jsou malé a jeho tvar se blíží spíše kouli. To je případ hvězd typu B. Naproti tomu skupina hvězd s velmi výstřednými drahami bude mít elipsoid rychlostí značně větší a jeho nejdelší poloosa bude přibližně rovnoběžná se směrem k centru Galaxie. Možno též říci, že nejdelší poloosa budou směřovat přibližně ve směru Kapteynových proudů.

Tabulka 6.4

Hvězdné skupiny, které vykazují výraznou odchylku od apexu základního slunečního pohybu

	l	b	v_{\odot}
Apex			
1. Mira-hvězda	45°	+24°	15,5 km s ⁻¹
2. Rychlé hvězdy	80	+11	54
3. Hvězdy pod hlavní posloupnosti	76	+7	67
4. RR Lyr-hvězdy	107	-2	148
5. Kulové hvězdokupy	91	-2	148
	84	+10	150
	97	+9	168
		-6	248

6.7. Sekulární paralaxy

Tím, že Slunce i hvězdy se pohybují a mají dokonce jisté zákonitosti v pohybech, lze těchto pohybů využít pro odhad vzdáleností jednotlivých hvězd nebo hvězdných skupin.

Ta složka rychlosti hvězdy, která směřuje k antapexu a je způsobena pohybem Slunce, je největší, je-li hvězda vzdálena od apexu 90°. Avšak zdánlivý vlastní pohyb hvězdy vyvolaný pohybem Slunce bude tím menší, čím bude hvězda dále. Jelikož délka relativní dráhy Slunce vzhledem k okolním hvězdám za jeden rok je $6,3 \cdot 10^8 \text{ km} \sim 4$ astronomické jednotky, možno odhadnout z posuvu hvězdy k antapexu její paralaxy. Takto získané paralaxy jsou paralaxy sekulární.

Obdobná metoda, kterou navrhl Boss, je určení vzdáleností členů hvězdného proudu – pohybové hvězdokupy. U vzdálených skupin hvězd vede k paralaxám mnohem přesnějším než běžné paralaxy trigonometrické.

Metoda výpočtu sekulární paralaxy plyne z definice tangenciální rychlosti. Necht' je úhlová vzdálenost hvězdy od apexu λ , což je úhel, který svírá vektor okamžité rychlosti Slunce se spojnicí Slunce-hvězda, a pro zjednodušení necht' se hvězda pohybuje rovnoběžně se Sluncem rychlostí v_h , tj. vektory rychlosti Slunce i hvězdy jsou v jedné rovině a jsou rovnoběžné. Pak tangenciální rychlost pozorovaná ze Slunce (Země) je

$$v_{\text{obs}} = v_h - v_{\odot} \sin \lambda, \quad (6.7.1)$$

kde v_{\odot} je rychlost Slunce vzhledem k okolním hvězdám. Jelikož

$$v_{\text{obs}} = 4,74 \frac{\mu}{\pi}, \quad (6.7.2)$$

pak

$$v_h = 4,74 \frac{\mu}{\pi} + v_{\odot} \sin \lambda. \quad (6.7.3)$$

Možno říci, že statisticky jsou v průměru hvězdy nehybné vzhledem k nejbližšímu

okolí, tj. součet vektorů okamžitých rychlostí hvězd je nulový v souřadném systému, jehož počátek se pohybuje po kruhové dráze kolem středu Slunce. To znamená, že pro skupinu hvězd v jistém směru a v jisté vzdálenosti (nikoli však příliš velké) platí přibližně, že $v_h = 0$, a tedy

$$v_{obs} = -v_{\odot} \sin \lambda, \quad (6.7.4)$$

kde ovšem v_h i v_{\odot} jsou vztaženy na místní „klidový“ systém souřadnic (v literatuře je pro tento systém používána zkratka LSR = local standard of rest). Platí pak též, že

$$\bar{\mu}_0 = -\frac{v_{\odot} \sin \lambda}{4,74} \pi, \quad (6.7.5)$$

kde $\bar{\mu}_0$ je vlastní pohyb nehybné hvězdy a π její paralaxa, a tedy

$$\pi = -\frac{4,74}{v_{\odot} \sin \lambda} \bar{\mu}_0. \quad (6.7.6)$$

V tomto výkladu bylo užito několika zjednodušení, nicméně je zřejmé, že π je v tomto případě průměrná paralaxa skupiny hvězd a $\bar{\mu}_0$ jejich průměrný vlastní pohyb rovnoběžný s vektorem okamžité rychlosti Slunce a celá skupina reprezentuje tak nehybnou hvězdu. Princip metody je zřejmý, avšak vlastní postup výpočtu paralaxy je poněkud složitější. Podle metody výběru a rozložení hvězd, popř. s přibráním radiálních rychlostí rozlišují se paralaxy:

- střední – určena výše uvedenou metodou,
- sekulární – výběr hvězd se omezuje kolem $\lambda = \pm 90^\circ$,
- statistické – bere se v úvahu i radiální rychlost.

Termin sekulární paralaxa je tedy vyhrazen jen pro paralaxu určenou jednou z těchto metod, i když se někdy užívá jako označení souhrnné pro všechny tři způsoby určení vzdálenosti. Pokud se týče pohybových hvězdokup, kdy hvězdy zdánlivě směřují k jednomu úběžnému bodu na obloze, který je vzdálen o úhel θ od hvězdokupy, pak lze soudit, že všechny hvězdy v této skupině se pohybují přibližně rovnoběžně a platí pro průměrnou prostorovou rychlost \bar{V} hvězdokupy

$$\bar{V} = \frac{\bar{v}_r}{\cos \theta}, \quad (6.7.7)$$

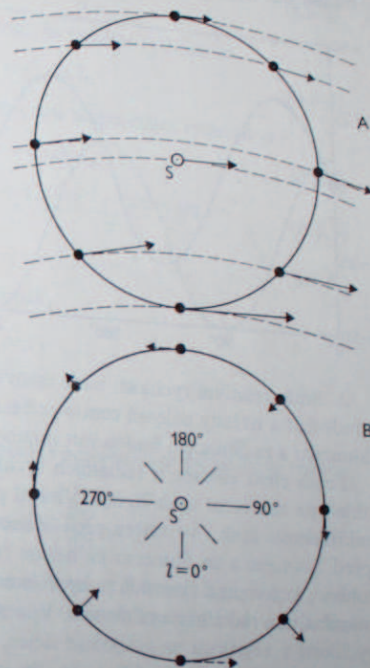
kde \bar{v}_r je průměrná radiální rychlost hvězd na hvězdokupě, a obdobně

$$\pi = 4,74 \frac{\bar{\mu}}{\bar{v}_r} \operatorname{tg} \theta, \quad (6.7.8)$$

kde $\bar{\mu}$ je průměrný vlastní pohyb. Touto metodou byla určena vzdálenost Hyad na 41 pc. Chyba vzdálenosti je jen přibližně 10 %.

6.8. Rotace Galaxie

Je zřejmé, že v Galaxii existuje i určitá závislost oběžné rychlosti hvězd na vzdálenosti od centra, kterou však není možno vystihnout například Keplerovými zákony. Lze předpokládat, že střed Galaxie se otáčí jako pevný celek,



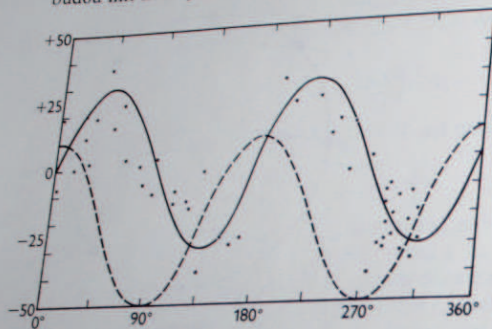
Obr. 6.8. Vliv diferenciální rotace Galaxie na vlastní pohyby a radiální rychlosti hvězd. A. okamžité rychlosti hvězd a Slunce S, za předpokladu, že se pohybují po téměř kruhových drahách, závisí především na vzdálenosti od středu Galaxie, který je ve směru galaktické délky $l = 0^\circ$. B. výsledné vektory okamžitých rychlostí (po odečtení rychlosti Slunce) vzhledem k pozorovateli na Slunci (Zemi). Vlastní pohyby pozorujeme ve směru ke galaktickému středu ($l = 0$) a v protilehlém bodě oblohy právě tak, jako ve směru apexu a antapexu. Vzniká tak dvojnásobná ve vlastních (pekuliárních) pohybech a radiálních rychlostech hvězd (viz obr. 6.9.).

tj. úhlová rychlost se se vzdáleností od středu nemění. Ve větší vzdálenosti se pak úhlová rychlost zmenšuje tak jako u planet, nelze ovšem očekávat, že by zde platil přesně třetí zákon Keplerův, který se snad uplatňuje jen ve velkých vzdálenostech od centra.

Vliv galaktické rotace a změny rychlosti se vzdáleností od centra se projevují i na velikosti radiálních a tangenciálních rychlostí v závislosti na galaktické délce. Jako příklad možno zvolit 8 hvězd v okolí Slunce, které se pohybují stejným směrem jako Slunce a jsou vzhledem k němu rovnoměrně rozloženy ve stejné vzdálenosti (viz obr. 6.8). Slunce se nalézá již v místech, kde rotační rychlost klesá se vzdáleností od centra Galaxie. Hvězda ležící nejbliže k centru bude tedy mít vyšší rychlost než Slunce, naopak hvězda nejdále od centra bude mít rychlost menší.

Rozložením relativní rychlosti hvězd vzhledem k Slunci (po oproštění od slunečního pohybu 20 km s^{-1}) na jednotlivé složky lze zjistit:

1. Radiální rychlosti hvězd před Sluncem, za Sluncem a vedle Slunce (směrem k centru a od centra Galaxie) budou nulové. Naopak ve směrech posunutých o 45° budou mít hvězdy absolutní radiální rychlost maximální. Maximální vlastní pohyb budou mít hvězdy ležící směrem k centru či od centra.



Obr. 6.9. Vznik dvojvlny ve vlastních pohybech a radiálních rychlostech. Na svislé ose jsou rychlosti v km s^{-1} , na vodorovné ose je galaktická délka. Plná sinusoida je průběh radiálních rychlostí. Čárkovaná sinusoida znázorňuje chod vlastních pohybů s galaktickou délkou. Hvězdy jsou vzdáleny od Slunce 2 Kpc.

2. Směr relativní rychlosti bude takový, že hvězdy blíže k centru budou Slunce předbíhat a hvězdy dále od centra se budou za Sluncem opožďovat. Hvězdy před Sluncem a za Sluncem budou mít relativní pohyb velmi malý, téměř žádný.

Tento efekt zůstane u radiálních rychlostí v podstatě zachován, i když se bere ohled na zakřivení drah hvězd. Vlastní pohyby jsou však maximální, právě díky zakřivenosti drah i ve směru před Sluncem a za Sluncem. Směry pohybu hvězd před Sluncem a za Sluncem již nejsou rovnoběžné s pohybem Slunce. Důsledek toho je, že maxima vlastních pohybů jsou posunuta o 45° v galaktické délce proti maximálním radiálním rychlostem. Vynese-li se průběh radiálních i tangenciálních rychlostí v závislosti na galaktické délce, pak možno proložit pozorovanými body sinusoidu. (Někdy se hovoří o tzv. dvojvlně v radiálních rychlostech a vlastních pohybech.) Je to projev diferenciální rotace Galaxie.

Oortovy konstanty

Snaha o popis kinematických vlastností Galaxie, nebo alespoň slunečního okolí, vedla k hledání vhodných parametrů. Nejčastěji se užívá Oortových konstant. Jejich odvození plyne z čistě geometrických úvah a není obtížné.

Nechť dráhy hvězd i Slunce jsou pouze kruhové a leží v galaktické rovině. Vzdálenost Slunce od centra Galaxie je R_\odot , libovolné hvězdy R , vzdálenost Slunce-hvězda je d . Kruhová rychlost Slunce je v_\odot a hvězdy v , galaktická délka hvězdy je l , úhel z je sevřený vektorem kruhové rychlosti hvězdy a prodlouženou spoj-

nici Slunce-hvězda. Úhlové rychlosti Slunce a hvězdy jsou ω_\odot a ω . Z této geometrie plyne pro radiální rychlost hvězdy

$$v_r = v \cos z - v_\odot \sin l. \quad (6.8.1)$$

Ze sinové věty dále platí

$$\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(90^\circ + z)}{R_\odot} = \frac{\cos z}{R_\odot}. \quad (6.8.2)$$

Jelikož $\omega_\odot = v_\odot/R_\odot$ a $\omega = v/R$, je zřejmé, že radiální rychlost je

$$v_r = R_\odot(\omega - \omega_\odot) \sin l. \quad (6.8.3)$$

Obdobně lze postupovat při odvození vztahu pro tangenciální rychlost v_T

$$v_T = v \sin z - v_\odot \cos l, \quad (6.8.4)$$

$$\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(90^\circ - l - z)}{d} = \frac{\cos z \cos l - \sin z \sin l}{d}, \quad (6.8.5)$$

$$v_T = R_\odot(\omega - \omega_\odot) \cos l - d\omega. \quad (6.8.6)$$

Kdyby se Galaxie otáčela jako pevné těleso, pak

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_\odot, \\ v_r &= 0 \\ v_T &= -d\omega. \end{aligned}$$

V blízkosti Slunce $\omega \sim \omega_\odot$ a přibližně platí (s omezením na první členy rozvoje v Taylorovu řadu)

$$\omega - \omega_\odot = (R - R_\odot) \frac{d\omega}{dR}, \quad (6.8.7)$$

kde $d\omega/dR$ je změna úhlové rychlosti s poloměrem v blízkosti R_\odot . Touto změnou je charakterizována kinematika okolí Slunce. Oortova konstanta A z této skutečnosti vychází a je definována

$$A = -\frac{1}{2}R_\odot \frac{d\omega}{dR}. \quad (6.8.8)$$

Její význam lze pochopit z výrazu pro radiální rychlost

$$v_r = -2A(R - R_\odot) \sin l \quad (6.8.9)$$

a jelikož $R - R_\odot \sim -d \cos l$, $\sin 2l = 2 \sin l \cos l$, platí

$$v_r = A d \sin 2l. \quad (6.8.10)$$

S použitím vztahu $\cos^2 l = \frac{1}{2}(1 + \cos 2l)$ a zavedením Oortovy konstanty $B = A - \omega_\odot$ lze nalézt vztah pro tangenciální rychlost

$$v_T = d(A \cos 2l + B). \quad (6.8.11)$$

Oortovy konstanty tedy popisují jednoznačně kruhové rychlosti hvězd v okolí Slunce (nikoliv ovšem jednotlivých hvězd). Mohou být odvozeny ze statistického zpracování radiálních rychlostí (konstanta A) a prostorových rychlostí nebo ještě lépe z vlastních pohybů (konstanty A i B). Kromě toho pro úhlovou rychlost



Obr. 6.10. Geometrie k určení konstant rotace Galaxie (viz text).

plyne $\omega_{\odot} = v_{\odot}/R_{\odot} = A - B$. Nejužívanější rozměr Oortových konstant je $\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$, neboť vyjadřují změnu rychlosti se vzdáleností od centra. Kruhová rychlost Slunce v_{\odot} plyne přímo ze zjištěných Oortových konstant a přijaté vzdálenosti galaktického centra R_{\odot} . Nejužívanější hodnoty jsou

A	$+15 \text{ km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$
B	$-10 \text{ km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$
$A - B = \omega_{\odot}$	$+25 \text{ km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$
R_{\odot}	10 kpc
v_{\odot}	250 km s^{-1}

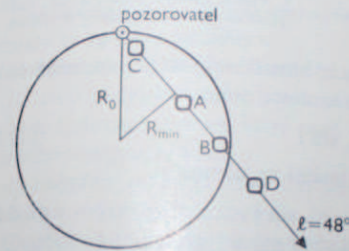
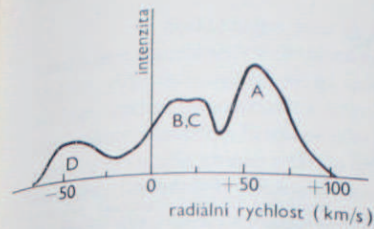
Oortových konstant je možno použít (i když s výhradou) k hrubému odhadu

hmoty Galaxie. Z předpokladu keplerovského pohybu Slunce kolem středu Galaxie platí

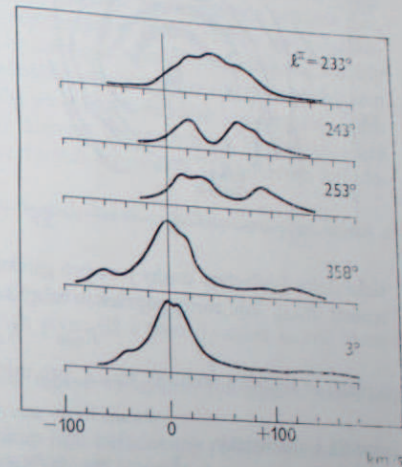
$$\omega_{\odot}^2 R_{\odot} = G \frac{M}{R_{\odot}^2}, \quad (6.8.12)$$

kde M je hmotnost Galaxie, tedy

$$\omega_{\odot} = \sqrt{GM/R_{\odot}^3}. \quad (6.8.13)$$



Obr. 6.11a. Schematické znázornění rozložení radiálních rychlostí oblaků neutrálního vodíku ve vzdálenostech C, A, B, D ve směru galaktické délky $l = 48^\circ$. R_0 je vzdálenost pozorovatele od středu Galaxie (srovnej s obr. 6.10).



Obr. 6.11b. Radiální rychlosti oblaku vodíku naměřené z posuvu emise $\lambda = 21 \text{ cm}$. Galaktická délka je vztažena na střed Galaxie a je označena l , j. po starším způsobu zápisu.

Derivací podle R se obržší

$$\frac{d\omega_{\odot}}{dR} = -\frac{3}{2} \frac{(GM)^{1/2}}{R_{\odot}^{5/2}}, \quad (6.8.14)$$

neboli

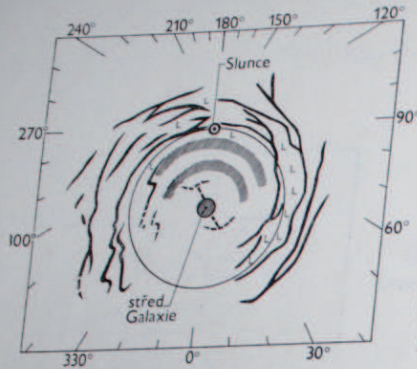
$$\frac{d\omega_{\odot}}{dR} = -\frac{3}{2} \frac{\omega_{\odot}}{R_{\odot}}. \quad (6.8.15)$$

Srovnáním tohoto výsledku se vztahy pro konstanty A a B lze nalézt

$$A = +\frac{3}{2}\omega_{\odot}, \quad B = A - \omega_{\odot} = -\frac{1}{2}\omega_{\odot} \quad (6.8.16)$$

a dosazením do výše uvedených vztahů za předpokladu známé vzálenosti R lze určit M . Pro číselné hodnoty A , B a R_{\odot} vychází $M \sim 10^{11} M_{\odot}$.

Z uvedeného postupu plyne, že pozorováním například radiálních rychlostí v různých vzdálenostech od centra Galaxie lze určit průběh rotační rychlosti v závislosti na R . Maximální radiální rychlost $v_{r \max}$ pozorovaná v nějaké galak-



Obr. 6.12. Schematické znázornění struktury Galaxie odvozené převážně z radiových měření emise neutrálního vodíku. Symbol L označuje oblasti s velmi nízkou koncentrací vodíku. Spirální struktura Galaxie je zřejmá.

tické délce l (všechny úvahy jsou pro galaktický rovník) odpovídá minimální vzdálenosti R_{\min} , kde zorný paprsek je tečný ke kruhové dráze, tedy

$$R_{\min} = R_{\odot} \sin l \quad (6.8.17)$$

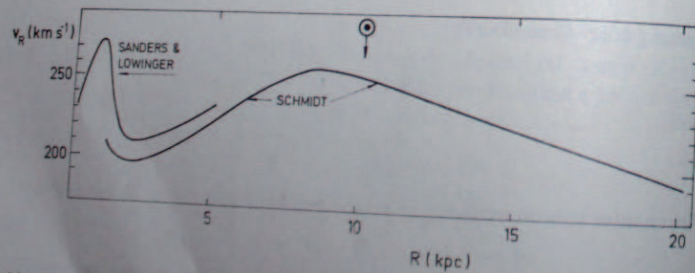
a platí, že kruhová rychlost $v_{R \min}$ pro minimální vzdálenost je

$$v_{R \min} = v_{r \max} + v_{\odot} \sin l, \quad (6.8.18)$$

a tudíž i analogicky

$$R_{\min} = \omega_{\odot} + v_{r \max} (R_{\odot} \sin l)^{-1}. \quad (6.8.19)$$

Rádiové pozorování 21 cm čáry neutrálního vodíku umožňuje stanovit $v_{r \max}$ mračen mezihvězdné hmoty, která se pohybují po kruhových drahách. Vyhledáním největší změněné radiální rychlosti mezihvězdných mračen v různých galaktických



Obr. 6.13. Závislost kruhové rychlosti v galaktické rovině na vzdálenosti od středu Galaxie podle dvou odlišných modelů galaktického gravitačního potenciálu.

délkách byl stanoven v dosti velkém rozsahu R průběh kruhové rychlosti $v(R)$. Zjistilo se, že až do vzdálenosti 6 kpc od centra se Galaxie otáčí jako tuhé těleso, tedy úhlová rychlost je stálá, kruhová rychlost se vzdáleností roste. V 8 kpc nastává zlom a poté rychlosti $v(R)$ přibližně vyhovují keplerovským pohybům.

6.9. Hvězdokupy a asociace

Hvězdokupy jsou skupiny hvězd, které mají určité společné vlastnosti a jsou soustředěny v relativně nevelkém objemu. Nejznámějšími příklady jsou Plejády, viditelné pouhým okem, nebo méně nápadné Hyády či Praesepe a daleko byly známy odedávna, Praesepe jako hvězdokupa v souhvězdí Herkula. Plejády a teprve fotografie oblohy odkryla několik set těchto hvězdných společenství. Jejich druhý vydání z r. 1970 obsahuje 867 otevřených hvězdokup, 119 kulových hvězdokup a 82 hvězdných asociací.

Hvězdokupy jsou zřejmě seskupení hvězd, které prodělaly společný vývoj a vznikly ve stejném okamžiku.

Hvězdokupy se dělí podle vzhledu na

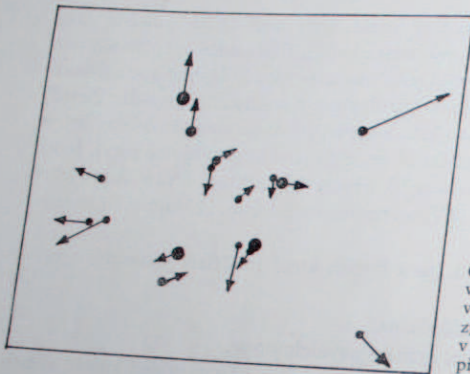
- hvězdokupy otevřené, které nemají pravidelný tvar,
- hvězdokupy kulové, které mají (jak plyne již z názvu) vzhled kulově symetrického seskupení hvězd,
- hvězdné asociace, které lze zjistit teprve srovnáním fyzikálních vlastností hvězd ve větším hvězdném poli.

Zvláštní skupina otevřených hvězdokup jsou hvězdokupy pohybové, mezi které náleží například Hyády. Některé se však skládají z hvězd, které na první pohled nemají mezi sebou nic společného jako např. skupina hvězd ve Velkém voze, v souhvězdí Skorpiona a Centaura, Persea a Oriónu. Tyto hvězdokupy se poznají pouze tím, že hvězdy, které k nim náleží, mají společný pohyb v prostoru, tj. prodloužené vektory jejich pohybu se zdánlivě sbíhají v jednom bodě.

Bližší výzkum jednotlivých typů hvězdokup ukázal, že se mezi sebou liší především stářím. Nejmladší jsou hvězdné asociace, nejstarší kulové hvězdokupy. Pochopitelně jsou zde i jiné odlišné znaky: nejmenší počet členů mají asociace, největší a nejpočetnější jsou kulové hvězdokupy. Také rozmístění v prostoru je různé. Mladé útvary jsou poblíž galaktické roviny (náležejí do populace I), naproti tomu kulové hvězdokupy jsou v různých vzdálenostech od galaktické roviny, a dokonce některé z nich je možno považovat za mimogalaktické objekty. I zastoupení spektrálních tříd v jednotlivých skupinách hvězd bude různé, jak to ostatně vyplývá z předchozího výkladu o hvězdném vývoji.

Hvězdné asociace

Koncem čtyřicátých let zjistil Ambarcumjan, že hvězdy typu O a B, právě tak jako proměnné hvězdy T Tauri, se vyskytují v určitých oblastech ve větším počtu, než by plynulo z náhodného rozdělení. Tyto skupiny hvězd označil jako asociace a podle zastoupení se rozlišují asociace O a asociace T. Asociace možno definovat jako nepřilíh výrazná seskupení hvězd, které mají společný vývoj a vznikly



Obr. 6.14. Vlastní pohyby hvězd v asociaci Perseus II. Prodloužením vektorů tangenciálních rychlostí lze zjistit, že většina hvězd byla téměř v jednom bodě na obloze přibližně před 10^7 roky.

ve stejném okamžiku, avšak již se rozptýlily z místa vzniku do okolního prostoru mezi ostatní hvězdy. Proto asociace není nijak nápadná, i když například v oblasti Oriónu lze snadno nalézt daleko větší počet mladých hvězd O a B než kdekoli jinde. A. Blaauw ukázal studiem vlastních pohybů hvězd, že asociace kolem hvězdy - Persei se rozpíná rychlostí přibližně 12 km s^{-1} . Jednotlivé hvězdy asociace byly velmi blízko u sebe před $1,3 \cdot 10^6$ lety. Podobně analýza pro asociaci v okolí 10 Lacertae vede ke stáří 4 milióny let a pohybová hvězdokupa Scorpio-Centaurus nebude starší než 12 miliónů let. Klasickou ukázkou této metody je analýza vlastních pohybů tří O-hvězd AE Aurigae, μ Columbae a 53 Arietis, kterou se prokázalo, že tyto hvězdy unikly z asociace Orión rychlostí kolem 100 km s^{-1} před 2,5 milióny let. Znamená to ovšem, že vznik těchto hvězd provázela událost, kterou možno označit jako explozi protohvězdného materiálu. Mechanismus takové exploze není zatím znám.

Kinematické vlastnosti asociací naznačují, že tyto útvary, pokud jsou vůbec zjistitelné, nemohou být staré. Velice rychle se rozpadají a za dalších několik desítek miliónů let by nebylo možno je jako asociace rozpoznat.

Hlavní charakteristiky základních dvou skupin asociací jsou:
a) Asociace T. Tento termín zavedl V. A. Ambarcumjan (1949) pro dvě skupiny proměnných hvězd typu T Tauri. Protože typ T Tauri je podtypem širší skupiny proměnných hvězd typu RW Aurigae, jsou někdy asociace T označovány jako

skupiny proměnných typu RW Aurigae. V asociacích T se vedle zmíněných proměnných vyskytují ve značném počtu hvězdy s víceméně konstantní jasností a s emisními spektry, v nichž se pravidelně objevuje čára H_{α} . Jasnost této čáry bývá proměnná. Nejbohatší je asociace Ori T2 o souřadnicích $5^{\text{h}}30^{\text{m}} - 5,5^{\circ}$ (1900) obsahující 400 hvězd. Je ve vzdálenosti 400 pc a má průměr 28 pc. Jinou mohutnou asociací je Mon T1 v $6^{\text{h}}35,5^{\text{m}} + 9,8^{\circ}$ (1900) se 140 hvězdami ve vzdálenosti 800 pc a o průměru 42 pc. Znamé asociace T jsou převážně v Mléčné dráze.
b) Asociace O. Jak naznačuje jméno, obsahují asociace O hvězdy ranných tříd O a B. Zvláště zajímavé je, že všechny hvězdy typu P Cygni, o nichž je známo, že jsou velmi mladé, patří k asociacím. Mimo asociace O se nevyskytují. Blízké asociace O vesměs obsahují i asociace T. Je možné, že ve vzdálenějších asociacích O hvězdy typu T Tauri jsou, ale mají příliš malou zdánlivou jasnost a nelze je pozorovat.

Existence řady asociací je sporná, nesporných je jen přibližně 12. Hlavní příčinou neurčitosti je nepravidelná struktura mezihvězdných mračen. Asociace tak může být částečně zacloněna nebo zdánlivě rozdělena na dvě skupiny. Často je těžko rozhodnout, zda je pozorována asociace nebo zda mezera mezi mračny jen dovoluje pohled na vzdálenější oblasti. Druhým pramenem nejistoty je nepřesná znalost vzdáleností. V mnoha asociacích jsou hvězdy z velkého rozsahu vzdáleností, kteří autoři proto soudí, že jsou pozorovány dvě nebo tři asociace v témže zorném paprsku, jiní však tomuto rozlišování nepřikládají velkou důležitost. Vzhledem ke značným rozměrům se mohou asociace i překrývat, což činí rozlišování ještě obtížnějším. Tak v souhvězdí Střelce je známo pět nebo šest asociací, v Labuti dokonce sedm. Některé z nich se prakticky dotýkají.

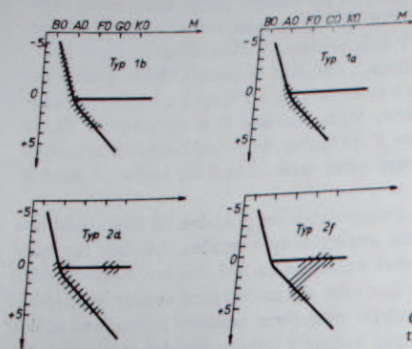
Otevřené hvězdokupy

Otevřené hvězdokupy jsou skupiny obsahující několik desítek až několik set hvězd. Trumpler zavedl klasifikaci otevřených hvězdokup, nezávislou na vzdálenosti, která je založena na počtu hvězd, stupni koncentrace a rozsahu jasnosti členů kupy. Římskými číslicemi I—IV označil v sestupném pořadí stupeň koncentrace. Malými písmeny vyjádřil množství hvězd, a to tak, že hvězdokupy chudé na hvězdy mají písmeno p (poor = chudý). Jsou to většinou kupy o menším počtu než 50 hvězd. Střední (medium) hvězdokupy o počtu až 100 hvězd jsou označeny písmenem m, kdežto kupy bohaté na hvězdy, tj. nad 100 hvězd, se označují písmenem r (rich). Arabské číslice 1—3 označují rostoucí rozsah svítivosti: 1 znamená, že hvězdy jsou přibližně stejně jasné, kdežto 3 označuje hvězdokupy, kde je několik jasných a velké množství slabých hvězd. Jako příklad této klasifikace možno uvést Plejády, které patří do skupiny II, 3, r. Naproti tomu Praesepe patří do skupiny I, 2, r.

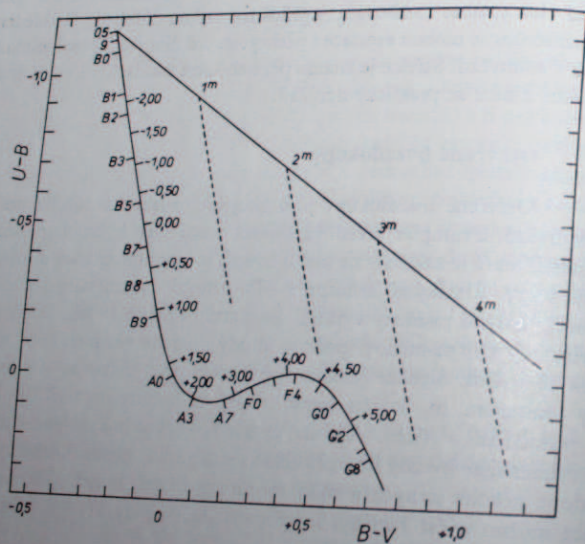
Jiný způsob klasifikace (zavedený též Trumplerem) je založen na znalosti spekter hvězd. Skládá se z malých písmen a, b, a, f, g, která označují spektrální typ nej-

jasnější hvězdy, a čísel 1, 2, 3. Čísla znamenají: 1. všechny hvězdy jsou na hlavní posloupnosti diagramu spektrum-svítivost, 2. vyskytuje se několik červených obrů, 3. jasné hvězdy jsou obří spektrálního typu G až M.

Zdálnivé rozměry otevřených hvězdokup se pohybují od několika minut až do



Obr. 6.15. HR diagram pro některé typy otevřených hvězdokup.

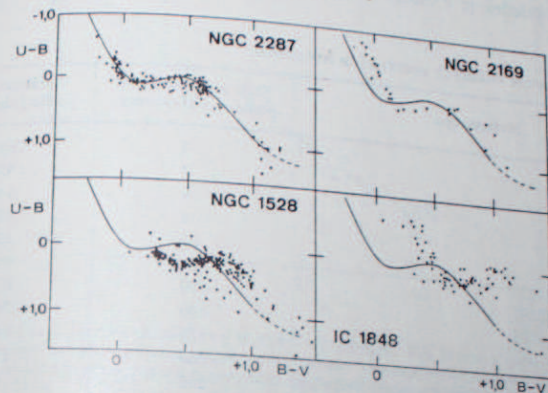


Obr. 6.16. Diagram U-B/B-V pro hlavní posloupnost. Křivka znázorňuje vztah barev U-B a B-V pro hvězdy O5 až G8 pro hlavní posloupnost, tj. s absolutními vizuálními magnitudami $-2,0$ až $+5,0$. Plně vytažená přímka vyznačuje posunutí diagramu mezihvězdnou absorpcí $A_m = 1, 2, \dots$

několika stupňů a lineární rozměry v rozsahu 1 až 10 pc, celková absolutní jasnost je od $+0^m5$ do -9^m8 . Hustota hvězd kolísá od 0,25 hvězdy pc^{-3} (Hyády) do 80 hvězd pc^{-3} (průměrná hustota v okolí Slunce je 0,15 hvězdy pc^{-3}).

Pro určování vzdálenosti lze použít všech metod, kterými se měří vzdálenosti jednotlivých hvězd, pokud je jistota, že hvězda použitá k odhadu vzdálenosti je členem hvězdokupy. Avšak s výhodou se využívá té okolnosti, že celá hvězdokupa, tj. všechny hvězdy v ní, je od nás prakticky v téže vzdálenosti.

Hrubý odhad vzdálenosti poskytne úhlový průměr za předpokladu, že otevřené hvězdokupy téže struktury jsou stejně velké. Méně spolehlivým měřítkem je celková hvězdná velikost kupy, protože absolutní velikosti kup i absorpce v různých směrech se liší mnohem víc než lineární rozměry.



Obr. 6.17. Vliv mezihvězdné absorpce na diagram U-B/B-V pro některé otevřené hvězdokupy. NGC 2287 je téměř bez vlivu mezihvězdné absorpce, kdežto u IC 1848 je vliv absorpce velmi výrazný.

Nejspolehlivější určení vzdálenosti spočívá v sestavení diagramu spektrum-svítivost. K tomu je ovšem zapotřebí dobrá fotometrie, nejlépe v některém standardním systému, např. V , a spektrální klasifikace. Spektrální klasifikace může být do jisté míry nahrazena fotometrií v dalších barvách, vedle V tedy ještě např. U a B . Znalost tří barev má tu podstatnou výhodu, že v mnoha případech lze určit mezihvězdnou absorpci. To je zřejmé z obr. 6.17, v němž jsou vyneseny barvy ($U-B$) proti ($B-V$) čtyř otevřených hvězdokup. Plnou čarou je vyznačena hlavní posloupnost, jak by probíhala, kdyby nebyla mezihvězdná absorpce, body odpovídají pozorovaným hvězdám. Posunutí pozorovaných bodů oproti křivce je způsobeno absorpcí. Vliv absorpce lze početně odstranit a odvodit se velikosti V_0 . Podobně z pozorovaných barevných indexů ($B-V$) se odstraní vliv zčervenání a odvodí se vlastní barevné indexy ($B-V$)₀. Vynesou-li se měření hvězd v kupě do diagramu V_0 proti ($B-V$)₀, zbývá pak posunout stupnici hvězdných magnitud V_0

tak, aby hlavní posloupnost se shodovala se známým průběhem hlavní posloupnosti a potřebné posunutí je přímo modulem vzdálenosti, neboť zdánlivá magnituda V_0 se posunutím převede na absolutní magnitudu. V prvních pracích tohoto druhu se používalo pro odvození standardní hlavní posloupnosti hvězd ze slunečního okolí. Později se však zjistilo, že hvězdy slunečního okolí již poněkud postoupily ve vývoji a určitý malý počet hvězd se již vzdálil od počáteční hlavní posloupnosti. Počáteční hlavní posloupnost či posloupnost nulového věku jsou ta místa diagramu, kde se objeví mladé hvězdy, které právě začínají svítit (viz též kapitola 5.15). Tuto posloupnost nulového věku odvodil Johnson z části posloupností některých dobře prozkoumaných hvězdokup, jejichž vzdálenosti byly spolehlivě určeny jinými metodami. Výsledek je v tabulce 6.5.

Tabulka 6.5

Vzdálenosti a stáří známých otevřených hvězdokup

Hvězdokupa	Stáří v miliónech let podle von Hoernera	Vzdálenost v pc podle Johnsona
h a ζ Persei	4	2250
NGC 2362	7	1450
IC 4665	6	330
NGC 2264	2	870
Plejády	80	126
M 34 (NGC 1039)	110	440
M 41 (NGC 2287)	170	670
M 11 (NGC 6705)	200	1740
Hyády	870	40
Jesle	300	158
Kupa ve Vlasu Berenici	590	80
NGC 752	2300	380
M 67 (NGC 2682)	4600	830

V některých hvězdokupách byly nalezeny cefeidy a bylo možno použít vztahu mezi periodou a svítivostí k určení vzdálenosti kupy nebo naopak zpřesnit stupnici vzdáleností cefeid.

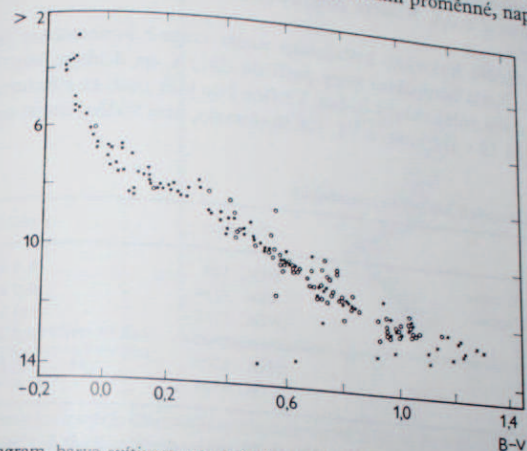
Absolutní velikosti a spektrální třídy běžných členů hvězdokup závisí na stupni vývoje a jsou zřejmé z obr. 6.17. Z toho jednoznačně plyne, že jasné hvězdy třídy B a červení obří se nevyskytují společně.

Z méně obvyklých typů hvězd se v otevřených hvězdokupách vyskytují hvězdy s kovovými a s emisními čarami častěji než jinde. V Hyádách bylo objeveno 10 bílých trpaslíků. Tyto hvězdy jsou tak slabé, že je lze pozorovat jen v nejbližších hvězdokupách, a to ještě jen nejjasnější z nich. Skutečný počet bílých trpaslíků bude patrně značně vyšší.

Poměrně velké bude procento dvojhvězd, neboť v hvězdokupách se pozorují vizuální i spektroskopické dvojhvězdy i zákrytové proměnné. Tak v NGC 6231 je

polovina zkoumaných hvězd spektroskopickými dvojhvězdami. Jsou však případy, kdy v hvězdokupě spektroskopické dvojhvězdy zjištěny nebyly.

Pokud se týče proměnných hvězd, jejich zastoupení není tak různorodé jako jinde v Galaxii. Je známo něco přes deset cefeid v celkem asi 9 hvězdokupách. Avšak v některých kupách je velké množství proměnných typu T Tauri, které patří mezi nejmladší hvězdy vůbec. Zvlášť zajímavé jsou spektrální proměnné, např. Pleione,



Obr. 6.18. Diagram barva-svítivost pro hvězdy v Plejádách. Pro svítivost jsou vžity zdánlivé magnitudy, neboť hvězdy ve hvězdokupě jsou prakticky všechny stejně daleko. To znamená, že hodnoty svítivosti jsou posunuty proti absolutní magnitudě pouze o modul vzdálenosti.

jedna z Plejád, vykazující malé změny jasnosti spolu se změnami spektra. V otevřených hvězdokupách je téměř absolutní nedostatek proměnných typu RR Lyrae, kterých naopak v kulových hvězdokupách je velké množství.

Mezhvězdný plyn a prach jsou celkem běžně přítomné zejména v mladých útvarcích. Rádiovým výzkumem na vlně 21 cm byl zjištěn neutrální vodík v otevřených hvězdokupách. V mladých kupách bylo nalezeno vodíku větší množství, naopak v nejstarší známé otevřené kupě M 67 nebyl nalezen žádný. Plejády jsou obklopeny prachem, který se jeví jako reflexní mlhovina s nízkým povrchovým jasem.

Vicebarevná fotometrie umožnila intenzivnější studium hvězdokup. Bylo možno stanovit nejen absorpci a opravit o ni vzdálenosti, nýbrž naskytl se příležitost sestavit diagram barva-svítivost. Ten možno pokládat za přesnější verzi diagramu Hertzsprunga-Russella v tom smyslu, že na ose úseček není již kvalitativní stupnice hvězdných spekter, nýbrž kvantitativní stupnice barevných indexů. Důležitost diagramu spočívá v tom, že slouží ke stanovení hvězdného obsahu, popř. i stáří a vývoje kupy, jak již o tom byla zmínka v předchozích kapitolách.

Kulové hvězdokupy

Kulové hvězdokupy jsou velké soustavy obsahující tisíce až statisíce hvězd a mají průměry od 20 do 100 pc. Jednou z největších kup je ω Centauri o průměru přibližně 200 pc. Nejmenší hvězdokupa NGC 4147 má průměr přibližně 16 pc. U mnoha kup bylo zjištěno zploštění a poměr nejmenšího a největšího průměru leží mezi 1 a 0,4. Některé hvězdokupy mají téměř kulové jádro a zploštělé vnější oblasti.

Původní třídění kulových hvězdokup podle stupně koncentrace pochází od H. Shapleye. Zcela kompaktní kupy patří do třídy I, na druhém konci stupnice, ve třídě XII, jsou volně shluky hvězd. Většina kup však patří ke středním třídám V (jako známá M 13 v Herkulu) a VI. Jak se ukázalo, toto třídění závisí na absolutní

Tabulka 6.6
Vzdálenosti některých kulových hvězdokup

	Označení	Vzdálenost
47 Tucanae	NGC 104	5,8 kpc
ω Centauri	NGC 5139	5,0 kpc
M 3	NGC 5272	13,8 kpc
M 5	NGC 5904	8,3 kpc
M 13	NGC 6205	6,9 kpc
M 92	NGC 6341	11,0 kpc

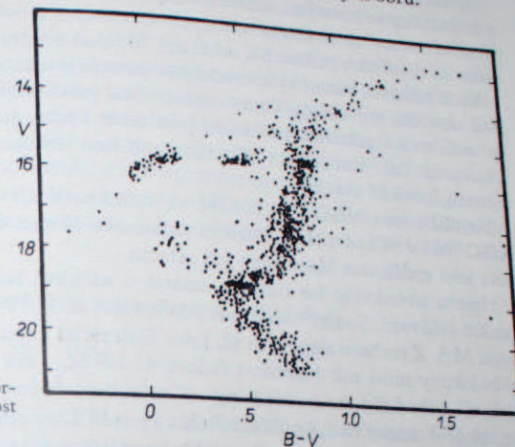
jasnosti kupy. Střední a absolutní velikost 25 nejjasnějších hvězd v kupě klesá od $-1,34^m$ pro třídu I do $-0,92^m$ pro třídu XII za předpokladu, že proměnné hvězdy typu RR Lyrae mají absolutní magnitudu $M = 0^m$. Absolutní velikosti kulových hvězdokup se pohybují v intervalu asi 5 hvězdných tříd, avšak zpravidla jsou obsaženy mezi $-8,3^m$ a $-9,3^m$.

Spektrální klasifikaci kulových hvězdokup zavedl W. W. Morgan. Rozeznává osm tříd, rovněž značených římskými číslicemi. Kritériem je intenzita kovových čar v integrálních spektrech kulových hvězdokup (tj. spektrum hvězdokupy jako celku). Toto třídění má zřejmě značný fyzikální význam, protože kupy prvních čtyř tříd mají zcela jiné rozložení v Galaxii než kupy posledních čtyř tříd.

V kulových hvězdokupách jsou nejjasnějšími hvězdami červení nadobří a zcela chybí modré a bílé hvězdy typu OB hlavní posloupnosti.

Nejlépejší informace o hvězdném obsahu podává diagram barva-svítilivost. Má zcela jiný tvar než pro otevřené hvězdokupy. Větev červených obrů se dělí na horizontální větev, která v mezeře obsahuje proměnné typu RR Lyrae a pokračuje ještě dále do modré barvy. Druhá, vertikální větev se přes oblast podobrů napojuje ostrým ohybem na hlavní posloupnost. Rozdíly mezi jednotlivými kupami jsou poměrně malé a jsou omezeny na rozdílné chemické složení hvězd, zejména v obsahu ková.

Důvodem, proč v kulových hvězdokupách nejsou pozorovány ranné spektrální třídy O a B, je vývojové stadium. Kulové hvězdokupy jsou staré několik miliard let. Pokud tam ranné hvězdy původně byly, spotřebovaly již zásobu vodíku a posunuly se od hlavní posloupnosti směrem vpravo do oblasti červených obrů.



Obr. 6.19. HR diagram ve formě diagramu barva-svítilivost kulové hvězdokupy M3.

Tři čtvrtiny kulových hvězdokup má méně než dvacet proměnných hvězd a v některých chybí proměnné vůbec. Naproti tomu v M 3 je známo téměř 200 proměnných hvězd.

Téměř všechny proměnné v kupách patří k typu RR Lyrae. V některých kupách mají zcela konstantní periody i tvary křivek, v jiných, např. v ω Centauri, se periody poměrně rychle prodlužují a tvar křivek není stálý. Tyto rozdíly spolu s variacemi v rozložení četností period pravděpodobně souvisí s vývojem kup.

Proměnné typu RR Lyrae leží v diagramu barva-svítilivost na horizontální větvi. Ostatních 10 % proměnných tvoří hvězdy různých typů, jako jsou hvězdy typu RV Tauri, nepravidelné proměnné a cefeidy. Cefeidy v kupách se však liší od cefeid obvyklých, známých v galaktickém poli a v Magellanových mračcích. Patří kulové galaktické složce a jsou označovány jako typ W Virginis. Neplatí pro ně jednoduchá závislost perioda-svítilivost, a proto jich nelze použít k určení vzdálenosti kup.

Rozsah a zdánlivá velikost kulových hvězdokup dává tušit, že to jsou velmi vzdálené objekty. Poměrně spolehlivou metodu k určení vzdálenosti poskytují proměnné typu RR Lyrae. Tyto hvězdy mají absolutní velikosti stejné bez ohledu na periodu. Dříve používaná hodnota $0,0^m$ střední absolutní velikosti byla opravena na $+0,5^m$. Ze zdánlivé a absolutní velikosti lze podle vztahu pro modul vzdálenosti určit vzdálenost. Mezihvězdná absorpce sice může měření vzdálenosti značně zkraslit, zejména v oblasti galaktického centra, naštěstí však spektra kulových hvězdokup se

vyskytují jen v úzkém intervalu, a tudíž vliv mezihvězdné absorpce lze celkem dosti přesně odhadnout ze zčervenání barvy kupy podobně jako u hvězd (viz kapitola 5.35). Vzdálenosti kulových hvězdokup jsou tudíž určeny poměrně spolehlivě.

K určení vzdálenosti lze užít také různých fyzikálních parametrů zjištěných u hvězdokup se známými vzdálenostmi, především úhlových průměrů, které však silně závisí na mezihvězdné absorpci. Odstraní-li se však vliv absorpce, kolísá polovina lineárních průměrů o méně než 20 % od střední hodnoty.

Vzdálenosti odvozené výše uvedenými metodami ukazují, že kulové hvězdokupy jsou skutečně nejvzdálenějšími pozorovanými galaktickými objekty. Hvězdokupy ve vzdálenosti galaktického centra jsou zcela běžné, některé však jsou pětkrát i sedmkrát dál. Vzdálenosti některých kup jsou dokonce tak velké, že jde spíše o mezagalaktické objekty.

Nejbližší jsou NGC 6121 a 6397 ve vzdálenosti 2,3 kpc, nejvzdálenější jsou NGC 7006 v 58 kpc a NGC 2419 ve vzdálenosti 69 kpc, což je zhruba stejná hodnota jako vzdálenost Magellanových mračen.

Hmotu hvězdokup lze odvodit, známe-li zdánlivé rozložení hvězd a průběh funkce svítivosti. Součty hvězd vedou k hodnotě až $3 \cdot 10^5 M_{\odot}$ pro velkou hvězdokupu M 3. Z rozboru slapových sil, jimiž Galaxie na kupu působí, plyne, že kulové hvězdokupy musí mít hmotnost řádově $4 \cdot 10^5 M_{\odot}$, aby se nerozpadly. Někteří badatelé odhadují hmotu obří kupy ω Centauri značně vyšší, až 2 milióny Sluncí, hmotu 47 Tucanae na 1,3 miliónu Sluncí a pro M 22 je odhad dokonce 6,7 miliónu Sluncí. Na druhé straně existují trpasličí kupy o hmotě 11 000 či 18 000 Sluncí.

Průměrná hustota v kupě je jedna hvězda na dva kubické parseky. Součty hvězd ukazují, že hustota ubývá přibližně jako třetí mocnina vzdálenosti od středu. U centra je hustota přibližně stokrát vyšší, než je hustota průměrná, tj. kolem 50 hvězd na kubický parsek. Průměrná vzdálenost hvězd je 50 až 60 tisíc astronomických jednotek. Kdyby Slunce a sluneční soustava byly uprostřed kulové hvězdokupy, bylo by přes 50 000 hvězd jasnějších než Sirius. Přibližně 3 000 hvězd by přezářilo Venuši a 5 až 10 hvězd by dosahovalo jasnosti úplňku.

Nejlépe je prostudována struktura hvězdokupy M 3, která má poloměr 50 a snad i 100 pc. Ve vzdálenosti nad 10 pc jsou vzájemná setkání hvězd již bezvýznamná, podobně jako je tomu v galaktickém poli. Rozložení hustoty ve hvězdokupě M 3 je však zcela plynulé od středu až k okrajům. To naznačuje, že se hvězdy vnitřních a vnějších oblastí plně promíchaly. Vývoj hvězdokupy probíhal pravděpodobně tímto způsobem: v původní kompaktní kupě značně menšího rozměru byly hmotnější hvězdy seskupeny kolem středu. Když přecházely do stadia bílých trpaslíků, vyvrhovaly hmotu, a tím se celková hmotnost kupy snížila přibližně na 40 % původní hmoty. Ztrátou hmoty se snížila přitažlivost a rozměry se zvětšily na dvojnásobek. Mímoto blízká setkání vypudila některé hvězdy na výstředné dráhy, a tím se dále zvýšila hustota ve vnějších oblastech. Vypuzení hvězd z centra mělo za následek smrštění jádra a dosažení víceméně rovnovážného stavu mezi jádrem a vnějšími oblastmi, tj. dosažení dnešního stavu.

Vzájemné pohyby hvězd v kulových hvězdokupách je možno měřit, a to velmi obtížně, pouze v radiálních rychlostech. Lze jen usoudit, že sotva budou větší než několik km s^{-1} .

Dráhy hvězd vzhledem k souřadnicím vázaným na kupu byly vyšetřovány teoreticky. Dráhy v obecném případě mohou mít tvar neuzavřených křivky. Ve zvláštních případech se tyto křivky mohou uzavřít nebo redukovat na kruhové dráhy nebo na oscilace po přímce procházející středem. Na okraji hvězdokup se spíše budou vyskytovat výstředné dráhy, protože kruhové jsou tam málo pravděpodobné.

Mimořádně velká vzdálenost činí z některých kup mezagalaktické objekty. Například hvězdokupa Abel 4 má ve srovnání s kulovými hvězdokupami v Galaxii neobvykle velký průměr. Jestliže si kupu mohla uchovat tak velký průměr až do dnešní doby, nesměla nikdy být ke galaktickému centru blíže než 10 kpc. To znamená, že musela vzniknout alespoň v této vzdálenosti, pokud ovšem nevznikla dokonce v mezagalaktickém prostoru. Takové zjištění může mít dalekosáhlé důsledky pro kosmogonii.

Příklady některých otevřených hvězdokup

Velmi mladá hvězdokupa, NGC 2264

Tato hvězdokupa obsahuje hvězdy hlavní posloupnosti od třídy O7 do A0. Hvězdy pozdějších spektrálních tříd leží nad hlavní posloupností. Zdá se, že hvězdokupa je tak mladá, že některé hvězdy jsou ještě v gravitační kontrakci a neměly dosud čas dosáhnout hlavní posloupnosti. V kupě je velký počet hvězd typu T Tauri. To vede k domněnce, že proměnné typu T Tauri jsou vývojovým stadiem při gravitační kontrakci všech nově vznikajících hvězd.

Tabulka 6.7

Údaje o otevřených hvězdokupách na obr. 6.19

Označení	Absorpce	Vzdálenost [pc]
NGC 2287	0,00	670
NGC 2169	0,54 ^m	1100
NGC 1528	0,87 ^m	800
IC 1848	1,83 ^m	2200

Rádiová pozorování na vlnové délce 21 cm ukazují, že hned za hvězdokupou je oblast nízké intenzity záření neutrálního vodíku. Je možné, že se neutrální vodík vyčerpá vytvářením vodíkových molekul, což by svědčilo o velmi pokročilém procesu kondenzace v temné mlhovině.

Mladá hvězdokupa, Plejády

Plejády jsou nejlépe známou hvězdokupou, ne-li nejlépe známým útvarem se-

verní hvězdné oblohy. Nejjasnější hvězdy jsou uvedeny v tabulce 6.8. (Pouhým okem lze vidět zpravidla šest hvězd, ačkoli ve staré literatuře se hovoří o sedmi. Nelze vyloučit, že jas jedné z hvězd zeslábl v průběhu posledního tisíciletí.)

Hvězdotrupa má 300–500 členů a má průměr 10 pc. Vzájemné vzdálenosti hvězd jsou kolem 1 parseku, avšak u centra jsou hvězdy seskupeny hustěji. Jak ukazuje tabulka, jsou nejjasnější hvězdy podtříd B8 až B9.

Zajímavá je historie Pleione. V roce 1938 bylo pozorováno, že se ve hvězdě objevují jasné vodíkové čáry, které byly poprvé pozorovány již v letech 1888 až 1903. Vodíková emise byla velmi silná v H_α . Současně byly pozorovány oscilace radiální rychlosti v rozmezí 10 km sec^{-1} a v periodě přibližně 4 měsíců. Četné absorpční kovové čáry sílily do r. 1945, pak slably a v r. 1951 zcela zmizely. Soudí se, že tento jev souvisel s rozpínající se obálkou hmoty vyvrženou z hvězdy.

Hvězdotrupa středního stáří, Praesepe

Podobně jako ostatní hvězdotrupy středního věku, např. Hyády, Praesepe (Jesličky) mají posloupnost červených obrů přibližně stejné svítivosti, jako jsou hvězdy na ohybu hlavní posloupnosti. Hvězdotrupa má kolem 200 členů a je protažena rovnoběžně s rovinou Galaxie. Členem kupy je zajímavá proměnná, TX Cancri typu W UMa, pro níž je známa i spektroskopická dráha.

Tabulka 6.8
Jasné hvězdy v Pleiádách

Jméno	Označení	HD	Souřadnice 1900	Spektrální třída	V	B-V	U-B
Celaeno	16 Tau	23288	$3^{\text{h}}38^{\text{m}}51^{\text{s}}$	B 7 IV	5,45	-0,046	-0,33
Electra	17 Tau	23302	38 56	B 6 III	3,69	-0,107	-0,41
—	18 Tau	23324	39 12	B 8 V	5,64	-0,075	-0,36
Taygeta	19 Tau	23338	39 15	B 6 V	4,29	-0,106	-0,46
Maiia	20 Tau	23408	39 52	B 7 III	3,86	-0,068	-0,40
Asterope	21 Tau	23432	39 57	B 8 V	5,75	-0,044	-0,23
Merope	22 Tau	23480	40 23	B 6 IV	4,16	-0,056	-0,43
Aleyone	23 Tau	23630	41 32	B 7 III	2,86	-0,090	-0,33
—	25 Tau	23753	42 26	B 8 V	5,44	-0,072	-0,32
Atlas	27 Tau	23850	43 13	B 8 III	3,62	-0,085	-0,36
Pleione	28 Tau	23862	43 14	B 8pe	5,08	-0,078	-0,28

Stará hvězdotrupa, M 67

Jako Praesepe je i tato hvězdotrupa v souhvězdí Raka. Dlouho se vedly spory, zda patří mezi kulové nebo otevřené hvězdotrupy. Neobsahuje žádné hvězdy jasnější než absolutní velikost $+3,5^m$. To znamená, že všechny jasnější hvězdy již prošly vývojem a zřejmě již skončily jako bílí trpaslíci. Je to velmi stará hvězdotrupa, a proto je přirozené, že některé charakteristiky připomínaly kulové hvězdotrupy a vedly k jejímu zařazení do této třídy.

Stabilita hvězdotrup

6.10.

Celkovou hmotu a stabilitu hvězdotrupy možno odhadnout z předpokladu, že součet dvojnásobku kinetické E_k a potenciální E_p energie hvězdotrupy je, viz vztahy (2.23.18), (2.23.19),

$$2E_k + E_p = 0.$$

Kinetická energie je dána střední rychlostí v hvězd (vzhledem k souřadné soustavě vázané na hvězdotrupu) a hmotností M

$$E_k = \frac{1}{2} M \bar{v}^2.$$

Pro potenciální energii platí (podle vztahu 2.28.3)

$$E_p = - \frac{GM^2}{R},$$

kde M je celková hmotu hvězdotrupy a R její poloměr (rušivé síly okolních hvězd se zanedbávají). Průměrná rychlost hvězd je $\bar{v} = (GM/R)^{1/2}$. Rychlost \bar{v} zde má význam průměru z náhodně rozdělených rychlostí hvězd ve hvězdotrupě. S použitím hmotnosti Slunce jako jednotky pro hmotnost je pak rychlost v km s^{-1}

$$\bar{v} = 4,5 \cdot 10^{-2} \left(\frac{M}{R} \right)^{1/2}, \quad (6.10.1)$$

kde R je vyjádřeno v parsecích. Je-li tedy poloměr Pleiád 2,5 pc a průměrný rozptýl rychlostí $\bar{v} \approx 0,6 \text{ km s}^{-1}$, pak $M \sim 400 M_\odot$.

Úniková rychlost z hvězdotrupy je dvojnásobek průměrné rychlosti, tedy $2(GM/R)^{1/2}$. Jelikož hvězda se pohybuje ve hvězdotrupě sem a tam pod vlivem gravitačních sil ostatních hvězd, může dosáhnout rychlosti únikové.

Jestliže je hvězdotrupa v rovnovážném stavu, pak to znamená rovnovážné rozdělení kinetické energie mezi jednotlivými hvězdami, tedy

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2 \dots = \frac{1}{2} m_i v_i^2, \quad (6.10.2)$$

kde $\frac{1}{2} m_i v_i^2$ je kinetická energie (vzhledem k hvězdotrupě) i -té hvězdy. Znamená to, že hmotnější hvězda se pohybuje pomaleji než hvězda méně hmotná. (Je to obdoba pohybu molekul v plynu.)

Jakmile je tato rovnováha porušena, pak je zapotřebí určitého času, aby opět nastala. Čas potřebný k obnově rovnovážného stavu je relaxační čas. Porucha rovnovážného stavu může nastat, jestliže nějaká hvězda unikne z hvězdokupy. Poté se hvězdokupa musí poněkud smrštít, čili snížit potenciální energii, aby se vyrovnala se sníženou kinetickou energií. Relaxační čas je též jistým měřítkem možné doby existence hvězdokupy. Obecně platí, že čím větší je poloměr hvězdokupy a čím větší je počet hvězd v ní, tím větší je relaxační čas.



Obr. 6.20. Vlastní pohyby hvězd v pohybové hvězdokupě.

Definice relaxačního času plyne z následujícího příkladu. Hvězdy si mezi sebou vzájemnými setkáními vyměňují kinetickou energii ΔE_k . Množství vyměněné energie, tj. vlastně i změna energie jednotlivé hvězdy, je závislé na čase a je to součet čtverců všech změn za interval Δt . Jestliže součet čtverců změny energie je $\sum \Delta E_k^2$, pak relaxační čas je definován

$$T_{\text{rel}} = \Delta t \frac{E_k^2}{\sum \Delta E_k^2}, \quad (6.10.3)$$

tedy $T_{\text{rel}} = \Delta t$, jestliže $\sum \Delta E_k^2 = E_k^2$. Relaxační čas je doba nutná k tomu, aby součet všech změn kinetické energie, které postihnou jednotlivé hvězdy, se rovnal jejich původní kinetické energii. Pro ideální případ izolované soustavy, na kterou nepůsobí celkové gravitační pole Galaxie, byly odvozeny teoretické vztahy, ze kterých plyne relaxační čas pro typickou kulovou hvězdokupu 10^{10} let a pro otevřenou hvězdokupu, jako jsou například Plejády, $5 \cdot 10^7$ let. Znamená to, že otevřené hvězdokupy jsou útvary s relativně krátkou životností. Není tedy divu, že jako staré útvary se zachovaly pouze kulové hvězdokupy. Jestliže v počátečním stadiu vývoje Galaxie se formovaly útvary podobné dnešním otevřeným hvězdokupám, pak se nutně již dávno rozplynuly. Pochopitelně i kulové hvězdokupy se pozvolna rozpádají, zejména ty, které by procházely v blízkosti galaktického centra. Nicméně většina jich přežívá po celou dobu existence naší hvězdné soustavy.

Extragalaktické objekty – galaxie

6.11.

Naše Galaxie je jen jeden z velkého množství hvězdných ostrovů a představuje zcela nepatrnou část hmoty celého vesmíru. Počet hvězd a ostatních objektů mimo Galaxii je nesmírný proti těm hvězdám, které možno studovat v nejbližším okolí Slunce. Z tohoto hlediska by se měla věnovat extragalaktickým čili mimogalaktickým objektům daleko větší pozornost. Avšak obtíže spojené s jejich pozorováním jsou příčinou proč informací o objektech mimo Galaxii je stále velký nedostatek.

Hlavními a typickými zástupci extragalaktických objektů jsou galaxie, které se v literatuře na počátku tohoto století označovaly většinou jako spirální mlhoviny. Později se skutečně podařilo velkými dalekohledy rozložit spirální ramena známé mlhoviny v Andromedě M31 na jednotlivé hvězdy. V roce 1924 nalezl E. Hubble v tomto objektu též proměnné typu δ Cephei a podle vztahu perioda-svitivost odhadl jeho vzdálenost. Již tehdy bylo zřejmé, že jde o hvězdný systém, který musí být dále než Magellanova mračna, (která jsou vlastně malými galaxiemi – souputníky naší Galaxie). Jelikož mnohé extragalaktické mlhoviny připomínají tvarem velkou mlhovinu v Andromedě, bylo též zřejmé, že jde vesměs o hvězdné soustavy nejen podobné M31, ale i naší Galaxii.

S výjimkou M31, Malého a Velkého Magellanova mračna a několika dalších jde o objekty poměrně slabé, které se na fotografických snímcích hvězdného pole často projevují pouze charakteristickým spirálovým nebo eliptickým tvarem, popř. jen jako malý difúzní objekt nepatrně odlišný od slabé hvězdy. Pokud se týče názvosloví v češtině (právě tak jako např. v angličtině), rozlišuje se Galaxie – náš hvězdný systém, galaxie – mimogalaktický objekt, tedy cizí hvězdný systém.

Vlastní označení jednotlivých známějších galaxií je obdobné jako u hvězdokupy, buď podle Messierova katalogu písmenem M, nebo podle New General Catalogue písmeny NGC nebo IC (Index Catalogue), (mlhovina v Andromedě = M31 = = NGC 224).

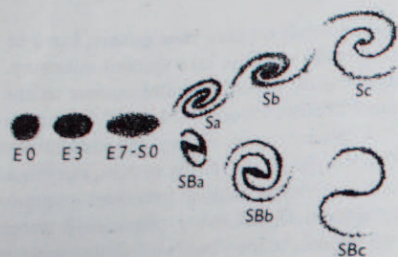
U velmi slabých objektů se užívají k identifikaci pouze rovníkové souřadnice. Poslední poměrně neúplnější katalog galaxií vydal v roce 1963 F. Zwicky. (Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies.) E. Hubble sám uvádí 43 000 galaxií do 20. hvězdné velikosti na ploše, která představuje přibližně jen 2 % celé oblohy. Lze nalézt až 400 objektů na fotografickém snímku, který zachycuje část oblohy ne větší než Měsíc v úplňku. Rozdělení po obloze je dosti nepravidelné, avšak

- nevyškytují se žádné galaxie v oblasti Mléčné dráhy v pásu širokém 10° až 40° ,
 - počet galaxií na plošnou jednotku oblohy roste s rostoucí galaktickou šířkou.
- Obě tyto skutečnosti lze snadno vysvětlit absorpcí v rovině Mléčné dráhy. Obecně platí pro počet galaxií N na oběžnou jednotku oblohy

$$\log N = \log N_0 + B \operatorname{cosec} b, \quad (6.11.1)$$

kde N_0 lze snadno určit z pozorování právě tak jako střední hodnotu konstanty

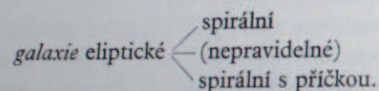
$B = 0,24$ (ve skutečnosti se však mění od místa k místu), cos b vyjadřuje nejlépe funkční závislost na galaktické šířce. V prvním přiblížení lze totiž absorbující mezihvězdnou hmotu považovat za homogenní vrstvu ležící v galaktické rovině. Dráha světelného paprsku procházející touto vrstvou je úměrná přibližně cos b . Jestliže se pozorované rozdělení galaxií na obloze opraví o efekt mezihvězdné absorpce, pak možno říci, že je skutečné rozdělení dosti rovnoměrné až na některá výrazná lokální zhuštění, která jsou reálná. V takovém případě jde o tzv. hnízda galaxií nebo mnohonásobné soustavy galaxií. Nezdá se, že je nějaký znatelný gra-



Obr. 6.21. Jednotlivé typy galaxií podle Hubbleho.

dient prostorového rozdělení (či hustoty) galaxií v závislosti na vzdálenosti ani nějaký lokální systém těchto objektů: jsou, jak se zdá, poměrně rovnoměrně rozděleny v celém pozorovaném vesmíru.

Většinu známých galaxií je možno roztrždit podle vzhledu na snímcích do několika skupin. Hubbleovo klasické třídění lze popsat rozdělením podle tohoto schématu:



Pořadí, ve kterém jsou ve schématu galaxie seřazeny, mělo původně znázorňovat jakousi vývojovou posloupnost, což však, jak se zdá, nelze již přijmout bez výhrad.

a) *Eliptické galaxie* se vyznačují eliptickou formou bez nějaké výraznější vnitřní struktury. Označují se písmenem E a číslem z , které vyjadřuje míru elipticity galaxie $z = 10 [(a - b)/a]$, kde a je velká poloosa, b malá poloosa, tedy pro poměr poloos platí též $a/b = 10/(10 - z)$. E0 značí galaxii kruhového tvaru, tj. $a/b = 10 : 10$,

čili	E0	$a/b = 10 : 10$
	E1	10 : 9
	E2	10 : 8 ... atd.

Eliptičita galaxie, a tudíž i její zařazení do určité podskupiny typu E závisí na projekci velké a malé poloosy na oblohu. Jestliže úhel projekce je náhodný, pak

podle počtu jednotlivých podskupin lze říci, že ve skutečnosti jednotlivé typy jsou v celku rovnoměrně zastoupeny.

b) *Normální spirální galaxie* označované písmenem S se vyznačují jasným jádrem, které připomíná poněkud eliptické galaxie. K jádru se přimykají většinou dvě symetricky orientovaná spirální ramena. K písmenu S se připojí při klasifikaci malá písmena a, b, c, d, která značí v daném pořadí klesající velikost jádra (vzhledem k zdánlivému rozměru ramen). To znamená u typu Sa jsou poměrně malá ramena a výrazné jádro, kdežto u typu Sc a Sd je jádro téměř nezatelné. Zvláštním, jakýmsi přechodným tvarem mezi E a S galaxiemi jsou *vřetenové* galaxie označované S0. Vzhledem skutečně připomínají vřetenno.

c) *Spirální galaxie s příčkou* označené písmeny SB na rozdíl od normálních spirálních galaxií napojují se ramena na příčku, která prochází jádrem. Malá písmena a, b, c, opět vyjadřují velikost a výraznost jádra. Spirální galaxie s příčkou se vyznačují výraznější symetrií než normální galaxie.

d) *Nepravidelné galaxie* označují se zkratkou Irr a jsou charakteristické neuspořádaným vzhledem a jejich struktura nemá žádnou význačnou pravidelnost, jak ostatně plyne již z názvu. Avšak i tak lze snadno rozlišit dvě skupiny: Irr I jsou galaxie, které v Hubbleově třídění mohou být řazeny za typ Sc (popř. Sd). Obsahují velké množství mladých hvězd typu O a B a mezihvězdné hmoty. V některých těchto galaxiích možno dokonce pozorovat náznak ramen.

Naproti tomu galaxie typu Irr II jsou skutečně naprosto nepravidelné – amorfní – útvary. Podstatným znakem těchto galaxií je, že neobsahují hvězdy jasnější než $M = 4,0$. Obsahují též značné množství mezihvězdného plynu a prachu.

e) *Kompaktní, Seyfertovy a N-galaxie*. Některé objekty nelze zařadit do žádného z dosud uvedeného typu. Jsou to především kompaktní galaxie, které vykazují výraznou koncentraci v jádru a téměř se neliší od vzhledu hvězdných stop na fotografické desce. Některé tyto objekty mají jasné kompaktní jádro s emisními čarami ve spektru, obalené slabě svítící obálkou (N-galaxie a Seyfertovy galaxie). Většina je zdrojem silného rádiového záření a jsou zde náznaky, že u nich došlo k explozím.

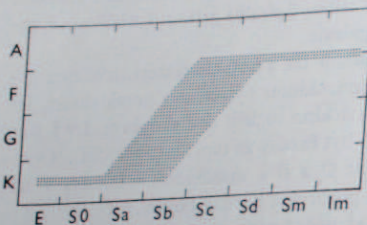
Jiná třídění a klasifikace galaxií

Klasické třídění Hubbleovo bylo různě měněno a doplňováno, popř. byla navržena nová kritéria k roztrždění galaxií. Především samo značení Sd (nebo SBd) je dodatečné a označuje galaxii s velmi malým uzlíkovitým jádrem. Někdy se též připojí písmeno d označující trpasličí galaxii (*dwarf*), např. dE3. V nedávných letech navrhl de Vancouleurs dvourozměrné schéma tím, že do popisu klasifikace typů připojil další znaky popisující tvary a počty ramen. Jiným pokusem je třídění galaxie též podle svítivosti (van den Bergh), např. SB I má absolutní magnitudu -20 , kdežto SB V pouze -16 . Konečně dosti objektivní je i třídění podle spektra obdobně jako u hvězd (Mayall-Morgan). Spektrum však zde ukazuje dominantní zastoupení hvězdných typů v galaxii. Rozsah spektrálních typů je menší než

u hvězd; prakticky jen mezi typem A až K. U typu A pochází hlavní příspěvek viditelného světla od hvězd A na hlavní posloupnosti, kdežto u třídy K rozhodují o spektru galaxie obří chladné hvězdy. Galaxie typu E-Sa jsou většinou spektrální třídy K a galaxie Irr I přechází do spektrálního typu A.

Význam třídění a klasifikace galaxií

Původní Hubbleovu myšlenku, že třídění galaxií do jednotlivých typů zobrazuje jistou vývojovou posloupnost, tedy, že eliptické galaxie jsou mladé útvary, kdežto nepravidelné útvary staré, lze dnes sotva přijmout. Je mnohem pravděpodobnější, že tvar galaxie závisí především na úhlovém momentu. Vyšší



Obr. 6.22. Spektrální rozřídění galaxií v závislosti na jejich typu. Symboly A, F, G, K označují srovnání spektra galaxií s odpovídajícím spektrálním typem hvězdy.

koncentrace hmoty v jádře pomalu rotující galaxie vede spíše k eliptickým tvarům, kdežto rychle rotující systém spíše k plochým galaxiím se spirálními rameny. Vedle toho vnitřní pohyby (turbulence) a magnetické pole může zřejmě značně ovlivnit pozorovanou strukturu objektu. Počet otoček, které průměrná galaxie za dobu své existence vykonala kolem osy symetrie, není velký. Například doba oběhu Slunce kolem středu Galaxie je $2 \cdot 10^8$ let, tedy Slunce vykonalo méně než 30 oběhů kolem středu Mléčné dráhy od svého vzniku, počet otoček jádra galaktických systémů od jeho počátku pravděpodobně nebude větší než 100–200 a periferních oblastí snad jen 50–100! Jde tedy o útvary, které nejsou natolik ustálené, aby během dosavadní existence pozorovaného vesmíru podstatně nezměnily tvářnost.

Zajímavé je, že celková hmotnost neovlivňuje příliš tvar galaxií. Lze nalézt trpasličí eliptické galaxie, u kterých celková hmotnost není pravděpodobně větší než $10^5 M_{\odot}$, právě tak jako obří útvary s hmotností $10^{13} M_{\odot}$. Rozsah hmotností spirálních galaxií je o něco menší (od $10^9 M_{\odot}$ do $10^{12} M_{\odot}$).

Velkou překážkou pro interpretaci tvaru galaxií jsou výběrové efekty, zejména ta okolnost, že není správná představa o skutečném počtu trpasličích galaxií, které patrně počtem značně převyšují počet velkých útvarů. Trpasličí galaxie s malou hmotností (10^5 až $10^7 M_{\odot}$) jsou převážně eliptické nebo nepravidelného typu Irr I. Jejich rozměry převyšují jen desetinásobně rozměry kulových hvězdokup. Těž chemické složení je zřejmě poněkud odlišné od chemického složení rozsáhlých galaxií. Jestliže například ve velkých eliptických galaxiích jsou početně zastoupeny

hvězdy bohaté na kovy (metalické hvězdy), pak trpasličí galaxie většinou obsahují velmi staré hvězdy. Naproti tomu četné nepravidelné galaxie malých rozměrů jsou bohaté na mladé hvězdy a mezihvězdnou hmotu.

Nutno ovšem připomenout, že o chemickém složení atmosfér hvězd v jednotlivých galaxiích se soudí pouze z celkového spektra objektu, a proto tyto údaje jsou, s výjimkou jasných a zdánlivě velkých objektů, informativní.

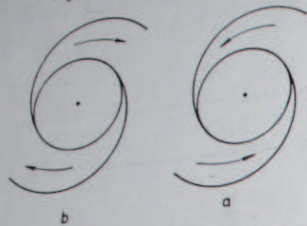
Tabulka 6.9
Hmotnost galaxií

Galaxie	Typ	Hmotnost [$1 = 10^9 M_{\odot}$]
NGC 3379	E1	102
NGC 221	E2	0,5
NGC 5128	S0p	200
NGC 3623	Sa	140
NGC 2146	Sbpec	18
NGC 1068	Sb	27
NGC 5055	Sb	76
NGC 157	Sb	60
NGC 2903	Sb	24
NGC 3556	Sdp	14
NGC 7479	Sc	22
NGC 3504	Sb	9
NGC 1097	Sb	13
Velké Magellanovo mračno	Sm	13

6.12. Smysl rotace galaxií a spirální struktura

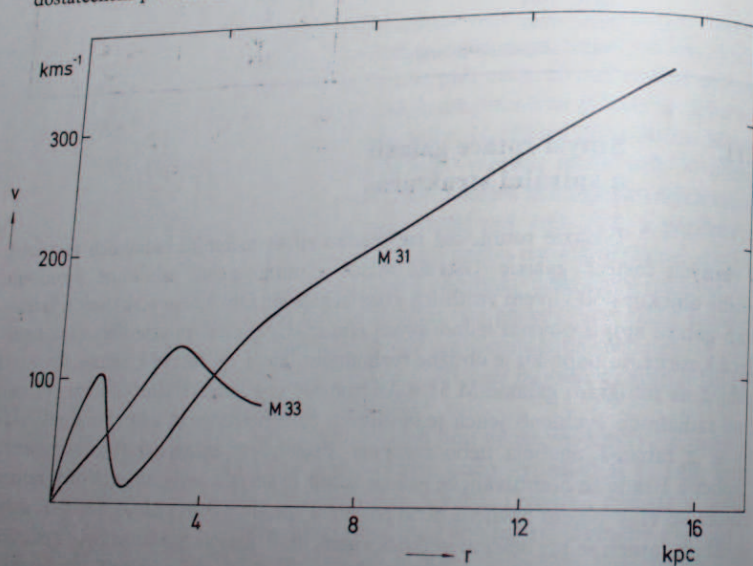
Galaxie rotují, což lze snadno zjistit měřením radiálních rychlostí v různých částech galaxie. Ostatně rotace je nutná, neboť zabraňuje zhroucení celého objektu pod vlivem vnitřních gravitačních sil. Obtížné je však určit u spirálních galaxií smysl otáčení jednotlivých ramen. U spirální galaxie libovolně natočené k zornému paprsku je obtížné rozhodnout, která její část je k nám blíže. Stačí pohled na fotografii galaxie M 31 v Andromedě a je ihned zřejmé, že ani při znalosti radiálních rychlostí jejích jednotlivých částí nelze určit, zda rotuje tak, jako by se z ramena navijela nebo rozvíjela. Průkopníci extragalaktické astronomie Slipher a Baade se domnívali, že galaxie rotují ve smyslu zavíjení spirálních ramen. Přitom se však pojem zavíjení nebo rozvíjení spirály nesmí chápat doslova, neboť struktura ramen se při otáčení prakticky nemění. Proti jejich názoru byly vysloveny četné námitky. Lindblad, známý svými pracemi v dynamice galaxií, upozornil na to, že i kdyby byly původní dráhy hvězd na okraji galaxie téměř kruhové, pak vli-

vem těsných setkání hvězd se tyto dráhy pozmění tak, že se z původní diskové galaxie budou postupně vytvářet útvary se spirálovými rameny. Tvar ramen by činil dojem, jako by se ramena rozvíjela.
V posledních letech však, jak se zdá, převládá názor, že rotace je ve smyslu za-



Obr. 6.23. Smysl pojmu rozvíjení a zavíjení spirálních ramen galaxie. Pokud není bezpečně známa orientace roviny galaxie k zornému paprsku, není možné ani z poměrně přesně určených radiálních rychlostí jednotlivých částí ramen odhadnout, zda se ramena zavíjejí nebo rozvíjejí.

víjení ramen. Nasvědčují tomu pokusy s modelováním galaxií na rychlých samočinných počítačích. V nedávné době byl vypočten vývoj plošných kruhových útvarů obsahujících přibližně 1000 hmotných bodů, přitahujících se vzájemně pouze gravitačními silami. Polohy bodů byly počítány krok za krokem. Výsledky vystupující z počítače byly graficky zobrazeny na obrazovce a snímány na film. Po dostatečném počtu kroků se získal film zachycující velmi zřetelný průběh vzniku



Obr. 6.24. Rotační rychlosti v závislosti na vzdálenosti r od středu u galaxií M 31 \equiv NGC 224 a M 33 \equiv NGC 598.

spirální struktury rotující ve smyslu zavíjení spirály. Zdá se, že stačí pouze vzájemná gravitační působení mezi hvězdami, aby se po určité době vytvořila spirální struktura i v poměrně homogenním útvaru.

Ramena galaxií neobsahují neustále jedny a tytéž hvězdy a mezihvězdná mračna. Je to vyloučeno již s ohledem na diferenciální rotaci. Spirální ramena jsou projevem nahušťování hvězd a mezihvězdné hmoty v určitých místech, kde se při svém oběhu kolem středu galaxie poněkud pozdrží. Vzniká tzv. hustotní vlna, kterou například C. C. Lin vysvětluje tím, že gravitační potenciál (v důsledku nerovnoměrného rozdělení hmoty) má v rovině spirální galaxie určité anomálie, které si lze představit jako mělké potenciální „prohlubně“ spirálního tvaru. Potenciální prohlubeň se otáčí konstantní úhlovou rychlostí, avšak pomaleji než by odpovídalo prohlubeň rychlosti hvězd ve větších vzdálenostech od středu galaxie (pro naši Galaxii je rychlost potenciální prohlubně přibližně $125 \text{ km s}^{-1}/10 \text{ Kpc}$). Přes prohlubeň přecházejí jak hvězdy, tak mezihvězdný plyn a prach. Při výstupu z oblasti potenciální prohlubně jsou hvězdy i částice mezihvězdné hmoty dostiženy dalšími hvězdami a částicemi, a tím vzniká hustotní vlna viditelná jako spirální rameno. Předpokládá se, že v hustotních vlnách jsou příznivé podmínky pro vznik hvězd.

6.13. Vzdálenost galaxií

Metody určení vzdálenosti galaxií jsou založeny na srovnání zdánlivých jasností samotné galaxie nebo význačného objektu v ní s jasností podobných objektů, jejichž vzdálenost je poměrně přesně zjištěna nějakou nezávislou metodou.

Klasickou metodou je určování vzdálenosti pomocí cefeid s použitím závislosti perioda-svitivost (viz kapitola 5.18). Již v r. 1912 odvodila Leavittová pro cefeidy v Magellanových mračnách závislost mezi periodou a střední zdánlivou magnitudou. Jelikož všechny hvězdy v těchto mračnách jsou od nás prakticky stejně vzdáleny, nabízel se myšlenka určit modul vzdálenosti na základě této závislosti.

Hubble použil této metody k odhadu vzdálenosti nejbližších galaxií. Tehdy ovšem nebylo nic známo o vlastnostech hvězd typu RR Lyrae ani typu W Virginis.

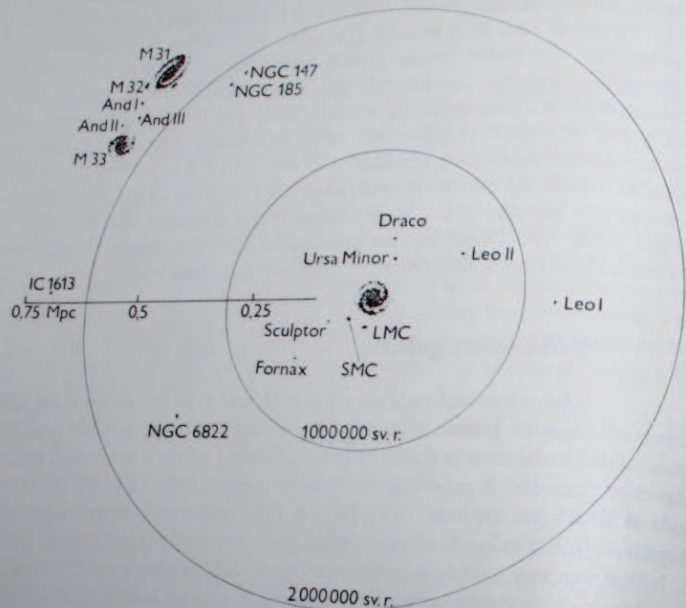
Tabulka 6.10

Vzdálenosti blízkých galaxií

Objekt	Indikátory vzdálenosti	$m - M$	Vzdálenost [Mpc]
Magellanova mračna	Cefeidy, RR Lyrae, novy	19,0	0,05
Systém v Sochaři	RR Lyrae	20	0,08
Systém v Peci	RR Lyrae	22	0,2
M 31, 32, 33	Cefeidy, novy	24,4	0,7
M 51, 81, 101	Cefeidy, novy	27,5	3
Kupa v Panně	Nadobří, kulové hvězdokupy	30,5	12

Původní střední hodnota absolutní magnitudy cefeid byla určena chybně a systematicky chybně byly i odhady vzdáleností galaxií. Teprve po roce 1952 došlo k první revizi původních dat.

Účinnou pomůckou pro určení vzdáleností galaxií jsou novy a supernovy. V galaxiích M 31 a M 33 dosahují novy maximální jasnosti 16 až 17. Vyskytují



Obr. 6.25. Rozmístění nejbližších mimogalaktických objektů do vzdálenosti 0,75 Mpc.

se poměrně často (5 až 15/rok v jedné galaxii). V maximu dosahují absolutní magnitudy -6 až -7 , tj. pro galaxii, jako je M 31, je modul vzdálenosti $m - M = 24$. Pro vzdálenost platí upravený vztah $\log r = 0,2(m - M) + 1$ (r je vyjádřeno v pc); z toho plyne pro vzdálenost M 31 $r = 600$ kpc.

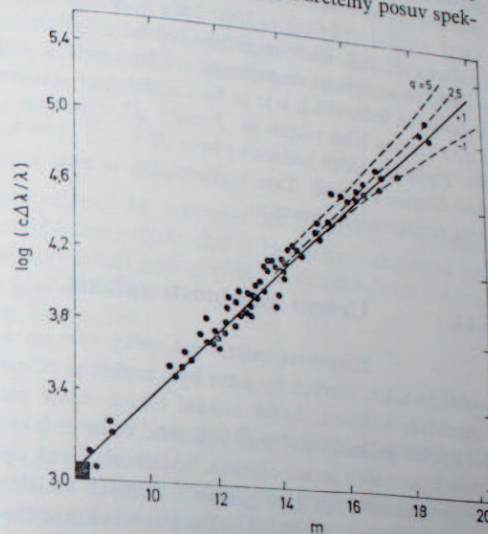
Supernovy typu I mají $M \sim -18$, typu II $M \sim -15$ a září téměř stejně jasně jako galaxie, ve které jsou pozorovány. Modul vzdálenosti $m - M \sim 36$, tj. vzdálenost $r = 10^8$ pc = 100 Mpc, je celkem běžný. Nevýhodou supernov je jejich poměrně vzácný výskyt.

Odhad vzdálenosti podle nejjasnějších hvězd v galaxii je značně nejistý, neboť za jasnou hvězdu může být zaměněna hvězdokupa nebo rozsáhlá emisní mlhovina

apod. Zdá se, že spolehlivější je odhad vzdálenosti u velmi slabých objektů pouze z celkového jasů s porovnáním se zdánlivým jasem bližší galaxie stejného typu.

Hubbleova konstanta

Spektra galaxií informují nejen o průměrném spektrálním typu hvězd v tom kterém objektu, ale současně i o celkové radiální rychlosti. Již v roce 1912 bylo zjištěno, že převážná většina spirálních galaxií jeví zřetelný posuv spek-



Obr. 6.26. Hubbleův vztah pro nejjasnější galaxie v 84 hnízdech galaxií. Malý černý obdélník v levé spodní části diagramu vyznačuje rozsah vzdáleností, ve kterém v roce 1929 Hubble našel po něm nazvaný vztah. Plně vyznačené křivky jsou vztahy pro konstantní hodnoty deceleračního parametru q (viz odstavec 6.22).

trálních čar k červenému konci spektra. Později byl tento rudý posuv ve spektrech galaxií potvrzen a Hubble zjistil korelaci mezi hodnotou posuvu spektrálních čar $z = \Delta\lambda/\lambda$ a vzdáleností, kterou lze vyjádřit jednoduchým vztahem

$$Hr = zc = v, \quad (6.13.1)$$

kde H je tzv. Hubbleova konstanta, c rychlost světla, v radiální rychlost a r vzdálenost. Jestliže hodnota H , vyjádřená v $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, je určena z pozorování radiálních rychlostí a odhadu vzdálenosti blízkých galaxií, pak možno výše uvedený vztah použít i k odhadu vzdálenosti těch galaxií, u kterých je zjištěna pouze velikost rudého posuvu. Konstanta H vyjadřuje o kolik se zvětší radiální rychlost, jestliže se zvětší vzdálenost o jeden megaparsek. Je ovšem zásadní otázkou, zda možno beze zbytku interpretovat rudý posuv galaxií jako Dopplerův jev, vyvolaný radiální rychlostí galaxie. Vztah mezi vzdáleností a hodnotou zc pro $z > 1$ je problematický a nutno jej interpretovat s ohledem na metriku vesmíru (viz kapitolu 6.22).

Hubbleova konstanta závisí na stupnici vzdálenosti galaxie a prodělala v posledních letech značné změny. Původní hodnota z dvacátých let byla $500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, v roce 1952 po opravě absolutních magnitud cefeid klesla na $250 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Van de Bergh v roce 1970 kriticky hodnotil devět různých metod a dospěl k střední hodnotě $H = (95 \pm 15) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Sandage dospěl z intenzit mračen ionizovaného vodíku v bližších galaxiích k hodnotě $H = (82 \pm 18) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, a později další revizi k hodnotě $55 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Nejistota v určení H neplyne pouze z chyby modulu vzdálenosti, ale i z toho, že radiální rychlosti mají poměrně velký rozptyl přibližně $\pm 1000 \text{ km s}^{-1}$. V současné době možno pouze říci, že hodnota H leží někde mezi $50\text{--}100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Jestliže se vyjádří megaparsek v kilometrech ($\sim 10^{19}$), pak $1/H$ je vyjádřeno v časových jednotkách a je to formálně pojaté stáří vesmíru odvozené z předpokladu stálého jeho rozpínání. Jestliže $H = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, pak $H^{-1} = 10^{10}$ let. Podle novějších hodnot by bylo $H^{-1} \sim 2 \cdot 10^{10}$ let, tedy přibližně pětinašobek stáří Slunce a Země. Tato hodnota, jak se zdá, je pravděpodobně horní hranicí stáří pozorovaného vesmíru.

6.14. Určení hmotnosti galaxie

Hmotnost galaxie má velký význam a nepochybně patří mezi základní data, bez kterých by sotva bylo možno si učinit přesnější představu o vývoji a struktuře vesmíru. Avšak získání tohoto údaje patří mezi nejobtížnější úkoly. U blízkých galaxií, které mají relativně velké úhlové rozměry, lze odhadnout celkovou hmotnost z rotace objektu. Spektroskopická měření umožňují zjistit radiální rychlost jednotlivých částí galaxie v různých vzdálenostech od jádra. Lze použít optického spektra, například některé ostré emisní čáry vznikající v mezihvězdném plynu galaxie (nikoli tedy v mezihvězdném prostředí naší Galaxie), nebo i v radioastronomickém oboru emise neutrálního vodíku na čáře 21 cm. Z radiálních rychlostí je možné určit rotaci galaxie. Skutečná rotační rychlost v_R ve vzdálenosti R od jádra galaxie, která je skloněna k zornému paprsku o úhel i , je $v_R = v'_R \sec i$, jestliže v'_R je naměřená radiální rychlost. Doba jedné otočky je

$$P_R = \frac{2\pi R}{v_R} \quad (6.14.1)$$

Měření ukazují, že galaxie v blízkosti jádra rotují jako pevné těleso, kdežto okrajové partie galaxií obíhají kolem středu přibližně podle Keplerových zákonů, zcela obdobně, jako rotuje naše Galaxie. Úhlová rychlost je až do určité vzdálenosti konstantní, okamžitá rychlost roste úměrně se vzdáleností od jádra. Ve vzdálenostech, kde se již uplatňuje keplerovský pohyb, je rotační rychlost maximální a pozvolna opět se vzdáleností od jádra klesá. Například u známé galaxie M 33 se až do zdánlivé vzdálenosti $15'$ uplatňuje rotace pevného tělesa, tedy až do oblasti spirálních ramen.

Doby rotace zřetelně závisí na typu galaxie. Doba otočky v místech maximální rychlosti je u eliptických galaxií 5 až 10 miliard let. Spirální galaxie typu Sc nebo Sbc rotují s periodou 10^8 let.

Rychlost rotace i závislost rychlosti na vzdálenosti od jádra závisí jak na celkové hmotnosti, tak i na rozložení hmoty v dané soustavě. Byla navržena řada modelů pro Galaxii (nejznámější jsou Schmidtův nebo Perkův), které lze použít k teoretickému určení rotační rychlosti v různých vzdálenostech od centra. Porovnáním těchto modelů se skutečným průběhem rotační rychlosti se stanoví (v podstatě pouze odhadem) pravděpodobná hmotnost zkoumané galaxie.

Pro shluk galaxií je možno odhadnout horní hranici hmotnosti jednotlivých členů tohoto shluku za předpokladu, že dvojnásobek kinetické energie E_k se rovná potenciální energii E_p celého systému, tedy

$$2E_k + E_p = 0$$

čili

$$mv^2 = GMm/r,$$

(6.14.2)

kde m je hmotnost jednotlivé galaxie, M hmotnost celého shluku, v průměrná rychlost galaxií vzhledem k těžišti shluku (přibližně je to střední odchylka od průměru z pozorovaných radiálních rychlostí jednotlivých galaxií náležejících k shluku) a r je průměrná vzdálenost galaxie od těžiště.

Z toho lze odvodit hodnotu M , neboť

$$M = \frac{v^2 r}{G}$$

(6.14.3)

a podělením M počtem členů soustavy se obdrží průměrná hodnota m pro jednotlivou galaxii ve shluku.

Tato metoda však vede k mnohem větším hmotnostem nejen celkového shluku, ale i jednotlivých galaxií v něm, než jiné metody. Příčina je nejpravděpodobněji v tom, že výše uvedený předpoklad neplatí, neboť galaxie zřejmě netvoří stabilní soustavu a kinetická energie je podstatně větší, než by měla být. Nelze zde vyloučit ani účinek mezigalaktické hmoty, která gravitační potenciál celého shluku podstatně zvyšuje, nepřispívá však k pozorovatelnému množství hmoty.

Z hlediska vývoje galaxie je zajímavý poměr hmota-svitivost $f = M/L$, tj. míra vydatnosti veškeré hmoty v soustavě jako světelném zdroji. Pro Slunce je $f = 1$, pro objekty zářící vydatněji je $f < 1$, neboť $L \sim M^3$. Pro zdroje méně vydatné je $f > 1$. Například nadobří obsahují přibližně desetkrát více hmoty, ale jejich svítivost je tisíckrát vyšší. Proto poměr $M/L \sim 0,01$. Naproti tomu hvězda o hmotnosti $0,1 M_\odot$ a $10^{-3} L_\odot$ má $f \sim 100$. U hvězdných soustav přispívá každá hvězda svým dílem k celkové hmotě a k celkové svítivosti a f pro celou soustavu naznačuje, které hvězdy v ní převládají.

Eliptické galaxie mají zpravidla vysoké hodnoty kolem 100; tyto hodnoty klesají na 10 u spirál Sb a na 1 u nepravidelných galaxií. Dalo by se proto očekávat, že kulové hvězdokupy, jejichž populace patří ke kulové složce, právě tak jako populace

6.16.

Místní skupina galaxií

Galaxie a mlhovina v Andromedě (M 31) jsou největšími členy lokální skupiny galaxií, do kterých se počítá přibližně 17 hvězdných soustav včetně obou Magellanových mračen (viz tabulka 6.11). Jsou zde zastoupeny všechny typy

Tabulka 6.11

Místní skupina galaxií

Člen skupiny	Hubbleův typ	Průměr		Vzdálenost [kpc]	m _{pe}	Radiální rychlost [km/s]
		úhlový [']	lineární [kpc]			
Galaxie	—	—	25	10	—	—
VMM*	Ir	250	8	48	0,6	+276
MMM**	Ir	320	5	57	2,5	+168
M 31	Sb	210	42	680	4,6	-280
M 33	Sc	70	14	720	6,6	-170
M 32	Sc	8	—	—	9,1	-210
NGC 205	E2	16	—	—	9,1	-340
Sculptor systém	dE5	50	—	—	8,9	—
Formax systém	dE	60	—	190	9,0	+149
NGC 6822	dE	20	4	660	9,5	-100
NGC 147	Ir	12	—	—	10,7	—
NGC 185	dEpec	11	—	—	10,4	-270
IC 1613	dEpec	20	4	690	10,0	-235
Leo I	Ir	17	—	—	—	—
Leo II	dE4	15	—	230	—	—
Draco systém	dE	15	—	67	—	—
UMi systém	E	15	—	67	—	—
IC 10	E	40	—	—	—	—
IC 342	Ir	5	—	—	—	-340
NGC 6946	Sc	40	—	—	—	-20
Leo III	Sc	8	—	—	11,1	-100
Sextans	Ir	—	—	—	—	—
NGC 300	Ir	—	—	—	—	+371
Maffei (infračervený objekt)	Sd	30	—	—	10,0	—
		0,5	—	1000	11,0	—

* Velké Magellanovo mračno.

** Malé Magellanovo mračno.

s výjimkou obřích eliptických mlhovin (malých eliptických je zde celkem 10). Většina objektů jsou trpasličí galaxie, jen dvě mají průměr nad 5 kpc a dvě přes 20 kpc. Skutečný počet členů místní skupiny je však nejistý. Za zmínku stojí však dvě galaxie, které v nedávných letech byly objeveny Maffeiem a mají po něm jméno. Jsou obě dvě v souhvězdí Persea poblíž Mléčné dráhy. Byly objeveny teprve nedávno, poněvadž jejich světlo je značně oslabeno mezihvězdným prachem (mezi-

hvězdná absorpce zde činí až 5 magnitud). Objev byl ve skutečnosti učiněn v blízkém infračerveném oboru spektra. Původně se soudilo, že jde o členy místní skupiny, avšak zdá se, že galaxie Maffei 1, která je jasnější než Maffei 2, je gigantická eliptická galaxie a její vzdálenost bude přibližně 2,7 Mpc, to znamená téměř třikrát dále, než jsou nejvzdálenější členové místní skupiny. Jestliže však by hranice místní skupiny se rozšířily až na vzdálenost 3 Mpc, pak by do místní skupiny náležely i některé velké eliptické galaxie (konkrétně NGC 404), které jinak v místní skupině scházejí. Význam místní skupiny galaxií je především v tom, že podrobným studiem jednotlivých členů lze získat jakési vzorky pro posuzování vzdálenějších objektů. Klasickým příkladem je mlhovina v Andromedě, u které se poprvé podařilo na základě pozorování rozpoznat dvě základní populace typické pro spirálovou galaxii. Studium Magellanových mračen se dospělo například k známému vztahu mezi svítivostí a periodou u cefeid, který byl pak použit jako indikátor vzdálenosti.

Naše Galaxie a skupina kolem M 31 v Andromedě zahrnují prakticky veškerou hmotu místní skupiny. Ze známé vzdálenosti a rychlosti lze odhadnout stabilitu systému:

$$M_{\text{Gal}} = 10^{11} M_{\odot}$$

$$M_{\text{And}} = 4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$$

$$\text{vzájemná vzdálenost} \quad r = 600 \text{ kpc}$$

$$\text{vzájemná rychlost} \quad v = 125 \text{ km s}^{-1}$$

$$\text{vzdálenost Galaxie od společného těžiště} \quad r_1 = 480 \text{ kpc},$$

$$v_1 = 100 \text{ km s}^{-1}$$

$$\text{vzdálenost M 31} \quad r_2 = 120 \text{ kpc}, \quad v_2 = 25 \text{ km s}^{-1}.$$

Z toho pro potenciální energii E_p a kinetickou energii E_k plyne

$$E_p = -G(M_{\text{Gal}} + M_{\text{And}}) r^{-1} = -6 \cdot 10^{50} \text{ J},$$

$$2E_k = M_{\text{Gal}} v^2 + M_{\text{And}} v^2 = 25 \cdot 10^{50} \text{ J},$$

$$E_p + 2E_k \gg 0.$$

Systém je tedy nestabilní a rozpadá se.

Magellanova mračna

Dvě nejbližší galaxie jsou Velké (VMM) a Malé (MMM) Magellanovo mračno. Často jsou považována za satelity Galaxie.

Obě mračna jsou klasifikována jako nepravidelné galaxie, ačkoli zejména ve VMM je patrná jistá struktura, a to jasná příčka, kolem níž se vinou dvě spirální ramena (jedno bohaté na hvězdy). Na strukturu MMM není jednotný názor, i když je dosti pravděpodobné, že obě mračna jsou si do značné míry podobná. Jejich celková zdánlivá jasnost je větší než jasnost M 31 v Andromedě.

Hvězdy obou mračen patří do ploché složky a zdá se, že ve VMM jsou mladší než v MMM. Ve VMM bylo také zjištěno větší množství ionizovaného vodíku a prachu. Objekty kulové složky jsou vzácnější, přestože jsou známy kulové hvězdo-

kupy a proměnné typu RR Lyrae. Jak se zdá, i kulové hvězdokupy ve VMM jsou v průměru mladší než podobné objekty v naší Galaxii.

Měření čáry neutrálního vodíku na 21 cm ukázalo, že zvláště v MMM je velmi rozsáhlá oblast neionizovaného plynu. Z pozorované intenzity záření a rozlehlosti zářící oblasti bylo určeno celkové množství vodíku na $6 \cdot 10^8 M_{\odot}$ ve VMM a na $4 \cdot 10^8 M_{\odot}$ ve MMM. Mezihvězdná hmota byla pozorována i na delších vlnách od 50 cm do 3,5 m a zjistilo se, že obě mračna jsou spojena tenkým plynným mostem.

Rotace odvozená z optických a rádiových pozorování nasvědčuje tomu, že VMM rotuje rychle v rovníkové oblasti a mnohem pomaleji v oblastech vzdálenějších od roviny symetrie. Optická pozorování se vztahují na emisní mlhoviny, které leží blízko roviny symetrie, a proto vedou k vysokým hodnotám. Rádiová pozorování jsou středními hodnotami pro celý zorný paprsek, který prochází i oblastmi s nižšími rychlostmi. Proto jsou zřejmě rychlosti z optických pozorování správnější.

6.17. Kvasary

Pokrok astronomie znamená významné podněty i pro jiné vědy, především pro fyziku. Jedním z takovýchto významných objevů z šedesátých let je nepochybně objev objektů, pro které se v literatuře ustálilo označení kvasary (quasar - vzniklo zkrácením quasi-stellar objects), dobře vystihující významnou vlastnost těchto objektů - totiž to, že jsou to objekty většinou hvězdného vzhledu, které možno v některých případech identifikovat jako zdroje záření v dlouhovlnném oboru, tedy v oboru radioastronomických frekvencí.

V roce 1960 byly poprvé pomocí radiointerferometru získány údaje o poloze zdrojů rádiového záření s přesností $\pm 5''$ v obou souřadnicích. Rádiový zdroj katalogizovaný pod označením 3C 48 byl identifikován na snímku pořízeném pětimetrovým dalekohledem na Mt Palomaru jako hvězdný objekt 16. magnitudy. Stručné označení kvasarů je QSO a jestliže jsou zároveň silnými zdroji rádiového záření, zkracuje se jejich označení QSS (quasi stellar sources).

V současné době je známo téměř 200 těchto zajímavých objektů. Většinou jsou to objekty velmi slabé, nejjasnější je přibližně 12., ostatní 16. až 19. hvězdné velikosti. Hlavní vlastnosti kvasarů jsou:

a) Projevují se jako hvězdné objekty, z nichž některé jsou zdroji rádiového záření velmi malých úhlových rozměrů (rádiové záření kvasarů není typickou vlastností, ale spíše výjimkou). Úhlové rozměry jsou menší než $1''$. Některé jsou provázány velmi slabou mlhovinou.

b) Radioastronomicky je jejich úhlový rozměr menší než $0'',001$, některé jsou radioastronomicky podvojně objekty.

c) Mírně proměnná jasnost a současně u některých sekulární pokles jasnosti.

d) Mají nadbytek energie v ultrafialovém oboru spektra, zároveň však některé projevují i relativně intenzivní záření v infračervené oblasti spektra.

e) Ve spektrech jsou široké emisní čáry doprovázené někdy i užšími absorpčními čarami.

f) Spektrální čáry mají velký rudý posuv.

g) Několik objektů má silnou proměnnou polarizaci světla.

Vedle vlastní identifikace kvasarů bylo dalším velmi obtížným experimentálním úkolem určení spektrálních čar, které při zběžné prohlídce neodpovídaly žádným běžným čarám ve hvězdném spektru.

Jejich identifikace se povedla teprve, když se přijal předpoklad značného posunu čar k červenému konci spektra. V roce 1963 se podařilo M. Schmidtovi identifikovat emisní čáry v objektu označeném 3C 273 (tj. objekt č. 273 ve třetím Cambridžském katalogu rádiových zdrojů). Šlo ve skutečnosti o vodíkové čáry Balmerovy série H_{β} až H_{γ} , které však byly značně posunuté do červeného konce spektra. Posuv čar z Balmerovy série vodíku H_{α} a H_{β} v nejjasnějším kvasaru 3C 273 odpovídá

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0,158.$$

Spektrum tohoto objektu vykazuje široké emisní čáry vodíku H_{α} , H_{β} , H_{γ} , zakázané čáry kyslíku [O II] a [O III], neonu Ne III, Ne V a dvakrát ionizovaného hořčíku Mg II a uhlíku C III a C IV, všechny pochopitelně posunuté směrem do červeného konce spektra. Čáry dvakrát ionizovaného hořčíku v ultrafialové oblasti normálně nepozorovatelné (vzhledem k absorpci v zemské atmosféře) jsou zde posunuty do pozorovatelné oblasti spektra.

Dnes je však známa řada objektů, u nichž $z > 1$ a maximální hodnota $z = 3,5$. Vodíková čára Lymanovy série L_{α} (laboratorní vlnová délka 121,6 nm) je posunuta do viditelného oboru spektra, kde je pozorovatelná jako jasná emisní čára u $\lambda = 450$ nm.

Vedle emisních čar byly pozorovány i absorpční čáry, u kterých posuv byl poněkud menší než u emisních, což lze interpretovat jako přítomnost chladnější obálky plynů obklopující kvasar, která však má rozdílnou radiální rychlost vzhledem k pozorovateli (například se rozpíná a vzdaluje od kvasarů). Struktura těchto obálek zřejmě není jednoduchá o čemž svědčí, že v ojedinelém případě lze nalézt absorpční čáru rozštěpenou až na sedm komponent, z nichž každá náleží obálce s různou radiální rychlostí.

Je pochopitelné, že při velkých posuvech čar, kdy naměřená vlnová délka λ se liší od laboratorní λ_0 , $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ o více než 10 % hodnoty λ_0 , tedy

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \geq 0,1,$$

není možno použít klasický Dopplerův vztah, tj. $z = \Delta\lambda/\lambda_0 = v/c$. Pokud by objekt s velkým z byl v naší Galaxii nebo v její blízkosti, kdy geometrie vesmíru,

ti, časoprostoru nehraje podstatnou úlohu, je možno použít pro vztah mezi z a v výraz

$$1 + z = \left(\frac{v + c}{c - v} \right)^{1/2} \quad (6.17.1)$$

To znamená, že objekt, pro který by $z = 1$, by se pohyboval rychlostí $v = 0,6c$ a pro $z = 2$ je $v = 0,8c$. Velmi naivní a nepřipustné by bylo použít pro odhad vzdálenosti r klasického Hubbleova vztahu, kdy $v_r = Hr$, kde H je Hubbleova konstanta vyjádřena například hodnotou $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. V takovém případě pro $v_r = 0,8c = 240\,000 \text{ km s}^{-1}$ by vycházela vzdálenost $r = 2400 \text{ Mpc} = 8 \cdot 10^6$ světelných let.

Ovšem tímto způsobem nelze určovat vzdálenost světelného zdroje, který je v kosmologické vzdálenosti a kdy nutno vzít v úvahu metriku časoprostoru (viz kap. 6.22).

Hmotný objekt má v této časoprostorové metrice souřadnice, které jsou s objektem pevně svázány a jsou stále. Vzdalování objektu od pozorovatele je závislé na veličině $R(t)$, což je funkce času a škálový faktor. (V populárním přirovnání kladně zakřiveného dvojrozměrného vesmíru k povrchu balónu je $R(t)$ poloměr balónu.) Čtyřrozměrná vzdálenost dvou jevů (tj. v prostoru a času) je v této metrice dána vztahem

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) du^2, \quad (6.17.2)$$

kde dt je časový rozdíl mezi dvěma událostmi (například začátku a konce světelného signálu), c rychlost světla. $R^2(t) du^2$ je v podstatě metrika trojrozměrného homogenního izotropního prostoru. Kdyby se veličina R neměnila s časem, tj. vesmír by se nerozpínal a neměnil by zakřivení, pak Ru by odpovídalo vzdálenosti mezi dvěma body. Lze snadno zjistit, že tomu tak není, je-li $R(t)$ funkcí času. Je-li nějaký světelný signál ze vzdálené galaxie zachycen pozorovatelem v okamžiku $t_0 + \Delta t_0$, je zřejmé, že byl vyslán v okamžiku $t_1 + \Delta t_1$, který t_0 předcházela. Vzhledem k rozdílu metriky v časech t_0 a t_1 , tj. $R(t_0) du$ a $R(t_1) du$, je zřejmé, že pozorovaný interval Δt_0 bude různý od Δt_1 . Z úvah plynoucích z vlastností metriky časoprostoru v obecné relativitě, lze pro dráhu světelného signálu položit $ds = 0$ a du v rovnici (6.17.2) možno nahradit konstantním parametrem vyjadřujícím vzdálenost. Z toho plyne, že pro poměr intervalů Δt_0 a Δt_1 platí

$$\frac{\Delta t_0}{\Delta t_1} = \frac{R(t_0)}{R(t_1)}, \quad (6.17.3)$$

tedy poměr délky časových intervalů je rovný poměru veličin $R(t)$ v okamžiku příjmu signálu pozorovatelem a v okamžiku vyslání. Jelikož pozorovatel zachytí v intervalu Δt_0 týž počet kmitů, jaký byl vyslán v intervalu Δt_1 , platí pro frekvenci pozorovanou ν_0 a vyslanou ν_1 vztah

$$\nu_0 \Delta t_0 = \nu_1 \Delta t_1. \quad (6.17.4)$$

Ze vztahu pro vlnovou délku platí

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} = \frac{\Delta t_0}{\Delta t_1} = \frac{R(t_0)}{R(t_1)}, \quad (6.17.5)$$

kde λ_1 je vlnová délka vyslaná a λ_0 vlnová délka přijatá a jsou v témže poměru jako veličiny $R(t_0)$ a $R(t_1)$, určující metriku prostoru v čase t_0 a t_1 .

Jestliže časový interval $t_0 - t_1 = dt$ je velmi malý (nezaměnit s výrazem Δt v předchozí úvaze), tedy signál je vyslán z blízkého objektu, pak platí

$$1 + z = \frac{R(t_0)}{R(t_0 - dt)} \simeq 1 + dt \frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)}. \quad (6.17.6)$$

Současně lze i pro rudý posuv použít klasického Dopplerova vztahu $z = v/c$, cdt lze považovat za vzdálenost. Pak platí

$$v = c dt \frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)}, \quad (6.17.7)$$

což není nic jiného než Hubbleův vztah, neboť

$$\frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)} = \frac{dR(t)}{dt} = H(t), \quad (6.17.8)$$

Hubbleova konstanta $H(t)$ je zde jako funkce času. V takovém případě je radiální rychlost v vhodným parametrem vzdálenosti. Jestliže však $z > 0,1$, pak není možno tohoto způsobu použít. Kosmologickou vzdálenost tělesa pouze z rudého posuvu nelze určit. Bylo by totiž nutno znát průběh funkce $R(t)$, která pro reálný vesmír není známa.

Známe-li pouze rudý posuv objektu a funkce $R(t)$ není známa pro reálný vesmír, nelze se o objektu mnoho dovědět. Kdyby byl znám časový okamžik, kdy byl vyzářen signál, bylo by možné pomocí rudého posuvu odvodit funkci $R(t)$. Možno zatím pouze říci, že v okamžiku vyzáření signálu byla ve vesmíru hustota větší, a to $(1 + z)^3$ krát větší než dnes.

Nepřímá metoda odhadu vzdálenosti je optická nebo rádiová jasnost zdroje, která může být měřítkem vzdálenosti zdroje. Avšak rudý posuv sám má vliv na zdánlivou jasnost (vzdalující se zdroj je slabší než nehybný zdroj téže svítivosti). Metrika vesmíru má vliv i na úhlové velikosti vzdálených objektů, a tudíž ani zdánlivý rozměr není spolehlivým ukazatelem velkých vzdáleností. U kvasarů, všechny tyto problémy vystupují v plné míře, a tudíž otázka jejich vzdálenosti není uspokojivě vyřešena. Vyskytuje se i domněnka, že rudý posuv kvasarů má dvě složky, tj. $1 + z = (1 + z_a)(1 + z_b)$, kde z_a je posuv odpovídající Hubbleově vztahu pro galaxii a z_b posuv, který není gravitačního původu. Svítivost kvasarů v takovém případě by byla přibližně 10^{36} J s^{-1} .

Poněkud příznivější situace je s odhadem rozměrů těchto objektů. V kratších časových intervalech (dnech a měsících) je možno zjistit kolísání intenzity záření

jak v optickém, tak i v rádiovém oboru. Z toho plyne, že objekty nemohou být příliš rozměrné a mají zřejmě rozměry srovnatelné s délkou dráhy, kterou světlo přelétá za časový interval změn, tedy přibližně $1/10$ roku $\approx 0,03$ pc $\approx 10^4$ astronomických jednotek. Jde tedy zřejmě o objekty velmi malé v porovnání s rozměry průměrných galaxií. Pokud kvasary jsou v kosmologických vzdálenostech, pak vyzářená energie musí být větší nebo alespoň srovnatelná se zářivostí velké galaxie.

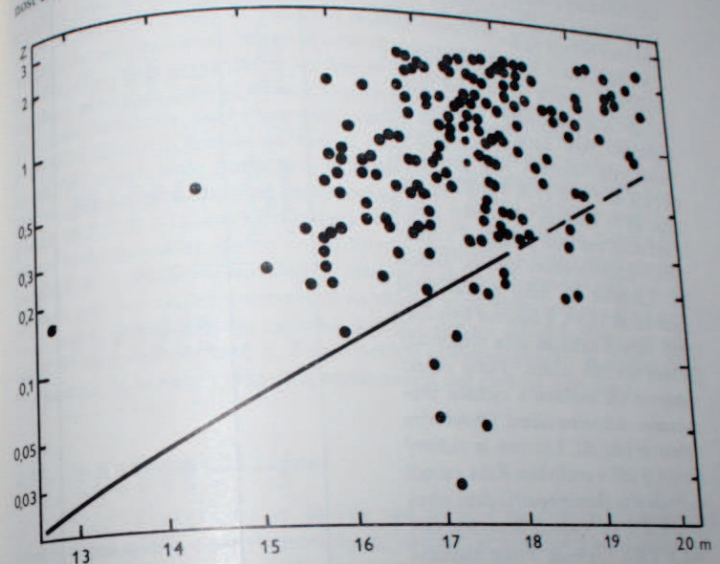
Je pochopitelné, že výklad vzniku značné energie v malém objemu naráží na četné obtíže. Byla vyslovena řada hypotéz, které však všechny mají značné slabiny, a některé již byly opuštěny. Nejvýznamnější z těchto hypotéz lze shrnout do několika základních myšlenek:

- a) Kvasar je těleso větších rozměrů o hmotnosti 10^6 až $10^7 M_{\odot}$, které je gravitačně nestabilní a hroustí se do svého vlastního středu. Tento gravitační kolaps zažehne uvnitř tělesa bouřlivou jadernou reakci doprovázenou nárazovou vlnou šířící se z tělesa ven, která ještě více zvětšuje teplotu vyšších vrstev. Takový děj by uvolnil energii přibližně 10^{61} J, přibližně 10 % této energie by bylo vyzářeno ve formě elementárních částic pohybujících se relativistickými rychlostmi. Šlo by tedy o jakousi *nad*supernovu!
- b) Jde o nukleární explozi tělesa o hmotě 10^8 Sluncí při velmi rychlém procesu $H \rightarrow He$.
- c) Jde o velmi hustou hvězdkupu, ve které dochází velmi často k přímým srážkám hvězd a kinetická energie hvězd se mění v energii zářivou.
- d) Jde o nevelká superhustá tělesa (o hustotě 10^{14} g cm⁻³) ve vzdálenostech cca 10 Mpc, tedy vzdálenostech bližších galaxií. Velký rudý posuv emisních čar ve spektrech kvasarů by bylo možno vysvětlit hroustící se hmotou v blízkosti tělesa a gravitačním účinkem by bylo možno vysvětlit rudý posuv absorpčních čar. Z obecné teorie relativity pro posuv spektrálních čar lze odvodit, že $z = GM/Rc^2$, kde M je hmotnost tělesa, R jeho poloměr a c rychlost světla. Vysvětlení rudého posuvu tímto způsobem předpokládá hmotnost kvasarů $M = 10^{12}$ hmot Sluncí.
- e) Kvasary nejsou vzdálené objekty, nýbrž náleží do naší Galaxie (tzv. lokální hypotéza). Vznikly explozí v centru Galaxie a jednotlivé části hmoty obrovskou rychlostí unikají do mezgalaktického prostoru. V takovém případě by ovšem svítivost kvasarů byla podstatně nižší, než se běžně předpokládá.

Avšak není znám mechanismus, který by jednotlivým tělesům udělil tak velké urychlení. Mimo to, by bylo možno pozorovat v sousedních galaxiích kvasary, z nichž některé by se přibližovaly velkou rychlostí k nám. Dosud však nic takového pozorováno nebylo.

Jako možný zdroj energie byla uvažována anihilace hmoty vznikající ze srážek hvězd, složených z hmoty a antihmoty. Například při proton-antiprotonové anihilaci vzniká intenzivní γ záření, neutrino, relativistické elektrony a pozitrony s energií řádově 100 MeV. Anihilací hmoty odpovídající hmotnosti 1 Slunce by (bez neutrín) vznikala energie přibližně 10^{32} W, za předpokladu, že by děj probíhal poměrně dlouho.

Jiná hypotéza předpokládá, že kvasary jsou pulsary, ale podstatně větších rozměrů. Rychle rotující těleso může za určitých předpokladů vyzářovat velké množství energie, ovšem na úkor úhlového momentu. Znamenalo by to ovšem, že životnost kvasarů je časově omezena.



Obr. 6.27. Vztah mezi zdánlivou magnitudou a rudým posuvem $z = \Delta\lambda/\lambda$ pro kvasary. Písná čára je Hubbleův vztah pro nejjasnější skupiny galaxií. Zdácnlivá jasnost kvasarů nejví prakticky žádnou výraznou závislost na hodnotě z a nevyhovuje Hubbleovu vztahu.

Kvasar 3C 273 právě tak jako 3C 48 vykazuje pozvolný pokles jasnosti přibližně $0,4^m$ za jedno století. Za předpokladu exponenciálního poklesu jasnosti je možno odhadnout životní dobu tohoto objektu na $2 \cdot 10^9$ let.

Názory na fyzikální podstatu kvasarů nejsou v současné době ustáleny. Význačným kvasarem je například již zmíněný 3C 273, který má nejméně dvě složky A a B ve zdánlivé vzájemné úhlové vzdálenosti $20''$. Další dvě složky C a D byly zjištěny ve vzdálenosti $0'',002$ a $0'',0004$ od složky B.

* Interferometrické měření rádiových zdrojů na dlouhých základnách umožňuje rozlišovací schopnost lepší než 10^{-3} obloukové vteřiny. U kvasaru 3C 279, který je zřejmě též podvojný, byla zjištěna velmi značná změna v zdánlivé úhlové vzdálenosti složek. Zdá se však, že není možno tento jev interpretovat jako vzájemné vzdalování obou složek rychlostí větší než rychlost světla.

Složka A má v rádiovém oboru zdánlivý průměr přibližně $2''$ a v optickém se projevuje jako slabá mlhovina, kdežto objekt B je bodový (radioastronomický zdánlivý průměr $< 0,5''$) a v optickém oboru spektra se projevuje jako hvězda $12,6^m$.

Vedle kvasarů bylo zjištěno několik objektů, o kterých se původně myslelo, že jsou například proměnnými hvězdami jako např. BL Lacertae, která byla objevena jako proměnná hvězda již v roce 1929. Později se ukázalo, že je zdrojem rádiového záření a vykazuje značnou polarizaci v optickém i rádiovém oboru spektra. Jasnost BL Lacertae se mění nepravidelně mezi 12 až $15,5^m$, a dokonce byly zjištěny variace několika setin magnitudy během několika minut. Tento objekt vykazuje též značnou a rychlou proměnnost rádiového záření. Obdobným objektem jako BL Lacertae je rádiový zdroj OJ 287 v souhvězdí Raka a soudí se, že do této skupiny patří i další zdroje ON 231 ve Vlasech Bereniky, ON 325 a PKS 1514-24. Podle hlavního zástupce nazývají se někdy tyto objekty laseridy. První dva z těchto dalších objektů projevují se na fotografiích jako hvězdné objekty, kdežto PKS 1514-24 je s velkou pravděpodobností galaxie typu N. Pomocí radiointerferometru se zjistilo, že zdroje BL Lacertae a OJ 287 jsou radioastronomické zdroje velice malých úhlových rozměrů. Jejich lineární rozměry nejsou známy, jelikož není známa vzdálenost. Lze jen říci, že lineární velikost celého zdroje patrně nebude větší než průměr malé kompaktní galaxie (pokud ovšem tyto objekty leží skutečně mimo naši

Tabulka 6.12

Pozorovací data vybraných kvasarů

Objekt	m_e	U-B	B-V	z	Vzdálenost [Mpc] ($H_0 = 100$)*	Intenzita (178 MHz) Jy	Index n ($S \sim \nu^n$)
3 C 273 B	12,8	-0,85	0,21	0,158	470	67	-0,1
3 C 48	16,2	-0,58	0,42	0,367	1 100	47	
3 C 47	18,1	-0,65	0,05	0,425	1 280	26,4	
3 C 345	16,8	-0,50	0,29	0,594	1 780	10,0	
3 C 446	18,39	-0,90	0,04	1,403	4 200	17	0,5
3 C 9	18,21	-0,76	0,23	2,012	6 000	15,0	0,9
PKS 0237	16,63	-0,61	0,15	2,223	6 650		proměnný

* Vzdálenost je odhadnuta za předpokladu, že Hubbleova konstanta $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Není jisté zda tyto vzdálenosti jsou reálné.

6.18.

Kosmické záření

V astrofyzice se obvykle pod pojmem kosmické záření označují proudy velmi rychle se pohybujících částic, jako jsou protony, jádra helia (α částice) a jádra těžších prvků, které možno registrovat ve velkých výškách nad zemským povrchem nebo v kosmickém prostoru. To je podle vžitě terminologie primární složka kosmického záření (dále označováno zkratkou K. Z.). Na povrchu Země se registruje převážně sekundární složka, tj. spršky částic, které vznikly interakcí primární složky se zemskou atmosférou. Astrofyzikálně významná je však složka primární, a proto další výklad se netýká složky sekundární.

Částice s energií nižší než $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$ představují měkké záření. To je značně ovlivněno geomagnetickým polem Země a interakcí s meziplanetární a mezihvězdnou hmotou. Dostupná měření ze stratosféry, satelitů a kosmických sond prozatím dávají jen velmi hrubý obraz o K. Z., v rozmezí energií $10^8 \text{ eV} = 1$ až 10^9 GeV .

Studium stop, které zanechávají částice K. Z. např. ve speciálních fotografických emulzích, bylo možno odhadnout atomové číslo Z , a tím poměrně přesně určit relativní zastoupení jednotlivých prvků (viz tab. 6.13).

Nadbytek lithia, beryllia, boru v kosmickém záření je nesporně zajímavý. Svědčí o tom, že v mezihvězdném prostředí probíhají nukleární reakce a konečné pro-

Galaxií). Na snímcích, pořízených 5metrovým dalekohledem, BL Lacertae se projevují jako mlhavá hvězda, což by podporovalo domněnku, že jde o kompaktní galaxii. Pozoruhodný je naprostý nedostatek čar ve spektru. Rozdělení spektrální intenzity BL Lacertae a ostatních příbuzných objektů v infračerveném oboru má podobný průběh jako například u kvasarů 3C 273. Rozdělení intenzity v rádiovém oboru je poněkud odlišné od kvasarů a je pravděpodobně, že část záření vzniká netepečelným mechanismem. Nicméně celkový charakter těchto objektů naznačuje, že může jít o objekty podobné kvasarům. Je možné, že kvasary nejsou nic jiného než jádra některých galaxií, přičemž kvasary kompaktního typu jsou obdobné objekty jako Seyfertovy nebo kompaktní galaxie. Naproti tomu kvasary, které jeví podvojnou strukturu, jsou ve skutečnosti velmi vzdálené eliptické galaxie. To vše by značně podporovalo domněnku, že kvasary jsou mimogalaktické objekty a jejich vzdálenosti jsou skutečně kosmologické. Toto tvrzení potvrzuje například kvasar PKS 2251+11, který se promítá na obloze do oblasti shluku galaxií a má stejnou hodnotu rudého posuvu $z = 0,33$ jako tyto galaxie, a je tedy velmi pravděpodobně, že je součástí celého shluku. Mimoto je známo alespoň šest párů kvasar-galaxií, kdy tyto objekty se promítají na oblohu velmi blízko sebe a mají totožný rudý posuv. Ovšem existuje i případ, kdy dva kvasary úhlově vzdálené jen přibližně $5''$ mají zcela rozdílné z . Pokud nejde o náhodnou projekci na oblohu, pak to znamená, že kvasary v těžce vzdálenosti mohou mít rozdílný rudý posuv.

dukty jsou právě tyto prvky. Pochopitelně i jádra těchto prvků mohou vytvářet prvky další interakcí s mezihvězdnou hmotou. To znamená, že jsou-li v K. Z. zastoupeny v hojně míře, že od svého vzniku musely projít v mezihvězdném prostoru množstvím hmoty odpovídajícím 3 g, tedy sloupec hmoty o základně 1 cm^2 , kterým prošlo kosmické záření o průměrné hodnotě 7 GeV (na částici) je řádově $10^{-13} \text{ J m}^{-3}$. Ve srovnání s tím celková hustota energie vznikající tepelným zářením hvězd je řádově stejná, přibližně $0,7 \cdot 10^{-13} \text{ J m}^{-3}$. To zdánlivě odporuje druhé větě termodynamické, neboť množství energie vyzářené hvězdami za jednotku času by mělo být podstatně vyšší než energie elementárních částic vyzářených z hvězd. Světelné kvantum proběhne ve směru kolmém ke galaktické rovině Galaxií přibližně za 10^8 let. Naproti tomu částice K. Z. musí mezihvězdnou hmotou putovat tak dlouho, aby proběhly třemi gramy hmoty z důvodů výše naznačených. To znamená, že musí proběhnout dráhu přibližně $3 \cdot 10^8 \text{ pc}$, je-li hustota mezihvězdné hmoty 1 atom cm^{-3} . Částice kosmického záření se musí tudíž nutně udržovat po dlouhou dobu v oblasti Galaxie. Tomu napomáhá nepochybně magnetické pole. Pro relativistickou částici ($v \sim c$) platí, že energie $E = mc^2$, $mv\dot{c} = cp$ (viz kapitola 3.3) a z toho plyne

$$E = eBr,$$

kde B je hustota magnetické indukce, r poloměr dráhy částice s nábojem e . Z toho r vyjádřeno v parsecích je

$$r = 1,08 \cdot 10^{-16} \frac{E [\text{GeV}]}{B [\text{T}]}.$$

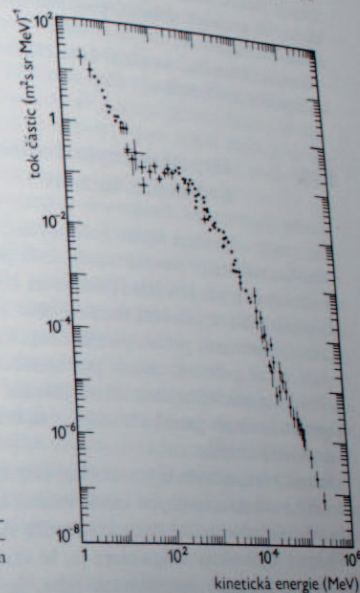
Za předpokladu galaktického magnetického pole $B \sim 5 \cdot 10^{-10} \text{ T}$ jsou poloměry drah kolem siločar částic s energií E tyto:

$E [\text{GeV}]$	1	10^3	10^6	10^9
$r [\text{pc}]$	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-4}$	0,2	200

Protony s menší energií putují Galaxií po šroubovicích o poloměru rovnajícím se rozměru sluneční soustavy. Není tedy ani překvapující, že rozdělení K. Z. co do směru je izotropní a nelze zjistit jeho původ, neboť dráhy částic se dosti chaoticky proplétají siločarami magnetického pole Galaxie. Výjimku tvoří K. Z. slunečního původu, které však vzniká jen při mimořádně silných erupcích a maximální energie je prakticky jen okolo 10 GeV.

Původ K. Z. není jasný, ale nepochybně vzniká při procesech, kdy se vyzáří v krátkém okamžiku velké množství energie. Částice K. Z. setrvávají v Galaxii 10^5 až 10^6 let a ty, které mají vysokou energii, prakticky Galaxii jen proletí. Avšak zdá se, že intenzita K. Z. se neměníla za uplynulých sto miliónů let. Lze tak usuzovat ze stop, které zanechává K. Z. v povrchových vrstvách meteoritů. Meteorit v kosmickém prostoru je bezprostředně vystaven účinkům kosmického záření. Částice, která vnikne do meteoritu vytvoří stabilní i nestabilní izotopy některých prvků. Analýzou meteoritů lze odhadnout, že množství dopadajících částic K. Z. i jejich

energie byla více méně stejná po dobu 10^8 a možná i 10^9 let, a to znamená, že K. Z. Galaxii musí být neustále doplňováno. Sovětská astrofyzik Ginzburg a Školovskij vyslovili hypotézu, že hlavním zdrojem K. Z. jsou supernovy. Supernova je nepochybně zdrojem elektronů s vysokými energiemi a je jisté, že současně do galaktického prostoru při výbuchu supernovy jsou vyvrženy i rychlé protony jako i jádra těžších prvků.



Obr. 6.28. Rozdělení kinetické energie elektronů v kosmickém záření. Relativní zastoupení elektronů a pozitronů je v kosmickém záření srovnatelné (nikoli energie).

Tabulka 6.13

Zastoupení prvků v kosmickém záření ve srovnání s průměrným zastoupením ve hvězdách (populace I)

	kosmické záření	$\log N$	hvězdy populace I
H	10		10
He	9,2		9,2
Li, Be, B	7,4		1,0
C, N, O, F	8,1		7,1
prvky se			
$Z = 10$ až 22	7,6		6,0
$Z = 23$ až 30	7,0		5,0
$Z > 30$	4		2

Rádiové galaxie a kvasitelární objekty, a některé další podobné objekty, ve kterých zřejmě došlo k mohutným výbuchům, mohou být zdroji kosmického záření s energií 10^{18} eV až 10^{19} eV. Ty se snadno z magnetického pole zdroje uvolní a naší Galaxii většinou proběhnou po mírně zakřivených drahách (poloměr kružnice, po které by proton s energií 10^{19} eV obíhal v magnetickém poli Galaxie, je přibližně 2 kpc). Jelikož Slunce je, i když jen výjimečně, zdrojem K. Z., je možno předpokládat, že eruptivní činnost, podobná činnosti sluneční, na hvězdách je zdrojem měkkého K. Z.

Souhrnně lze říci, že zdroji kosmického záření je celá řada velmi různorodých a rozmanitých objektů.

6.19. Hypotéza explozivního vzniku hvězdných soustav

Problém vzniku hvězdných soustav je zatím zcela otevřen. Nicméně v této souvislosti je vhodné vrátit se k předmětu diskutovanému v kapitolách o vzniku hvězd, kde je výklad založen na klasickém přístupu vycházejícím z představy pozvolného zhušťování mezihvězdné hmoty ve hvězdné útvary. Při vzniku galaxií se však tento proces patrně neuplatnil. Avšak i vývoj jednotlivých hvězd nemusí nutně probíhat cestou postupného shlukování mezihvězdných částic a smršťování mezihvězdných mračen. Jakmile se však shrnou některé další poznatky z kapitol o struktuře galaxií a kvasarů, pak otázka vzniku hvězd může být postavena do zcela jiného světa.

Objev a výzkum hvězdných asociací (viz kapitola 6.9) před 25 lety byl inspirací pro nové a vskutku revoluční teorie vzniku hvězd a hvězdných soustav propracované sovětskými vědci ze školy akademika Ambarcumjana.

Vedoucí myšlenkou těchto teorií je, že vznik hvězd se děje v důsledku expanze, lépe řečeno exploze superhustých těles, tedy procesu, který je zcela opačného charakteru než kontrakce. Pojmy kontrakce a expanze rozdělují tak představy o vzniku hvězd (a galaxií) na dvě, v mnohých základních bodech zcela si odporující hypotézy. Tato skutečnost nesmí překvapit, neboť je to průvodní jev vývoje poznání.

Důvod, proč hypotéza explozivního vývoje hvězd je zařazena až v této části knihy, je prostý. Výklad kontrakční hypotézy nevyžaduje nic než předpoklad hustých oblastí v mezihvězdné hmotě. Naproti tomu explozivní hypotéza je komplexnější a bere v úvahu mnohé další skutečnosti, podrobněji popsané v předěšlých kapitolách.

Jako přesvědčující důkaz pro kontrakční hypotézu platil výskyt velkého množství pozorované difúzní hmoty tam, kde se odehrává proces vzniku hvězd. Z toho by se dalo soudit, že mezi mladými hvězdami s difúzními mlhovinami jsou jisté genetické vztahy. Avšak kontrakční hypotéza sama o sobě nevysvětluje existenci expandující

...ch a rozpadajících se skupin hvězdných asociací a vícenásobných systémů, jako je např. „Trapez“ v souhvězdí Orióna. Proto Oort a Spitzer předpokládají, že O hvězda uvnitř plynné hmoty způsobuje expanzi mlhoviny. Na hranici mezi zářivými a chladnými vnějšími vrstvami mlhoviny se utvoří tlaková pole. Stlačený plyn se rozpadá na jednotlivá seskupení, která se od centra mlhoviny vzdalují, kontrahují a změně se ve hvězdy.

Kontrakční hypotéza však nevyhovuje, jestliže vznik hvězd probíhá i v oblastech blízké mezihvězdné hmoty. V jedné z nejpoběžnějších a nejvíce probádaných hvězdných asociací poblíže hvězdokup h a z Persei se nevyskytuje skoro žádný mezihvězdný plyn, přestože tam vznik hvězd ještě není zcela ukončen. Také v Magellanových oblacích se vyskytují mladé hvězdy, avšak hustota difúzní hmoty je tam malá. Harovy objekty – flare stars (eruptivní hvězdy) – jsou mladé objekty, avšak v diagramu spektrum-svitivost leží pod hlavní posloupnosti, ačkoli podle kontrakční hypotézy by měly být jen nad současnou hlavní posloupnosti.

Tento stručný výčet některých pozorovaných skutečností dokumentuje přinejmenším to, že hvězdy nevznikají pouze kontrakcí. Naproti tomu jsou známy příklady ukazující na možnost obráceně probíhajícího procesu: ztráta hmoty u Wolf-Rayetových hvězd a hvězd typu P Cygni, právě tak jako expandující obaly plynů po výbuchu nov a supernov přispívají nepochybně k vytváření difúzních mlhovin z vyvržené hvězdné látky. Expanzní hypotéza vzniku hvězdných soustav je založena na předpokládané existenci superhustých protohvězd.

Některé základní vlastnosti těchto hypotetických protohvězd lze odvodit jen nepřímou, neboť jsou velmi malých rozměrů a vzhledem ke své nepatrné svítivosti nejsou pozorovatelné v dostupné spektrální oblasti. Z expanze hvězdných asociací totiž vyplývá, že tyto systémy původně zaujímaly jen malý prostor. Jestliže protohvězdné útvary mají velmi malé rozměry, musí nutně mít vysokou hustotu. Protohvězdná látka setrvává po jistou, dosti dlouhou dobu ve stavu podstatně odlišném od stavu hvězd a mlhovin.

Ambarcumjanova škola se domnívá, že nepřímé důkazy o existenci husté prestelární materie v nedávno vzniklých hvězdokupách možno hledat i ve zvláštnostech proměnných typu T Tauri. Nepravidelné změny jasů těchto hvězd nemohou být vysvětleny kolísáním jejich rozměrů nebo povrchové teploty. Rychlé střídání změn u eruptivních hvězd ukazuje, že v jejich atmosférách se občas vyskytují intenzivní zdroje energie. Ty se vynořují z vnitřních oblastí hvězdy a způsobují krátkodobý mnohonásobný vzestup jasů. Je možné, že potřebná energie pro tyto jevy je ukryta ve zbývajících shlucích husté prestelární látky v nitru mladých hvězd.

Výskyt velkého množství nestabilních izotopů technicia, zirkonu a lanthanu v atmosférách proměnných hvězd opravňuje k domněnce, že výbuchy energie v povrchových vrstvách hvězd jsou způsobeny procesy podobajícími se procesům štěpení jader atomů. Z fyzikálního hlediska je zvlášť zajímavé, že tyto rychle probíhající jevy nemohou být termonukleárního původu vzhledem k relativně nízkým teplotám povrchových vrstev hvězd.

Ještě mohutnější nestacionární jevy, které jsou zřejmě spojeny s výskytem hustých prestelárních objektů, jsou pozorovány v galaxiích. Více než polovina pozorovaných vícenásobných systémů galaxií představuje nestabilní, rozpadající se útvary. Ostatně nestabilitu vykazují mnohá jiná galaktická seskupení, kde jednotlivé galaxie mají relativní rychlost tak velkou, že mohou z gravitačního pole celého systému uniknout. Původ rozpadajících se systémů (stejně jako v případě hvězdných asociací) se nedá vysvětlit kontrakční hypotézou. Expanze a rozpad galaktických systémů vedou též k relativně nepatrným rozměrům a velkým hustotám původního hypotetického mateřského tělesa.

Důležité poznatky byly též získány výzkumem vnitrogalaktických procesů, zejména u galaxií se silným rádiovým zářením. Bylo by sice možno vysvětlit tento jev jako důsledek kolize dvou galaxií, avšak Ambarcumjan navrhl jiné vysvětlení, založené na předpokladu, že v jádrech radiogalaxií dochází k explozi superhustých těles a k tvorbě nových hvězdných soustav. Pozorované synchrotronní záření je produkováno mračny relativistických elektronů vyvržených z nitra radiogalaxií při těchto procesech.

Zdá se, že i u jiných galaxií nutno počítat s nekonvenčními vlastnostmi galaktických jader. Z jádra mlhoviny M 31 i z jádra naší Galaxie proudí hmota; množství takto unikající plynné látky odpovídá v obou případech přibližně jedné sluneční hmotě ročně a trvá již několik miliard let! Přesto je jádro M 31 tak malé, že podrobnosti jeho struktury nejsou rozlišitelné.

Důkazem toho, že galaktická jádra skutečně mohou vyvrhnout ohromné množství látky, může být exploze galaxie M 82. Podobné exploze byly zjištěny v jiných galaxiích a odhad uvolněné energie je přibližně 10^{50} J až 10^{53} J.

Nutno poznamenat, že co se týče proměnnosti záření a vysoké svítivosti, mají například kvasary a galaxie různých typů (nebo spíše jejich jádra) mnoho společného. Markarjan objevil velké množství galaxií s mimořádně silným ultrafialovým zářením, které mohou být vývojově někde mezi kvasary a normálními galaxiemi.

Pro vysvětlení silné aktivity galaktických jader se uvažovalo o různých zdrojích energie. Například by bylo nutno předpokládat výbuchy mnoha miliónů supernov (!) v jádru galaxie NGC 1068, kdyby měly být vysvětleny zdroje energie pro pozorované radiální pohyby oblaků plynu o hmotě 10^7 Sluncí.

Existence aktivních nestacionárních procesů různého rozsahu, obzvláště obrovských kosmických výbuchů, představuje pro kontrakční hypotézu vážnou překážku. Naproti tomu je představa o rozhodující úloze procesů výbuchů v evoluci hvězd a galaxií samozřejmá a organicky se včleňující element hypotézy protohvězd.

Počáteční skepse mnoha vědců k hypotéze protohvězd je vysvětlitelná, neboť až donedávna nebyla známa žádná kosmická tělesa extrémně vysokých hustot, která by se domnělým protohvězdám blížila. Dnes je tomu jinak. Pro nové pojetí vzniku hvězd a hvězdných soustav byly velice podnětné teoretické výzkumy na poli superhustých konfigurací kosmických hmot. Dnes nejhustší pozorovaná kosmická tělesa – neutronové hvězdy – se těmto představám velmi blíží.

V této souvislosti nutno však poznamenat, že maximální hmoty stabilních superhustých konfigurací (řádově hmoty Slunce), odvozené podle Einsteinovy teorie gravitace, zdaleka nepostačí k podpoření hypotézy protohvězd. Jedna z možných cest pro překonání této potíže je, jak ukázali Saakjan a Mnazakanjan, použití zobecněné teorie gravitace, podle níž se gravitační konstanta předpokládá jako funkce prostoročasových souřadnic. Tato teorie gravitace nevyklučuje možnost existence superhustých konfigurací hvězd majících hmoty řádově jako Galaxie.

Z výzkumu jeví, že pro jejich interpretaci je fyzikální nestabilitou ve světě hvězd a galaxií, je zřejmé, že pro jejich interpretaci je fyzikální nestabilitou ve světě šíření našich vědomostí o stavbě a základních vlastnostech hmoty. Koncentrace obrovských hmot (řádově přes 10^{10} slunečních hmot) v relativně malém prostoru (který se rovná malému zlomku objemu jednotlivých hvězdokup), dále přeměna hmoty, při které se hustota změní miliardkrát, uvolnění ohromného množství energie, to vše jsou úkazy, které již neodpovídají prozkoumaným množství děrné fyzice. Je docela možné, že při pozorovaných aktivitách galaktických jader s neznámými základními vlastnostmi hmoty a v případech, ve kterých se uvolňují ohromná kvanta energie se jedná o odchylky od známých fyzikálních zákonů, zejména zachování energie (a hmoty). Ambarcumjan zastává názor, že zákon zachování energie je omezen jen na určité formy energie a je to speciální případ obecného zákona dosud neobjeveného.

6.20.

Zdroje X záření

Kromě Slunce existuje zřejmě velké množství intenzivních kosmických zdrojů rentgenového záření, které se obvykle označují jako X zdroje. Do konce roku 1973 bylo známo více než 100 těchto zdrojů, avšak jen nevelké procento bylo možno ztotožnit s objekty pozorovanými v optickém, resp. rádiovém oboru. To souvisí s malou úhlovou rozlišovací schopností umělých družic registrujících kvanta v rozsahu energie 1—100 keV, jako je například družice typu UHURU. Pro většinu X zdrojů nemáme optický ani rádiový protějšek. Jestliže toto záření vzniká v horké plazmě a maximum spektra vyzařované energie je $\lambda \sim 1$ nm, pak teplota plynu je řádově 10^7 K až 10^8 K. Jde zde v podstatě o volně-volně přechody elektronů s vysokými energiemi, je to analogie tepelného brzděného záření v oblasti nízkých energií, které se projeví jako tepelné záření kosmických objektů v rádiovém oboru. Tento mechanismus se zřejmě uplatňuje u většiny pozorovaných X zdrojů. Naproti tomu X zdroje klidné, neproměnné, jako jsou zbytky supernov, září v extrémně krátkovlnné oblasti spektra v důsledku synchrotronního záření relativistických elektronů v magnetickém poli.

X zdroje, pro které byl identifikován optický, popř. rádiový protějšek, možno rozdělit zhruba na dvě skupiny: a) zbytky supernov, b) dvojhvězdy, kde jedna složka je bílý trpaslík, neutronová hvězda nebo dokonce černá díra. V druhém pří-

padě by X záření mohlo vznikat při přenosu hmoty v těsné dvojhvězdě, ve které je jedna složka normální, druhá superhusté těleso (např. hvězda neutronová). V gravitačním poli neutronové hvězdy o hmotnosti $1,4 M_{\odot}$ a poloměru 10 km dosáhne hmotné těleso, které na hvězdu padá, rychlosti až 1/3 rychlosti světla. Jestliže jeho hmotnost je jen kolem 10^{17} g (tj. přibližně 10^{-10} hmotnosti Země), pak kinetická energie při dopadu je řádově 10^{28} J a místo dopadu se zahřeje na 10^7 K. Přečází-li hmota v těsné dvojhvězdě z normální hvězdy na superhustou složku, což může být jak bílý trpaslík, tak neutronová hvězda i černá díra, pak se kolem této složky vytvoří disk horkého plazmatu zářící v rentgenovém oboru. Oscilace plazmatu mohou pak snadno způsobit rychlou proměnnost X zdroje.

Nejznámějším příkladem je zdroj Cyg X-1, který byl ztotožněn s hvězdou HD 226 868 ($9 m_{\odot}$). Je to spektroskopická dvojhvězda, nadobr typu B0 svítivosti $10^5 L_{\odot}$ s hmotností přibližně $30 M_{\odot}$, u které je druhá složka neviditelná. Z dráhových parametrů vyplývá, že neviditelná složka má nejméně 6 slunečních hmot. Hmotnější těleso se spíše zhroutí v černou díru. Je tedy zcela možné, že právě neviditelná složka dvojhvězdy HD 226 868 je černá díra, kolem které se vytváří rychle rotující disk horkého plazmatu. Viskozita plynu v disku způsobí, že jednotlivé částice se po spirále blíží ke kritickému poloměru černé díry, plyn se extrémně zahřívá a intenzivně září v oblasti 1–10 keV. Rychlé změny lze vysvětlit i rotací vnitřní části disku v těsné blízkosti kritického poloměru, kdy perioda oběhu musí

Tabulka 6.14

Identifikované zdroje X záření v Galaxii

Zdroj	Optický nebo rádiový objekt	Podstata objektu	Vzdálenost [kpc]	Poznámka
Cep X-1	(Tychonova supernova)	zbytky supernov	5,0	konstantní zdroje
Tau X-1	Krabí mlhovina		2,0	
Car X-1	Carina A		1,8	
Vel X-2	Vela X		0,5	
Cyg X-5			0,8	
Cass X-1	Cassiopea A		3,4	
Sco X-1		modrý objekt $m_v = 13$	0,3	náhlé změny jasu v optickém i X oboru; perioda: minuty
Her X-1	HZ Herculis	zákryt. proměnná $m_v = 14$ perioda- 1,7 d	5	X i optické pulsace perioda: 1,238 s
Cyg X-1	HD 226 868	Spektrální dvojhvězda $m_v = 9$, černá díra?	5	v X oboru pulsace přibližně 0,1 s, v optickém; perioda: 5,6 dne
Cyg X-2		hvězdný objekt $m_v = 15$	0,7	nepravidelné změny

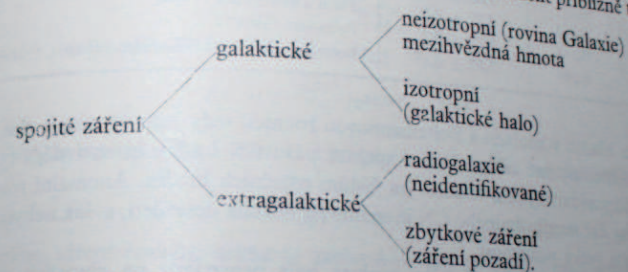
být menší než 0,1 vteřiny. Zdroj Cyg X-1 byl koncem roku 1973 mnohými badateli považován za první vážný přímý důkaz existence černé díry.

Většinu X zdrojů však nelze zařadit jednoznačně do některé z výše uvedených skupin. Dokonce nelze ani rozhodnout, zda náleží ten který zdroj do Galaxie nebo je mimogalaktického původu. I zde však jsou výjimky jako například několik shluků galaxií. Většinou jde o difúzní X zdroje a je oprávněná domněnka, že jde v podstatě o záření velmi horkého mezigalaktického plynu. Kromě toho několik galaxií a radiogalaxií jsou zdroji rentgenového záření. V těchto případech je zdrojem záření hvězdný plyn. Mezi X zdroje náleží i kvasar 3C 273. Pro kosmické zdroje X záření je někdy v literatuře používán název extary, avšak vzhledem k tomu, že jde o objekty různé fyzikální povahy, se od tohoto pojmu upouští.

Velmi horká složka mezihvězdného plynu v naší Galaxii je též zdrojem difúzního X a γ záření.

6.21. Zbytkové záření vesmíru

Spojité rádiové a mikrovlnné záření z vesmíru, které není možno přiřadit k určitým objektům, má několik složek a možno je rozdělit přibližně takto:



O jednotlivých složkách, až na zbytkové záření, je zmínka na různých místech v předchozích kapitolách. Zbytkové (nebo též reliktní) záření bylo objeveno v roce 1965 na centimetrových vlnách. Jde o poměrně intenzivní, téměř dokonale izotropní záření, které odpovídá záření černého tělesa o teplotě $2,72 \pm 0,08$ K. Bylo ve skutečnosti pozorováno již dříve, ale považováno za šum přijímací aparatury. Dosavadní výsledky jednotlivých měření jsou shrnuty v tabulce 6.15.

Název zbytkové (reliktní) záření vystihuje původ, který je mu přisuzován. Má to být „zředené“ záření z dávných počátků dnešního vesmíru, kdy byl extrémně hustý a teplý. Mimo přímého měření v mikrovlnném rádiovém oboru byla prokázána existence tohoto záření i nepřímo, neboť ovlivňuje obsazení rotačních hladin mezihvězdných molekul. Hvězdná spektra s vysokou disperzí umožňují rozložit mezihvězdný absorpční pás $\lambda \sim 388$ nm náležející molekule CN (viz kapitola 5.41). Absorpci spojitého zbytkového záření v molekulách rozdělí se obsazení ro-

Tabulka 6.15
Pozorování mikrovlnného spektra zbytkového záření

	Vlnová délka [cm]	Teplota [K]	Autoři a rok pozorování
1	50–75	3,7 ± 1,2	Howell a Shakeshaft (1967)
2	21,2	3,2 ± 1,0	Penzias a Wilson (1967)
3	20,7	2,8 ± 0,6	Howell a Shakeshaft (1966)
4	20,9	2,5 ± 0,3	Pelušenko a Stankevič (1969)
5	7,35	3,1 ± 1,0	Penzias a Wilson (1965)
6	3,2	3,0 ± 0,5	Roll a Wilkinson (1966)
7	3,2	2,69 ± 0,16 0,21	Stokes, Partridge a Wilkinson (1967)
8	1,58	2,78 ± 0,12 0,17	Stokes, Partridge a Wilkinson (1967)
9	1,50	2,0 ± 0,8	Welch, Keachie, Thornton a Wrixon (1967)
10	0,924	3,16 ± 0,26	Ewing, Burke, a Staelin (1967)
11	0,856	2,56 ± 0,17 0,22	Wilkinson (1967)
12	0,82	2,9 ± 0,7	Perzanov, Salmonovič a Stankevič (1967)
13	0,33	2,46 ± 0,40 0,44	Boynton, Stokes a Wilkinson (1968)
14	0,33	2,61 ± 0,25	Millea, McColl, Pederson a Vernon (1971)
15	0,264	3,2 ± 0,5	Field a Hitchcock (1966)
16	0,264	3,7 ± 0,7	Peimbert (1968)
17	0,264	2,83 ± 0,15	Bortolot, Clauser a Thaddeus (1969)

tačních hladin v souladu s Boltzmannovou rovnicí, tedy jsou obsazeny více první rotační hladiny než základní, a ve spektru pásu CN budou intenzivnější ty čáry, které odpovídají vyšším kvantovým číslům rotačních hladin. Anomální rozložení intenzity čar mezihvězdného CN je známo již několik desetiletí, avšak nebyla tomu věnována velká pozornost.

Dosavadní měření zbytkového spektra byla provedena na vlnových délkách 75 cm až 0,26 cm. Maximum Planckovy křivky ve spektru zbytkového záření $T_0 = 2,7$ je u

$$\lambda_{\max} = \frac{0,51}{T_0} \sim 0,2 \text{ cm}$$

a intenzita směrem k dlouhovlnnému oboru klesá podle Rayleighovy-Jeansovy aproximace $I_\nu \sim T_0 \nu^2$. Zbytkové záření v oblasti vlnových délek $\lambda > 50$ cm je zahlceno spojitým zářením Galaxie a extragalaktických zdrojů. Zemská atmosféra vlastním tepelným zářením ruší na vlnových délkách $\lambda < 3$ mm, ale její jas na centimetrových vlnách je poměrně malý a nemění se příliš s frekvencí. V infračervené oblasti mizí zbytkové záření v neměně intenzivním tepelném záření mezihvězdného prachu. Nejméně padesát procent světla vyzářeného hvězdami je pohlcováno mezihvězdným prachem, který takto pohlcenou energii opět vyzáří

v infračervené oblasti s maximem kolem 0,01 cm až 0,3 cm. Vlnová délka, ve které mizí reliktní spektrum ve spektru tepelného záření mezihvězdného prachu, žel není zcela jistá.

Zbytkové tepelné záření je pozůstatek z prvních okamžiků horkého a velmi hustého vesmíru vyplněného zářením černého tělesa – jakýmsi počátečním bolidem. (Tento „bolid“ nutno chápat pouze jako pomocnou představu absolutně černého tělesa.) Záření se zachovalo a lze ukázat, že interakcí s hmotou se příliš nemění. Jestliže na počátku, v čase $t = 0$, by byla naměřena nějaká jasnost „prvotního bolidu“ $I(0, \nu_0)$, pak pro jakoukoli pozdější dobu t platí

$$\frac{d}{dt} [R^3(t) I(t, \nu)] = 0, \quad (6.21.1)$$

kde $R(t)$ je poloměr rozpínajícího se vesmíru (viz kapitoly 6.17 a 6.22). Frekvence fotonu $\nu(t)$ v rozpínajícím se vesmíru, naměřená v čase t , je nepřímo úměrná tomuto poloměru $\nu(t) \sim R^{-1}(t)$. To znamená, že pozorovaný čas zbytkového záření $I(t)$ v čase t a t_1 je

$$\frac{I(t, \nu)}{I(t_1, \nu_1)} = \frac{R^3(t_1)}{R^3(t)}, \quad (6.21.2)$$

kde

$$\nu_1 = \nu \frac{R(t)}{R(t_1)}.$$

Poněvadž pro jas zářícího černého tělesa platí

$$I(t, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}, \quad (6.21.3)$$

lze nalézt, že teplota $T(t)$ v čase t je k teplotě $T(t_1)$ v čase t_1 dána vztahem

$$\frac{T(t)}{T(t_1)} = \frac{R(t_1)}{R(t)}. \quad (6.21.4)$$

Charakter záření černého tělesa se zachová – vždy to bude Planckova křivka – avšak teplota bude úměrně klesat s rostoucím $R(t)$. Pozorování zbytkového záření $T = 2,7$ K se považuje za jeden z důkazů, že současný vesmír se rozpíná a jeho hustota klesá.

6.22. Struktura vesmíru

Dávný a nejpodstatnější cíl astronomie je odpovědět na několik málo otázek, kterými se zabývá kosmologie. Lze je seřadit například v tomto pořadí:

1. Jaký je tvar a velikost vesmíru?
2. Jaká je celková hmotnost vesmíru?
3. Jak je vesmír starý?

Je možné je rozvést v otázky další s jistými obměnami, ale vždy ve svém souhrnu budou obsahovat otázku základní: jaká je podstata světa?

K řešení tohoto problému se přistupuje většinou tak, že se sestavují hypotetické modely, které jsou srovnávány s pozorovanými vlastnostmi vesmíru. Neznamená to však, že se zásadně odmítají takové modely, které odporují pozorováním. Pozorování samotná nestačí, nutno je správně interpretovat. Vývoj názorů na podstatu vesmíru je toho jedinečným důkazem. Názory opírající se o denní zkušenosti (rotaci Země nijak nepociťujeme) selhávají, jsou-li použity pro popis vesmíru.

Objev rudého posuvu ve spektrech galaxií a z toho plynoucí Hubbleův vztah na první pohled připomínají jakousi analogii centrického modelu vesmíru. Pozorovatel jakoby stál uprostřed galaxií, které se od něho vzdalují. V průběhu historie se centrické názory na podstatu světa opakovaly a pouze „střed“ světa se posouval: Země → Slunce → sluneční okolí (Kapteynův vesmír). Všechny tyto modely se udržely jen po určité etapě vývoje vědy a konečný osud všech „středů světa“ byl stejný – ukázaly se nereálnou fikcí.

Neúspěch nalézt střed světa a formulace teorie relativity vedly okamžitě k správné, tj. necentrické interpretaci Hubbleova objevu. Hubbleův vztah možno zapsat vektorově

$$\mathbf{v}_0 = H\mathbf{r}_0, \quad (6.22.1)$$

kde \mathbf{r}_0 je vzdálenost mezi naší Galaxií a vybranou galaxií v souřadném systému vztaženém k Slunci (resp. středu Galaxie). V tomto systému však jiná galaxie má vzdálenost \mathbf{r}_1 a rychlost \mathbf{v}_1 , a tudíž platí $\mathbf{v}_1 = H\mathbf{r}_1$ čili relativní rychlosti mezi oběma galaxiemi (0,1) je

$$\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_1 = H(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_1). \quad (6.22.2)$$

Proto pro libovolného pozorovatele v libovolné galaxií rudý posuv bude možno popsat obecně tímž vztahem. Model vesmíru, takto popsaný, bude homogenní a izotropní. To znamená, že v žádné části vesmíru dostatečně velké není dána přednost pohybu v jistém směru a jednotlivé body (galaxie, resp. shluky galaxií) nejeví tendenci soustřeďovat se kolem nějakého význačného bodu. Pozorované lokální shluky galaxií jsou nahodilá a neovlivňují celkovou izotropnost vesmíru.

Postulát, že vesmír je homogenní a izotropní je kosmologický princip, podle kterého v dané časové epoše dostatečně přesně definované pozorovatelé v různých místech vesmíru pozorují stejné útvary, ovšem s výjimkou lokálních nehomogenit – vesmír se oběma jeví (jako celek) stejný. Každý z těchto pozorovatelů je v klidu vzhledem k svému okolí a v kosmologii se označuje termínem fundamentální pozorovatel.

Ke kosmologickému principu homogenity a izotropnosti vesmíru je nutno připojit ještě několik poznámek. Princip není narušen výskytem shluků galaxií, byl by však pochybný v případě existence jakýchsi supershluků. Vhodným testem principu je metoda, která je obdobná sčítání hvězd s ohledem na jejich prostorové rozložení. Místo hvězd se zde sčítají viditelné galaxie nebo jako příklad lze uvést i sčítání mimogalaktických rádiových zdrojů záření. Určuje se počet rádiových

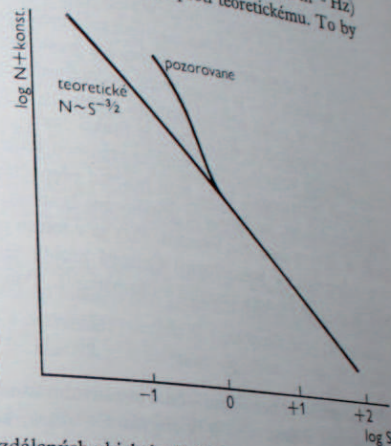
zdrojů N , které mají hustotu toku přijímaného signálu větší než S . Vynesem N a S do grafu obdrží se závislost

$$N \sim S^{-n}.$$

Jestliže jsou rádiové zdroje v prostoru rovnoměrně rozděleny, pak se vzdálenosti stoupá počet $N \sim r^3$, avšak S naopak klesá se čtvercem vzdálenosti ($S \sim r^{-2}$), a tedy $n = 3/2$. V logaritmickém vyjádření

$$\log N \sim -\frac{3}{2} \log S + \text{konstanta}.$$

Kolem hodnoty $\log S + \text{konst.} = 0$ (která odpovídá $S = 10^{-25} \text{ watt m}^{-2} \text{ Hz}$) směrem ke slabším objektům pozorovaný počet stoupá proti teoretickému. To by



Obr. 6.29. Vztah mezi pozorovaným počtem mimogalaktických zdrojů a tokem záření (v jednotkách $10^{-25} \text{ watt m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$).

bylo možno vysvětlit tím, že ze vzdálených objektů přichází světlo vyzářené v čase, kdy byly v počátečním vývoji a mohly mít větší svítivost. V každém případě objekty ve velkých vzdálenostech způsobují anomálie na křivce vyjadřující vztah $N \sim S^{-n}$. To však není důvod k pochybnostem o kosmologickém principu, neboť není ani v tomto případě anomálie pozorována jen v určitém směru.

Vedle kosmologického principu byl vysloven i tzv. dokonalý kosmologický princip, který požadoval, že i průměrná hustota v rozpínajícím se vesmíru bude stále stejná. To by ovšem vyžadovalo vznik hmoty z ničeho, což odporuje principu zachování energie (i když nepatrně – jeden atom by vznikl v cm^3 za 10^4 let). V literatuře je tato hypotéza známa pod pojmem *steady state* teorie (teorie stálého stavu). Výše uvedený vztah mezi N a S však stálou hustotu rozpínajícího se vesmíru vylučuje. Steady state teorie by měla i potíže s vysvětlením zbytkového záření.

Homogenní (stejnorodý) a izotropní vesmír je výchozím předpokladem pro většinu modelů vesmíru. I když současný stav vědy nepostačuje k rozhodnutí, který z modelů nejlépe popisuje skutečnou strukturu vesmíru, přece jen z dosavad-

ních výsledků pozorování možno odhadnout, které druhy modelů nebo přesněji, která z kosmologií lépe vyhovuje jako základna pro další studium tohoto problému.

Nejjednodušší je *primitivní kinematická kosmologie*, kdy jednotlivé objekty (v kosmologii pod pojem objekty se většinou zahrnují galaxie) v euklidovském prostoru vzájemně na sebe nepůsobí. Hubbleova konstanta je skutečně konstantou nezávislou na čase. Skutečnost, že jednotlivé částice na sebe působí gravitační silou, znehodnocuje kinematickou kosmologii v primitivním pojetí. To však znamená, že euklidovský „obyčejný“ třírozměrný vesmír by byl zcela bez významu. Jestliže v takovém vesmíru platil všude všeobecný gravitační zákon definovaný newtonskou klasickou mechanikou, pak pozorované jevy mohou být popsány *newtonskou kosmologií*. Jakmile však do úvah o struktuře vesmíru vstoupí postulát konečné rychlosti světla a zakřivení světelného paprsku v gravitačním poli, je nutno přejít k popisu vesmíru *relativistickou kosmologií*.

V následujícím je pouze hrubý zjednodušený náčrt obou pojetí. Pro jednoduchost výkladu je volen příklad vesmíru s konečným počtem hmotných bodů vyplňující kouli o poloměru $R(t)$, který je funkcí času.

Jestliže vesmír, popisovaný newtonskou kosmologií, je naplněn hmotnými částicemi (galaxiemi), které mají hustotu přepočtenou na jednotkový objem ϱ , lze předpokládat, že částice je přitahována hmotou, která je uvnitř koule o poloměru $R \equiv R(t)$ v čase t . (Význam $R(t)$ je v tomto případě jiný než v pozdější diskuzi o relativistické kosmologii!) Celková hmota této koule je $M = \frac{4}{3}\pi R^3 \varrho(t)$, kde $\varrho \equiv \varrho(t)$ je hustota vesmíru v okamžiku t . Pohybová rovnice pro galaxii je

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{GM}{R^2} = -G\frac{4}{3}\pi R \varrho. \quad (6.22.4)$$

Tato rovnice (i bez řešení – čistě intuitivním úsudkem) vede k představě, že vesmír může být v čase $t = 0$ v *singulárním stavu*, kdy jeho rozměr se blíží k nule, hustota nekonečna a z tohoto stavu se rozpíná stejnoměrně a neustále, pokud celková energie, kinetická a potenciální, je kladná. Pokud by tato energie byla i mírně záporná, vesmír by oscilloval periodicky mezi $R = 0$ a $R = R_{\max}$. Vesmír bez změny R neexistuje. Potíž je se singularitou $R = 0$, která odpovídá absurdnímu stavu nekonečné hustoty při nekonečně malém poloměru. V každém případě působí gravitační pole vesmíru zpomalování rozpínání a do jaké míry se toto zpomalení projevuje, závisí na střední hustotě $\varrho(t)$. Je možno rozlišovat celkem tři druhy rozpínání vesmíru v newtonské kosmologii:

1. Hyperbolické rozpínání, celková energie vesmíru je kladná, zpomalování je velmi malé. Galaxie by měly konečnou rychlost a vzájemně by se vzdalovaly, i když poloměr $R(t)$ by dosáhl nekonečna (toto tvrzení je matematicky správné, znamená to pouze, že rychlost rozpínání by pro dané $R(t)$ byla vždy větší než v případě následujícím).

2. Parabolické rozpínání, celková energie vesmíru je nulová, rozpínání se zastaví při poloměru $R(t) = \infty$ při $t = \infty$.

3. Eliptické rozpínání, celková energie vesmíru je záporná. V konečném čase dochází k zastavení růstu poloměru $R(t)$, a pak následuje opět smršťování až k $R(t) = 0$ (oscilující vesmír).
V oscilujícím vesmíru možno vyloučit singularitu $R(t) = 0$ pro $t = 0$ tím, že pohybová rovnice vyhovuje vztahu

$$\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{GM}{R^2} - \frac{1}{3}AR = 0, \quad (R = R(t)), \quad (6.22.5)$$

kde člen A je tzv. kosmologický člen a má význam jakési – nepřesně řečeno – odpudivé síly. Takový vesmír by se mohl rozpínat z konečného minimálního poloměru až do maximálního R konečné hodnoty v čase $t = \infty$. Je možno dokonce je nutno poznamenat, že kosmologický člen byl poprvé zaveden Einsteinem v roce 1917 v souvislosti s obecnou teorií relativity. V tomto výkladu je zaveden v souvislosti s newtonskou kosmologií pouze proto, aby byl zřejmý jeho význam. Einsteinův původní vesmír byl též statický, to však nikterak neudivuje, neboť o rudém posuvu ve spektrech galaxií tehdy ještě nebylo nic známo. Kosmologický člen představuje vlastně silové pole působící na veškerou hmotu vesmíru, které však samo není ničím ovlivňováno. Většina dnešních modelů klade $A = 0$ a vylučuje kosmologický člen z dalších úvah.

Obecnějším přístupem k řešení modelů vesmíru je relativistická kosmologie. Teorie relativity nemůže být pojata do rozsahu této knihy a nutno se omezit jen na stručný výklad některých pojmů a hlavních výsledků. V trojrozměrném prostoru, který možno popsat Euklidovou geometrií, je vzdálenost dr dvou bodů A a B s rozdílem souřadnic

$$dx_1 = x_A - x_B, \quad dx_2 = y_A - y_B, \quad dx_3 = z_A - z_B$$

dána Pythagorovou větou

$$dr^2 = \sum_{i=1}^3 (dx_i)^2. \quad (6.22.6)$$

Nejkratší spojnice dvou bodů se nazývá *geodetika*, v tomto případě je to úsečka.

Světelný paprsek proběhne tento úsek za časový interval dt a dráha paprsku $c dt$ bude

$$c^2 dt^2 = \sum_{i=1}^3 (dx_i)^2, \quad (6.22.7)$$

a tedy

$$\sum_{i=1}^3 (dx_i)^2 - c^2 dt^2 = 0. \quad (6.22.8)$$

Jestliže dt je definován jako časový rozdíl mezi dvěma událostmi v bodech A a B , pak možno zavést *časoprostorovou vzdálenost* ds mezi těmito událostmi

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \sum_{i=1}^3 (dx_i)^2. \quad (6.22.9)$$

Časoprostorový interval ds může být různý od nuly. Jestliže $ds^2 > 0$, pak $|ds^2|$ = časový interval měřený hodinami, které se pohybují z místa A do místa B , násobený rychlostí světla.

Jestliže časoprostorová vzdálenost $ds^2 < 0$, pak $|(-ds^2)|$ = délka tyče (měřítka), jejíž jeden konec leží v bodě A druhý v bodě B pro pozorovatele, který se vzhledem k tyči nepohybuje (je fundamentálním pozorovatelem na tyči). Konečná rychlost světla ve vakuu c znamená, že časoprostorový interval ds mezi vysláním a přijímáním signálu je nulový, neboť za časový interval dt světelný signál urazí vzdálenost cdt a z rovnice (6.22.9) plyne, že v tomto případě $ds = 0$.

Důležitá vlastnost časoprostorového intervalu ds je, že se nemění, jestliže se použije jiného souřadného systému. Transformace z jednoho systému do druhého ovšem zahrnuje nejen prostorové souřadnice, ale i čas, tedy

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \sum_{i=1}^3 (dx_i)^2 = c^2 (dt')^2 - \sum_{i=1}^3 (dx'_i)^2, \quad (6.22.10)$$

kdy souřadnice nečárkované x přechází na souřadnice čárkované x' a interval času dt přechází na interval dt' . Jde o Lorentzovu transformaci, známou ze speciální teorie relativity. Rovnice

$$ds^2 = c^2 dt_i^2 - \sum_{i=1}^3 (dx_i)^2 \quad (6.22.11)$$

je rovnice metricky (ve které symbol j znamená pouze označení j -tého souřadného systému) časoprostoru, ve kterém prostorové souřadnice jsou pojaty euklidovskými, tj. prostor je nezakřiven (při omezení na dvě souřadnice by metrika tohoto prostoru byla rovina, možno tedy mluvit o plochém časoprostoru).

Speciální teorie relativity ukazuje, že též přírodní zákony jsou nezávislé (invariantní) vzhledem k Lorentzově transformaci. Zřetelně zde však vystupuje relativita časového intervalu dt („vlastního“ času), při vzájemném pohybu dvou pozorovatelů probíhá jejich „vlastní“ čas odlišně.

Obecná teorie relativity rozšiřuje tento poznatek tak, že přírodní zákony jsou invariantní při libovolné transformaci souřadnic. Einstein v této teorii ukázal, že hmotná tělesa zakřivují prostoročas, ve kterém se hmotné body mohou volně pohybovat po geodetikách spojujících dvě místa v zakřiveném prostoru. (Zakřivený prostor možno si představit při redukci prostoru na plochu: rovný list papíru může představovat prostor s nulovým zakřivením, povrch koule může představovat pozitivně zakřivený prostor.)

Robertson a Walker ukázali, že z předpokladu homogenity a izotropie vesmíru platí pro metriku zakřiveného prostoru vztah analogický vztahům výše diskutovaným

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R^2(t) d\chi^2}{1 - k\chi^2} \quad (6.22.12)$$

Druhý člen na pravé straně je metrika prostoru. $R(t)\chi$ je nepochybně vzdálenost dvou bodů v plochém prostoru ($k = 0$) a jmenovatel vyjadřuje zakřivení prostoru.

Velikost k je index křivosti, který může nabývat hodnot $-1, 0, +1$. Význam indexu křivosti opět nejlépe vyplyne z představy dvourozměrného prostoru. Nulová křivost ($k = 0$) představuje rovinný dvourozměrný prostor. Nulová křivost je totožná s euklidovským prostorem. Kladná křivost ($k = 1$) v dvourozměrné verzi představuje kulovou plochu v euklidovském prostoru. Záporná křivost ($k = -1$) je obvykle zobrazena jako sedlová plocha. Aplikováno na časoprostorový model vesmíru:

- $k = 0$ → euklidovský třírozměrný otevřený (nekonečný) vesmír,
- $k = +1$ → sférický nebo eliptický vesmír, uzavřený (konečný),
- $k = -1$ → hyperbolický, otevřený vesmír.

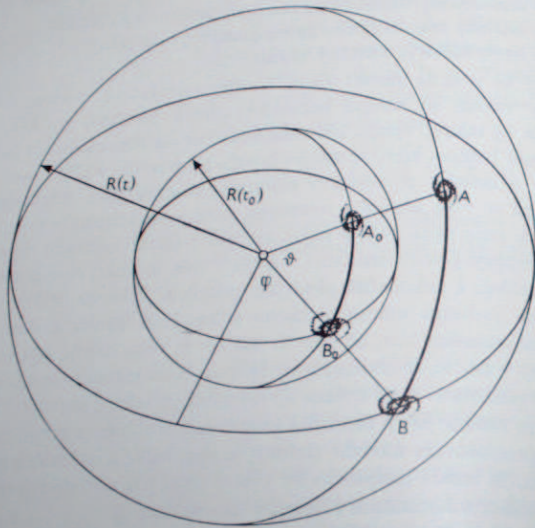
Velikost $R(t)$ je obecně funkcí času. V dvourozměrném modelu s kladnou křivostí, kdy vesmír je možno zobrazit kulovou plochou, je $R(t)$ poloměr koule. Jestliže by takový vesmír byl znázorněn populárním modelem balónu, pak je $R(t)$ poloměr balónu, který se mění s časem. Na povrchu balónu jsou upevněny malé ploché předměty z pevného materiálu představující jednotlivé galaxie. Rozměr galaxií se však nemění s rostoucím nebo zmenšujícím se poloměrem balónu. (Galaxie tedy není možno znázornit nakreslením nějakého obrazce, např. kolečka na pružný povrch balónu.) Veškerý svět je „ukryt“ v nekonečně tenkém plášti balónu a nekonečně plochých galaxiích. Poloměr balónu určuje velikost zakřivení prostoru tohoto plochého světa. Homogenita a izotropie tohoto vesmíru je zdůrazněna tím, že povrch balónu je rovnoměrně pokryt galaxiemi. Roste-li $R(t)$ s časem, je zřejmé, že vzdálenost mezi jednotlivými galaxiemi roste a přírůstek vzdálenosti mezi dvěma libovolnými galaxiemi za jednotku času bude tím větší, čím větší je jejich okamžitá vzdálenost (Hubbleova konstanta). Plášť balónu v časoprostorovém modelu vesmíru je nadplocha o poloměru křivosti $R(t)$. Obecně platí, že každá nadplocha ve výše zmíněných modelech vesmíru je trojrozměrný prostor s konstantní křivostí v daném čase t .

Velikost $R(t)$ je tedy zcela něco jiného než poloměr koule v příkladu kulového vesmíru v newtonské kosmologii. Je to univerzální škálový faktor, což znamená, že vzdálenost dvou galaxií je určena nějakou pevnou konstantou vynásobenou $R(t)$.

Expanze nebo kontrakce vesmíru je závislá na časové změně $R(t)$ a k stanovení $R(t)$, což je současně i funkce expanze, jsou nutné opět pohybové rovnice do jisté míry obdobné těm, které byly užity v příkladu newtonské kosmologie. V tomto případě se však vychází z Einsteinova pojetí gravitačního zákona (nebo jiných formulací podle volby teorie gravitace). Hmotu ve vesmíru možno přirovnat dokonale kapalině s hustotou ρ a tlakem p . Pohybové rovnice mají tvar

$$\left. \begin{aligned} \frac{\left(\frac{dR}{dt}\right)^2}{R^2} + \frac{kc^2}{R^2} - \frac{\Lambda c^2}{3} &= \frac{8\pi G \rho}{3}, \\ 2 \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{\left(\frac{dR}{dt}\right)^2}{R^2} + \frac{kc^2}{R^2} - \Lambda c^2 &= -\frac{8\pi G p}{c^2}, \end{aligned} \right\} \quad (6.22.13)$$

kde k je index křivosti, Λ kosmologický člen, G gravitační konstanta, c rychlost světla ve vakuu a $R = R(t)$. Jelikož většinou $\Lambda = 0$, závisí $R(t)$, pojata zde jako funkce expanze, na indexu křivosti, hustotě vesmíru a tlaku p .
 Při studiu dynamiky vesmíru je nutno vycházet nejen z pohybových rovnic, ale brát i ohled na rovnice, které by popisovaly stav hmoty – stavové rovnice vesmírné



Obr. 6.30. Model rozpinajícího se kladně zakřiveného dvojrozměrného vesmíru ve formě koule. Vzdálenost galaxií A a B je funkci expanze vesmíru $R(t)$ (v tomto případě poloměru koule). Velikosti galaxií však zůstávají stejné, tj. nerostou s rostoucím $R(t)$.

látky. Hlavní neshoda je v tom, že popis vlastnosti hmoty je obtížný při extrémních podmínkách, jaké by nastaly v blízkosti singularit $R(t) \rightarrow 0$. Například vztahy obecné relativity ztrácí platnost při hustotách, kdy je nutno brát v úvahu změny gravitačního pole ve vzdálenostech odpovídajících rozměru nitra atomu a kdy se nutně projeví kvantové efekty. Ani hustota současného vesmíru není spolehlivě známa a dosavadní odhady kolísají mezi čísly 10^{-26} – 10^{-28} kg m^{-3} . Též veličina p je neznáma. Ve výše uvedených rovnicích má význam tlaku částic s relativistickou hmotou (kosmické paprsky, neutrina apod.). Naproti tomu hmoty galaxií, mezigalaktická hmoty apod. (pomalé částice) nevyvolává tlak žádný. Volí se proto dva extrémní případy $p = 0$, kdy podíl hmoty relativistických částic by byl na celkové hustotě malý, nebo $p = \frac{1}{3} \rho c^2$, kdy ve vesmíru byl extrémně relativistický plyn,

a hustota záření byla vyšší než hustota ostatní látky. Má-li vesmír zápornou nebo nulovou křivost, je tedy otevřený, pak vyšel ze singularit $R(t) = 0$ a bude se rozpínat do nekonečna. Při $k = -1$ gravitační síly mezi částicemi nestačí expanzi zastavit, je to analogie hyperbolické rychlosti částice vůči nějakému gravitujícímu systému. Pro $k = 0$ je rychlost expanze analogická parabolické rychlosti, zastaví se při $R(t) \rightarrow \infty$. Při kladné křivosti $k = +1$, zastaví se expanze v konečném čase t_{max} , po kterém opět nastane kontrakce a vesmír se bude vracet zpět do singularit $R(t) = 0$. Tento vesmír je uzavřený, konečný a oscilující. Všechny tyto modely mohou odpovídat skutečnosti a pouze pozorování může rozhodnout o výběru modelu, který nejlépe popisuje skutečný vesmír. V pozorovaném vesmíru nemůže současně platit:

1. homogenní rozložení hmoty konečné hustoty,
2. nekonečně velký (nezakřivený) prostor,
3. gravitační zákon v klasickém tvaru.

Homogenní rozložení hvězd do nekonečna by znamenalo, že obloha by byla jasná jako samo Slunce – tomu tak není. Na tento paradox upozornil již v minulém století Olbers a označuje se většinou Olbersův (nebo též de Chéseauxův-Olbersův) paradox. Počet hvězd přibývá s třetí mocninou vzdálenosti, kdežto jasnost hvězd ubývá s mocninou druhou. Nic by neměnilo na této skutečnosti shlukování hvězd v galaxiích, počet galaxií by byl též nekonečný. Absorpce světla v mezihvězdné hmotě by znamenala jen to, že absorbovaná energie by se opět vyzářila. Nejjednodušší vysvětlení Olbersova paradoxu je, že se vesmír rozpíná tak, že od nás nejvzdálenější objekty mají nekonečně velký rudý posuv a integrované světlo nepřevyšuje jasnost oblohy.

Tabulka 6.16

Průměrná hustota vesmíru

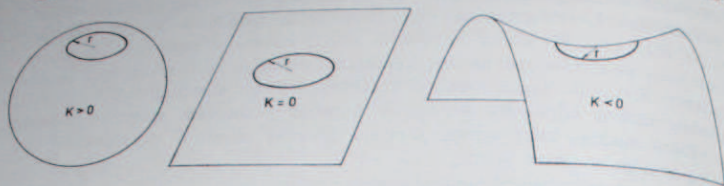
	Hustota (nebo ekvivalent hustoty) * [kg m^{-3}]
Pozorovatelná (zářící) hmota v galaxiích	$3 \cdot 10^{-28}$
Neregistrovaný vodík	$< 10^{-28}$ (?)
Prachové částice	}
Rozptýlené záření hvězd	
Kosmické paprsky	
Neutrina	
Gravitační vlny ??	$5 \cdot 10^{-31}$
Zbytkové záření (2,7 K)	}
Magnetické pole	

* Ekvivalent hustoty je vypočten z odhadu hustoty energie záření u , magnetického pole apod., pomocí vztahu

$$\rho = \frac{u}{c^2}$$

který plyne z Einsteinova vztahu $E = mc^2$.

Jistou obdobou Olbersova paradoxu je, že při nekonečně velkém homogenním vesmíru by působila na každé těleso nekonečně velká síla. Ani to není pozorováno. Euklidovský nekonečně velký homogenní vesmír nutno vyloučit z možných mo-

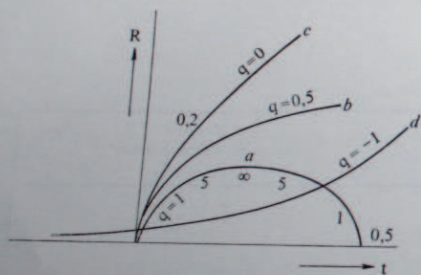


Obr. 6.31. Plochy znázorňující zakřivení dvojrozměrného prostoru:

Křivost K Geometrie	> 0 koule nebo elipsoid – uzavřený prostor	$= 0$ rovina – euklidovský prostor	< 0 hyperbolický prostor Bolyaiho- Lobatschewského prostor
Obvod kružnice (na ploše)	$< 2\pi r$	$2\pi r$	$> 2\pi r$
Plocha kružnice	$< \pi r^2$	πr^2	$> \pi r^2$

delů. Naproti tomu existují experimentální důkazy pro platnost obecné relativity, ze které se vychází při konstrukci modelů v relativistické kosmologii. Jsou to:

1. Úchylka světla v gravitačním poli Slunce. Je měřitelná srovnáváním snímků



Obr. 6.32. Znázornění $R = R(t)$ jako funkce rozpinání vesmíru pro různé modely. a) vesmír s expanzí eliptickou, tj. pozitivním zakřivením prostoru. b) euklidovský vesmír s expanzí parabolickou. c) vesmír s hyperbolickou expanzí. Křivka d) platí pro tzv. steady state model. Čísla udávají hodnoty deceleračního parametru q .

hvězdného pole pořízeného v okamžiku úplného slunečního zatmění v blízkosti slunečního kotouče a téhož pole mimo sluneční zatmění. Teoretická hodnota je

$$q'' = \frac{1''}{R_{\odot}} \quad (\text{v obloukových vteřinách}),$$

kde R_{\odot} je úhlová vzdálenost od středu slunečního disku vyjádřená v poloměrech slunečního disku. Měření tuto hodnotu potvrdila.

2. Gravitační rudý posuv. Kvantum o energii $h\nu$ vyzářeno z hvězdy o poloměru

R a hmotnosti M má po výstupu z gravitačního pole energii zmenšenou o hodnotu

$$-\Delta h\nu = G \frac{M h\nu}{R c^2} \quad (6.22.14)$$

To se projeví posuvem čar k červenému konci spektra a zdánlivé radiální rychlosti. U Slunce to odpovídá rychlosti $0,64 \text{ km s}^{-1}$. Byl zjištěn ve spektrech bílých trpaslíků a v gravitačním poli Země byl dokázán pomocí Mössbauerova efektu. Stáčení perihelu planet – zejména Merkura, které je způsobeno relativistickým efektem, je nepochybně pozorováním dokázáno. Posuv perihelu u Merkura činí $43''11 \pm 0,45$ za století (po oproštění od poruch dráhy působením rušivými gravitačními silami ostatních planet). Teoretická relativistická hodnota je $43''03$. Tedy souhlas vynikající.

Tento stručný výčet některých pozorovaných vlastností vesmíru naznačuje, že relativistická kosmologie je mnohem slibnější než kosmologie newtonská. Pozorovaný rudý posuv a zbytkové záření naznačují, že vhodné modely nutno hledat mezi těmi, kdy vesmír v minulosti prošel singularitou $R(t) = 0$. Další postup je však mnohem obtížnější, tj. rozhodnout, který ze zbývajících modelů vystihne nejlépe geometrii skutečného rozpínajícího se vesmíru. Východiskem je určení Hubbleovy konstanty H , která může být definována jako změna poloměru křivosti pomocí vztahu

$$H_0 = \left[\frac{dR}{dt} \right]_{t=t_0} \quad (6.22.15)$$

(Předpokládá se, že t_0 je tzv. kosmický čas, tj. doba, která uplynula od singularity $t = 0$ do současnosti.) Expanzi však zpomaluje (deceleruje) gravitační pole. Nutno zavést decelerační parametr q , tj. změnu rychlosti expanze

$$q_0 = \left[- \frac{\frac{d^2R}{dt^2} R}{\left(\frac{dR}{dt}\right)^2} \right]_{t=t_0} \quad (6.22.16)$$

Z rovnic 6.22.13 za předpokladu $\Lambda = 0$ a $p = 0$ plyne pro vztah mezi indexem křivosti k a deceleračním parametrem vztah

$$-k = \frac{1}{c^2} (R(t_0))^2 H_0^2 (1 - 2q_0)$$

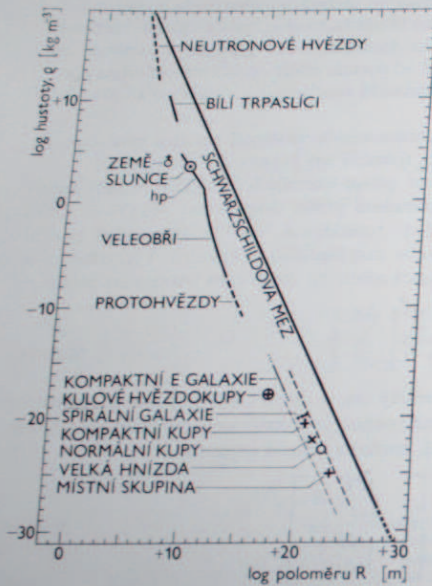
a možno nalézt, že pro

$$\begin{aligned} k = -1 & \text{ je } q < \frac{1}{2}, & (\text{expanze hyperbolická}) \\ k = 0 & \text{ je } q = \frac{1}{2}, & (\text{expanze parabolická}) \\ k = +1 & \text{ je } q > \frac{1}{2}, & (\text{expanze eliptická}). \end{aligned}$$

Jelikož

$$q = \frac{4\pi G \rho}{3H_0}, \quad (6.22.17)$$

kde ρ je současná hustota vesmírné látky, je zřejmé, že pro určení geometrie vesmíru je nutno znát mimo Hubbleovy konstanty H_0 alespoň decelerační parametr q nebo hustotu ρ (nejlépe však obě tyto dvě veličiny). Průměrnou hustotu vesmíru je však velmi obtížné určit a větší naděje je získat jistou představu o deceleračním parametru z podrobného rozboru Hubbleova vztahu.



Obr. 6.33. Diagram poloměr kosmických útvarů - hustota. Schwarzschildova mez v diagramu vyznačuje hranici minimálních hustot černých děr daného poloměru. Symbol hp znamená hlavní posloupnosti; E znamená eliptické galaxie, kupy = kupy galaxií, hnízda = hnízda galaxií a místní skupina = místní skupina galaxií.

Pro určení deceleračního parametru je nutné znát s dostatečnou přesností velikost rudého posuvu $z = \Delta\lambda/\lambda$ v závislosti na zdánlivé magnitudě objektu, která je jistým měřítkem vzdálenosti. Pro rudý posuv platí

$$z = \frac{R(t_1)}{R(t)} - 1, \quad (6.22.18)$$

kde $R(t_1)$ je funkce expanze v čase, kdy byl z galaxie k nám vyslán světelný signál, a tedy $t_1 < t$. Zdánlivá magnituda m_c vzdálené galaxie opravená o některé další efekty (mezihvězdnou absorpci a zčervenání světla) je dána vztahem

$$m_c = M + 5 + 5 \log H + 5 \log cz + 2,5 \log e \left(1 + \frac{q}{H^2} \right) z.$$

Poslední člen ukazuje, že průběh závislosti m_c na $\log cz$ nebude lineární. Absolutní magnituda M se pro vzdálené galaxie předpokládá stejná jako pro blízké galaxie (u kterých je jako pomůcka určení vzdálenosti, např. proměnné typu RR Lyrae a δ Cephei, nejjasnější hvězdy, novy, kulové hvězdokupy, III oblasti apod.). U vzdálených galaxií se tím předpokládá jistá standardní svítivost. Praktické určování vzdálenosti tímto způsobem se komplikuje, neboť se vždy měří jas-zorované barevné teploty způsobenou rudým posuvem

$$T_0 = T_1 \frac{R(t_1)}{R(t_0)} \quad (6.22.19)$$

Tim prudce poklesne zdánlivá jasnost galaxií s velkým posuvem. Rovněž někdy užívaná je vzdálenost určená měřením zdánlivého úhlového rozměru galaxie. Předpoklad, že úhlový rozměr tělesa standardní velikosti klesá přímo úměrně se vzdáleností, však nemusí být splněn. Na povrchu koule v plochému modelu se například pozorovateli na pólu zdají nejmenší tělesa na rovníku. Velkou obtíží při určování úhlového rozměru jsou nejasné okraje galaxií. Ve větší vzdálenosti lze zachytit jen jasnější vnitřní část menšího průměru. Vedle toho určitou úlohu zde má i možný efekt stáří galaxie. Signál, který dospěje k nám v současné době byl vyslán z objektu mnohem mladšího s větší svítivostí, než mají průměrné galaxie v našem okolí.

Z těchto důvodů nutno považovat určení deceleračního faktoru za nejisté. Důkladný rozbor dostupných dat, který provedl Sandage, vede k hodnotám $q = +1$, $H = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Podle toho má vesmír kladnou křivost, je uzavřený a expanzi za určitou dobu vystřídá kontrakce. Doba, která uplynula od minulé singularity je $1,1 \cdot 10^{10}$ let. Nicméně někteří jiní autoři dospěli k hodnotám q menším než $\frac{1}{2}$, tedy k otevřenému vesmíru.

V této souvislosti nutno poznamenat, že kvasary nepřinesly žádný podstatný pokrok v této otázce. Rozptýl dat $\log cz$ pro kvasary v závislosti na jejich zdánlivé jasnosti je příliš velký. Spíše vznikly pochybnosti, zda u kvasarů a případně i u galaxií velké hodnoty z možno beze zbytku přisuzovat expanzi vesmíru.

Dlužno též poznamenat, že pro stáří vesmíru platí $t_0 = H^{-1}$ (tzv. Hubbleův čas) jedině tehdy, jestliže vždy $q = 0$. Pro uzavřený vesmír $q \geq 0,5$ je stáří menší než H^{-1} . Například pro $H = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ je $t_0 = H^{-1} = 1,95 \cdot 10^{10}$ let, avšak při $q = 2$ je $t_0 = 9,2 \cdot 10^9$ let. V této souvislosti se mluví též o tzv. Friedmannově času. Sovětský matematik A. Friedmann kolem roku 1922 jako první konstruoval modely rozpinajícího se vesmíru a základní modely homogenního izotropního vesmíru se často označují jako Friedmannovy modely vesmíru.

Pro vesmír s $q > 0$ lze nalézt vždy oblast vesmíru, ze které k nám světelný signál dosud nedospěl. Je to tzv. horizont vesmíru a pro rudý posuv objektů na horizontu platí, že $z = \infty$ a jsou tedy pro nás nepozorovatelné.

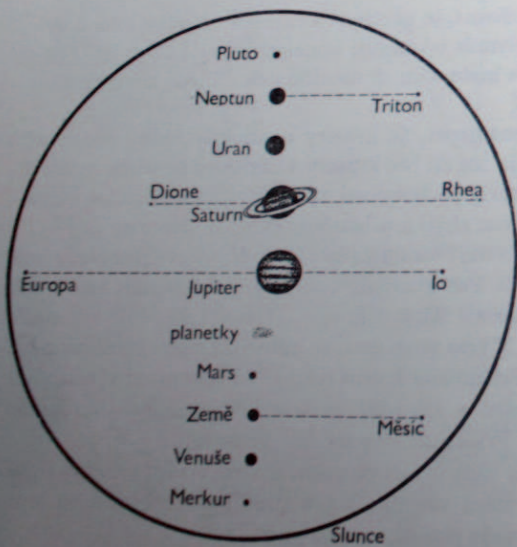
7.

Sluneční soustava

7.1. Úvodní poznámky

Pod pojmem sluneční soustava se obvykle rozumí soubor všech těles pohybujících se v gravitačním poli Slunce a vykonajících alespoň jeden plný oběh kolem tohoto ústředního tělesa. Jsou to všechny velké i malé planety, komety, meteorická tělesa a meziplanetární prach, ale i měsíce jednotlivých planet. Do tohoto výčtu však nepatří objekty pohybující se po hyperbolických drahách před průchodem i po průchodu perihelem, tedy tělesa přicházející z mezihvězdného prostoru.

Sluneční soustava je složena z těles s velmi rozdílnými fyzikálními vlastnostmi



Obr. 7.1. Vzájemné porovnání velikosti Slunce, planet a některých měsíců.

Tabulka 7.1a
Planety

Planeta	Sklon k ekl.	Délka výst. uzlu	Délka perihelu	Sř. vzdál. od Slunce	Excentricita
Merkur	7,0043	—	—	—	—
Venuše	3,3944	48,0586	—	AU	—
Země	—	76,4728	77,0975	—	—
Mars	1,8498	—	131,2474	0,38710	0,20563
Jupiter	1,3056	49,3801	102,5448	0,72333	0,00678
Saturn	2,4873	100,2050	335,6356	1,00000	0,01672
Uran	0,7719	113,4826	140,0120	1,52369	0,09338
Neptun	1,7713	73,9694	93,0770	5,20216	0,04796
Pluto	17,1383	131,5765	167,8144	9,56728	0,05732
		109,9048	59,0927	19,14226	0,04630
			220,5782	29,95051	0,01217
				39,37708	0,24658

Planeta	Sider. perioda	Sider. sf. denní pohyb	Synod. perioda	Hmotnost (Slunce = 1)	Hustota
	r	—	d		
Merkur	0,24085	4,09234	115,88	1/6000000	5,60
Venuše	0,61521	1,60213	583,92	1/408522	5,23
Země	1,00004	0,98565	—	1/329390	5,52
Mars	1,88089	0,52403	779,94	1/3098650	3,94
Jupiter	11,86223	0,08311	398,88	1/1047,36	1,33
Saturn	29,45772	0,03331	378,09	1/22693	1,60
Uran	84,01312	0,01177	369,66	1/18889	1,58
Neptun	167,79395	0,00601	366,73	10 ⁻³	1,73
Pluto	248,4302	0,00399			

Planeta	Průměr	Zploštění	Perioda rotace	Sklon osy	Zrych. tíže	Jasnost
	km			°	cm s ⁻²	m m
Merkur	4 868	0,000	58,646 ^d	0 ±	360	-1,8 ÷ +3,3
Venuše	12 112	0,000	242,982 ^d	179 ±	850	-4,3 ÷ -3,3
Země (rovn.)	12 757	0,003	23 ^h 56 ^m 04 ^s	23,45	982	—
Země (pol.)	12 714					
Mars (rovn.)	6 788	0,004	24 ^h 37 ^m 23 ^s	23,98	376	-2,8 ÷ +2,0
Mars (pol.)	6 759					
Jupiter (rovn.)	141 700	0,061	9 ^h 50 ^m 30 ^s	3,07	2600	-2,6 ÷ -1,3
Jupiter (pol.)	133 100					
Saturn (rovn.)	120 000	0,109	10 ^h 14 ^m	26,73	1120	-0,3 ÷ +0,9
Saturn (pol.)	106 900					
Uran (rovn.)	53 000	0,025	10 ^h 49 ^m	97,89	940	+5,5 ÷ +6,3
Neptun	48 600	0,0	15 ^h 40 ^m	28,80	1200	+7,6 ÷ +8,0
Pluto	2 500	?	6 ^h 9 ^m 18 ^m	15	>820	+13,6 ÷ 15,9

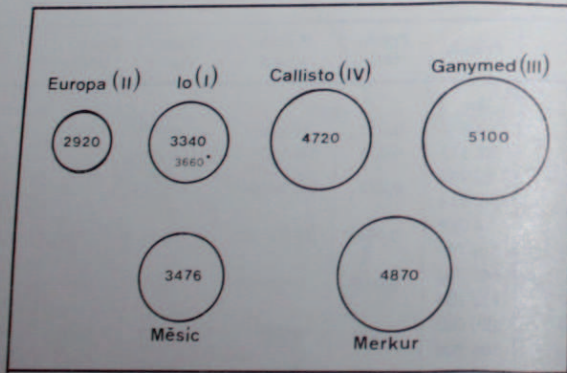
Tabulka 7.1b

Některé důležité konstanty pro sluneční systém
(podle doporučení Mezinárodní astronomické unie 1976)

Gaussova gravitační konstanta	$k = 0,01720209895$
Gravitační konstanta	$G = 6,672 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Rychlost světla	$c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$
Světelný čas pro astronomickou jednotku	$t_A = 499,004782 \text{ s}$
Astronomická jednotka	$\text{AU} = ct_A = 1,49597870 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Rovnikový poloměr Země	$a_e = 6\,378\,140 \text{ m}$
Sluneční paralaxa	$\pi_\odot = \frac{a_e}{ct_A} = 8,794148$
Aberační konstanta (na rok 2000)	$\alpha = 20,49552$
Hmotnost Slunce	$M_\odot = 1,9891 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Heliocentrická gravitační konstanta	$GM_\odot = \frac{(ct_A)^3 k^2}{D} = 1,32712438 \cdot 10^{20} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$
Střední den	$D = 86\,400 \text{ s}$
Poměr hmotností Slunce a Země	$\frac{GM_\odot}{GM_\oplus} = 332\,946,0$
Poměr hmotností Měsíce a Země	$\mu = 0,0123002$
Generální precese v délce za 100 let = 36525 D pro epochu 2000	$p = 5029,0966$
Nutační konstanta pro epochu 2000	$N = 9,2109$
Sklon ekliptiky k rovníku pro epochu 2000	$\epsilon = 23^\circ 26' 21,448''$

a s velmi rozdílnými rozměry. Slunce je typická hvězda hlavní posloupnosti o průměru přes 10^6 km , kdežto částice zodiakálního světla je jen nepatrný krystalek nebo úlomek pevné látky.

Velké planety obíhají kolem Slunce v tomto pořadí ve vzdálenosti: Merkur,



Obr. 7.2. Poměrné velikosti některých Jupiterových měsíců, Merkura a Měsíce. Čísla uvádějí průměry těles v km. U měsíce Io menší číslo je novější údaj.

Tabulka 7.2
Měsíce planet

Planeta	Měsíc	Vzdálenost od planety [10^6 km]	Siderická doba oběhu [dny]	Excentricita dráhy	Sklon oběžné dráhy [stupně]	Poloměr* [km]	Hmotnost relativní $M_{\text{pl}}/M_{\text{Měs}}$	Zdálná maximální jasnost
Země	Měsíc	384	27,32	0,055	(5,1)	1738	81	-12,7
Mars	Phobos	9	0,32	0,021	1,1	27 max	—	+11,5
	Deimos	23	1,26	0,003	1,6	15 max	—	+12,5
Jupiter	Io	422	1,77	<0,01	0,03	1820	24 · 10 ³	+5,5
	Europa	671	3,55	<0,01	0,5	1533 ± 27	38 · 10 ³	+5,3
	Ganymedes	1071	7,16	<0,01	0,2	2608 ± 32	12 · 10 ³	+5,1
	Kallisto	1883	16,69	<0,01	0,3	2445 ± 75	19 · 10 ³	+14,9
		181	0,50	0,003	0,4	(85)	—	+14
		11470	250,6	0,158	28	(65)	—	+18
		11740	259,8	0,206	26	(22)	—	+18
		23500	737	0,40	33R	(6)	—	+19
		23700	758	0,27	25R	(7)	—	+19
		11850	255	0,13	28	(8)	—	+19
		22560	692	0,21	16R	(8)	—	+19
		21200	631	0,16	33R	(6)	—	+21
		12400	282	0,105?	25	?	—	+14
		—	(0,75)	~0	—	—	—	+14
		158	0,94	0,020	1,5	(185)	15 · 10 ³	+12
	Janus	186	1,37	0,004	0,0	(180)	8 · 10 ³	+12
	Mimas	238	1,89	0,000	1,1	(275)	87 · 10 ³	+11
	Enceladus	295	2,74	0,002	0,0	520 ± 57	10,3	+11
	Tethys	377	4,52	0,001	0,3	(412) ± 74	55 · 10 ³	+10
	Dione	527	7,45	0,001	0,3	788 ± 43	15	+10
	Rhea	1222	15,95	0,029	0,5	2916 ± 26	4150	+8
	Titan	1481	21,28	0,104	0,5	1370	1370	+14
	Hyperion	3560	79,33	0,028	15	798 ± 70	(5,1)	+11
	Japetus	12950	550,5	0,163	30R	(130)	15	+16,5
	Phoebe	—	—	—	—	—	—	—

Venuše, Země, Mars, Jupiter, Saturn, Uran, Neptun a Pluto. Dělí se na dvě skupiny, a to na planety vnitřní a vnější. Nutno však poznamenat, že kritéria pro zařazení planety do jedné z těchto skupin jsou dvě:

a) Podle charakteru zdánlivých drah, jak se jeví pozemskému pozorovateli. Podle toho Merkur a Venuše jsou planety vnitřní (pro které je charakteristické, že se nikdy nedostanou do opozice se Sluncem) a ostatní jsou planety vnější, tj. všechny, které jsou dále od Slunce než Země.

b) Podle fyzikálních vlastností. Merkur, Venuše, Země a Mars jsou planety vnitřní, ostatní planety jsou vnější. Dělitkem mezi oběma skupinami je pásmo malých planet. Toto dělení je po fyzikální stránce zcela logické. Vnitřní planety mají relativně vysokou hustotu, nedostatek lehčích prvků zejména vodíku a helia. Naproti tomu vnější planety mají hustotu nízkou a mnohem větší rozměry. Jejich chemické složení (alespoň jak je známo u Jupitera a Saturna) se podobá spíše chemickému složení Slunce.

Vedle velkých planet je ve sluneční soustavě značný počet malých planet pohybujících se většinou mezi Marsem a Jupiterem. Jejich celkové množství je patrně větší než 40 000, avšak jen u 2 000 jsou s dostatečnou přesností známy elementy drah.

Další složkou sluneční soustavy je meziplanetární hmota, do které se zahrnují komety, meteory, meziplanetární prach, popř. i meziplanetární plyn. Celkový výčet příslušníků sluneční soustavy uzavírají měsíce planet. Mě-

Tabulka 7.2b (pokračování)
Měsíce planet

Planeta	Měsíc	Vzdálenost od planety [10 ³ km]	Siderická doba oběhu [dny]	Excentricita dráhy	Sklon oběžné dráhy [stupně]	Poloměr** [km]	Hmotnost relativní M _{obj} /M _{země} [10 ²⁴ kg]	Zdánlivá maximální jasnost
Uran	Miranda	128	1,41	~0	—	(225)	10 ⁶	+17
	Ariel	192	2,52	0,003	0	(735)	7 · 10 ⁴	+14
	Umbriel	267	4,14	0,004	0	(480)	17 · 10 ⁴	+15
	Titania	438	8,71	0,002	0	(880)	2 · 10 ⁴	+14
	Oberon	586	13,46	0,001	0	(800)	3 · 10 ⁴	+14
Neptun	Triton	353	5,88	0,00	20R	(1900)	750	+14
	Nereida	5600	360	0,75	28	(270)	3 · 10 ⁶	+20

* U Měsíce vzhledem k ekliptice; ve všech ostatních případech vzhledem k rovníku planety; R znamená retrogradní pohyb.
** Poloměry v závorkách jsou přibližné, jsou určeny ze zdánlivé jasnosti měsíce.

sic Země je z hlediska fyzikálního často považován za planetu. V následujících kapitolách jsou stručně popsány hlavní fyzikální vlastnosti jak ústředního tělesa – Slunce, tak jednotlivých planet a dalších složek sluneční soustavy. Některá základní data jsou přehledně sestavena v tabulkách 7.1 a 7.2.

7.2. Některé základní pojmy fyziky planet

Fáze – fázový úhel, fázový efekt

U řady objektů sluneční soustavy jsou pozorovány fáze, které však v tomto pojetí znamenají míru osvětlení Sluncem vzhledem k pozorovateli. Jestliže r je vzdálenost planeta—Slunce, tedy heliocentrická vzdálenost planety, vzdálenost Slunce—Země r_0 , vzdálenost planeta—Země r_p a E elongace, tj. úhlová průvodičí r a r_p , platí pro fázový úhel

$$\sin \alpha = \frac{r_0}{r} \sin E. \quad (7.2.1)$$

Je-li úhlový průměr planety D , pak část průměru připadající na osvětlenou část planety je

$$O = \frac{1}{2}D(1 + \cos \alpha) = D \cos^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (7.2.2)$$

Část průměru ležící v neosvětlené části planety

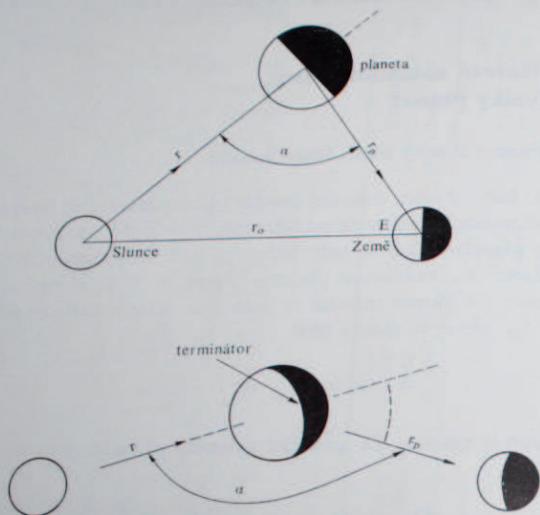
$$N = D - O = D \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (7.2.3)$$

Pro vnitřní planety platí, že při maximální elongaci je $\alpha \approx 90^\circ$ a pro pozemského pozorovatele je osvětlena polovina kotoučku planety. Je zřejmé, že pro Venuši a Merkura platí $\alpha = 0^\circ$ při dolní i horní konjunkci se Sluncem, tedy když planeta je v „úplňku“ nebo „novu“. Pro Měsíc však $\alpha = 0^\circ$ je pro nov a $\alpha = 180^\circ$ pro úplňk. (V literatuře se někdy definuje fázový úhel v obráceném smyslu, tj. pro nov $\alpha = 180^\circ$.)

Maximální fázový úhel α (jak patrně z definice, jedná se o geocentrický fázový úhel) je u Marse 45° , Jupitera 11° , Saturna 6° , Urana 3° . To znamená, že pro pozemského pozorovatele Mars jeví maximálně přibližně takovou fázi jako Měsíc několik dní před úplňkem a po úplňku.

Fázový efekt je závislost celkové pozorované jasnosti na fázovém úhlu a ukazuje částečné optické a fyzikální vlastnosti planetárního povrchu. Pro hladkou nelesklou kouli o průměru o mnoho řádů převyšujícím vlnovou délku světla je fázový efekt

dán Lambertovým zákonem. Pro kulové těleso s drsným rozbrázděným povrchem je závislost celkového jasů na fázovém úhlu zcela odlišná. U hladké koule jas po „úplňku“ klesá nejdříve pozvolna, a pak rychleji, u drsné koule je průběh opačný,



Obr. 7.3. Definice fázového úhlu. Fázový úhel je definovaný paprskem, dopadajícím na planetu (kometu), satelit apod. ze Slunce a paprskem odraženým planetou směrem k pozorovateli. Avšak v literatuře, zejména při popisu rozptylu světla, se jako fázový úhel označuje $180^\circ - \alpha$, tj. úhel v dolní části obrázku vyznačený čárkovaně.

po úplňku nastane prudký sestup jasů. To je způsobeno hlavně vznikem stínů na prohlubních (např. na kráterech na Měsíci či Merkuru), které ubírají z celkové ozářené plochy podstatnou část.



Obr. 7.4. Fáze planety.

Průběh fázového efektu v závislosti na fázovém úhlu je vyjádřen fázovou funkcí $\Phi(\alpha)$, která pro planetu v úplňku (tj. v opozici se Sluncem) je vždy $\Phi(\alpha) = 1$.

Albedo

Schopnost povrchu kosmických těles, např. planet, odrážet, přese-
něji řečeno rozptylovat dopadající záření, je vyjádřena albedem A definovaným
jako poměr rozptýleného světla a světla dopadajícího z velmi vzdáleného zdroje
na povrch planety

$$A = \frac{\text{množství světla rozptýleného do všech směrů}}{\text{množství dopadajícího (slunečního) světla}}$$

Takto je definováno Bondovo albedo. Množstvím světla se zde rozumí zářivá
energie frekvence ν nebo v intervalu frekvence $\nu + \Delta\nu$. V praxi se uvádí albedo
většinou pro jistý širší obor spektra. Předpokládá se, že záření je povrchem roz-
ptylováno, tedy že se povrch nechová jako zrcadlicí plocha (povrch nesmí být
lesklý). Ideálně bílá nezrcadlicí plocha má $A = 1$ nezávisle na frekvenci. Ve sku-
tečnosti $A(\nu) < 1$. Množství pohlceného záření je tedy $1 - A(\nu)$.
Pro monochromatický tok naměřený na jednotkové ploše ve vzdálenosti r od
zdroje, jehož poloměr je R , platí (viz též 3.16.6)

$$E_r = \bar{I}_r \pi \frac{R^2}{r^2}, \quad (7.2.4)$$

kde \bar{I}_r je střední intenzita na povrchu zdroje, tj. například Slunce. Je-li ϱ_s zdán-
livý průměr Slunce, tak jak se jeví z planety ve vzdálenosti r , vyjádřený v oblou-
kové míře, pak platí

$$E = \bar{I}_r \pi \frac{r^2 \sin^2 \varrho_s}{r^2} = \bar{I}_r \pi \sin^2 \varrho_s. \quad (7.2.5)$$

Pro tok záření $E_{r,p}$ dopadajícího na Zemi na jednotkovou plochu z planety
v geocentrické vzdálenosti Δ , analogicky platí

$$E_{r,p} = \bar{I}_r A_r \pi \sin^2 \varrho_s \sin^2 \varrho_p \Phi(\alpha), \quad (7.2.6)$$

kde ϱ_p je zdánlivý poloměr planety viditelný se Země a vyjádřený v obloukové
míře, $\Phi(\alpha)$ je fázová funkce planety, A_r albedo jejího povrchu.

Pokud je povrch planety dostatečně homogenní, pak $\bar{I}_r A_r \pi$ je konstantní a pro
zdánlivou magnitudu planety $m_r(r, \Delta, \Phi)$ platí

$$m_r(r, \Delta, \Phi) = -2,5 \log E_{r,p} + \text{konst.} = m_{r,0} + 5(\log r + \log \Delta - \frac{1}{2} \log \Phi(\alpha)), \quad (7.2.7)$$

kde $m_{r,0}$ je zdánlivá magnituda pro $r = \Delta = \Phi(\alpha) = 1$.

Určení povrchové teploty planety

Důležitým údajem je povrchová teplota planety T_{pl} . Jelikož teploty
jsou vesměs pod 1000 K, lze měřením v infračerveném a rádiovém oboru
zjistit planetou vyzařovanou energii σT_{pl}^4 . Kromě Jupitera a patrně Saturna
nemají planety žádné podstatné zdroje vlastní energie. Proto zde musí být rovno-

váha mezi vyzářenou energií a sluneční energií pohlcenou planetou. Subsolární bod pomalu rotující planety bez atmosféry bude vyzářovat energii danou vztahem

$$\varepsilon \sigma T_{pl}^4 = (1 - A) \sigma T_{\odot}^4 \left(\frac{R_{\odot}}{r}\right)^2, \quad (7.2.8)$$

kde ε je koeficient emisivity planetárního povrchu určující schopnost vyzářovat v infračerveném oboru spektra ($\varepsilon \leq 1$), σ Stefanova konstanta, A albedo planety ve vizuálním oboru spektra, T_{\odot} efektivní teplota Slunce, R_{\odot} poloměr Slunce a r vzdálenost planety od Slunce.

Celková plocha rotující planety, na kterou dopadá záření, je $4\pi R^2$ (je-li R poloměr planety), ale průřez svazkem dopadajících paprsků je jen πR^2 . Proto pro rotující planetu bude střední povrchová teplota T_s dána vztahem

$$T_s^4 = \frac{1}{4} T_{pl}^4, \quad (7.2.9)$$

tedy

$$T_s = 0,7 T_{pl}. \quad (7.2.10)$$

Vliv atmosféry se projeví tím, že naměřená $T_{s,m}$ bude obvykle nižší než povrchová teplota T_s . Příčina je v tom, že atmosféra má určitou optickou hloubku pro infračervené záření. Viditelné světlo dopadající na povrch planety se mění v tepelné záření, které však není planetární atmosférou plně propouštěno zpět do prostoru. Teplota $T_{s,m}$ se vztahuje na ty vrstvy atmosféry, kde optická hloubka pro infračervené záření nepřestoupila hodnotu 1. Obecně je

$$T_s > T_{s,m}$$

a rozdíl $T_s - T_{s,m}$ je mírou tzv. skleníkového efektu, neboť týž jev nastává ve skleníku. Výrazný skleníkový efekt je na Venuši a Saturnově měsíci Titanu.

Jestliže se měřením zjistí, že teplota planety je větší než T_s , nutně to znamená, že planeta má vlastní zdroj tepla. Takovým případem je Jupiter a Saturn.

Tlak v atmosféře planety

Rozložení tlaku v atmosféře planety je dáno hydrostatickou rovnováhou, kterou lze vyjádřit změnou tlaku dp se změnou výšky h v kulové vrstvě o tloušťce dh

$$\frac{dp}{dh} = -g\rho, \quad (7.2.11)$$

kde g je gravitační zrychlení a ρ hustota atmosféry. Elementární objem v atmosférické vrstvě o tloušťce dh , jehož tíha je $g\rho dh$, je udržován proti působení gravitačního zrychlení rozdílem tlaku na spodní a vrchní ploše kulové vrstvy. Tlak atmosféry p je dán vztahem

$$p = \frac{\mathcal{R}T}{\mu}, \quad (7.2.12)$$

kde R je plynová konstanta, T teplota atmosféry, μ střední molekulová hmotnost. Z předešlých dvou rovnic plyne

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g\mu}{\mathcal{R}T} dh = -\frac{dh}{H}, \quad (7.2.13)$$

$$H = \frac{\mathcal{R}T}{g\mu}, \quad (7.2.14)$$

kde H je výška idealizované atmosféry s neproměnnou hustotou, která by na povrchu planety vyvolala stejný tlak jako atmosféra skutečná. Je to ekvivalentní výška, která v případě zemské atmosféry je přibližně 8 km. Do té výšky by pokrývalo Zemí ovzduší, pokud by se hustota vzduchu s výškou neměnila. H je konstanta a integraci předešlé rovnice pro dp/p se dospěje k barometrické rovnici

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{h}{H} \quad (7.2.15)$$

čili

$$p = p_0 \exp(-h/H), \quad (7.2.16)$$

kde p_0 je tlak na povrchu planety, tj. pro $h = 0$. V zemské atmosféře tlak vzduchu poklesne ve výšce 8 km přibližně na $0,1 \cdot e^{-1} \approx 0,04$ MPa.

Atmosféra planety se trvale udrží tehdy, jestliže střední rychlost v částice ve vzdálenosti r od středu planety nepřekročí rychlost únikovou, tedy

$$\frac{1}{2}v^2 \leq G\frac{M}{r},$$

kde M je hmotnost planety.

Pravděpodobná rychlost v částice v prostředí o teplotě T je dána vztahem

$$\bar{v} = (2RT/\mu)^{1/2}, \quad (7.2.17)$$

kde R je plynová konstanta a μ střední molekulová hmotnost. Jelikož $v > \bar{v}$, pak planety s hmotností menší než Země a s povrchovou teplotou $T \geq 300$ K nemohou udržet trvale atmosféru podobného složení, jako je atmosféra Země. Proto Měsíc a Merkur nemají ovzduší. Naproti tomu Saturnův měsíc Titan si může podržet „těžkou“ atmosféru složenou z molekul CH_4 .

Vliv tlaku záření na meziplanetární prach

Jak již bylo ukázáno v kapitole 3.15, foton nese ve směru záření hybnost $h\nu/c$, která může být předána částici, na niž dopadne. Pro energii E_r , která prochází ve vzdálenosti r od Slunce jednotkovou plochou kolmo vystavenou směru záření, platí

$$E_r = \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sigma T_{\odot}^4, \quad (7.2.18)$$

kde R je poloměr a T_{\odot} je efektivní teplota Slunce, σ je Stefanova-Boltzmannova konstanta. (E_r pro $r = 1 \text{ AU}$ je sluneční konstanta.) Síla F_{rad} , která tlakem záření působí na kulovou částici o poměru a ve směru od Slunce, je

$$F_{\text{rad}} = Q\pi a^2 E_r c^{-1}, \quad (7.2.19)$$

kde $Q\pi a^2$ je průřez částice korigovaný o faktor Q , který závisí na velikosti a optických vlastnostech částice a c je rychlost světla. Pro $Q = 1$ platí tedy

$$F_{\text{rad}} = \pi a^2 R^2 \sigma T_{\odot}^4 r^{-2} c^{-1}. \quad (7.2.20)$$

Slunce však na částici o hmotnosti m působí silou $GM_{\odot} m r^{-2}$. Jelikož hmotnost částice je objem násobený hustotou ϱ , platí pro gravitační sílu působící na částici ve směru ke Slunci

$$F_{\text{grav}} = GM_{\odot} \pi a^3 \varrho r^{-2}. \quad (7.2.21)$$

Pro poměr obou sil platí

$$\frac{F_{\text{rad}}}{F_{\text{grav}}} = \frac{3\sigma R_{\odot}^2 T_{\odot}^4}{4cGM_{\odot}\varrho a}. \quad (7.2.22)$$

Jestliže rozměr částice je udán v centimetrech a hmotnost v gramech, platí pro poměr sil

$$\frac{F_{\text{rad}}}{F_{\text{grav}}} = \frac{5,8}{\varrho a 10^5}, \quad (7.2.23)$$

kde $5,8 \cdot 10^{-5}$ má rozměr g cm^{-2} . Jestliže hustota částic meziplanetárního prachu (tj. „měrná váha“) je přibližně 3 g cm^{-3} , pak pro částice o poloměru $3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ bude $F_{\text{rad}} \sim F_{\text{grav}}$. Poměr sil se prakticky nemění s heliocentrickou vzdáleností. To znamená, že částice o průměru menším než 10^{-7} m , tj. jejichž rozměry jsou souměřitelné s vlnovou délkou viditelného světla, budou doslova vypuzeny ze sluneční soustavy.

Větší částice pak budou sice podléhat síle gravitační, avšak znatelně zmenšené o účinek tlaku záření. To znamená, že například částice uvolněná z jádra komety byt i zcela nepatrnou rychlostí se bude pohybovat po zcela odlišné dráze než mateřské těleso (zakřivenost prachových ohonů komet).

Velmi významný je zde Poyntingův-Robertsonův efekt. Následkem konečné rychlosti světla i částice foton nedopadá na částici ve směru spojnice Slunce-částice, ale vesměru, který je skloněn ke směru okamžité rychlosti částice. Je to tedy jev totožný s aberací světla!

Směr průvodiče Slunce-částice a směr dopadu fotonu svírají úhel $\theta \equiv v/c$, kde v je složka rychlosti částice kolmá na průvodič (tj. při kruhové či málo výstředné dráze je to rychlost ve dráze). To znamená, že složka síly $F_{\text{rad}} \sin \theta = F_{\text{rad}}(v/c)$ (pokud $v \ll c$) působí proti pohybu částice a brzdí ji. Populárně řečeno Poyntingovým-Robertsonovým efektem se projevuje zářivé pole Slunce jako brzdící prostředí, což má za následek pozvolné snižování rychlosti v a spirálový pohyb částice směrem do Slunce. Lze spočítat, že prachové zrnko o hustotě ϱ a poloměru a pohybující se po kruhové dráze ve vzdálenosti r (v astronomických jednotkách)

od Slunce spadne do Slunce za dobu t , pro kterou platí vztah

$$t = 7 \cdot 10^6 \varrho a r^2 \quad [\text{roky}]. \quad (7.2.24)$$

Znamená to, že zrnka o průměru $0,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ a hustotě 3 g cm^{-3} putující ve dráze Sluneční záření vylučuje jakékoli stabilní dráhy malých částic ve sluneční soustavě. Velmi malé částice jsou vypuzovány ze sluneční soustavy existuje například zvířetníkové světlo, nutné vede k závěru, že meziplane-

tární prach je alespoň zčásti obnovován.

7.3. Slunce

7.3.

Slunce je jedno z nejdůležitějších kosmických těles z hlediska pozemského života. Je ústředním tělesem planetární soustavy. Nachází se v rovině kterého obíhá rychlostí přibližně 250 km s^{-1} za $2 \cdot 10^8$ let.

Spektrální typ Slunce je G2V a náleží mezi hvězdy hlavní posloupnosti.

Hmotnost (hmota) Slunce, kterou je možno určit přímo z pohybu planet ze známé hodnoty gravitační konstanty, je $1,99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$.

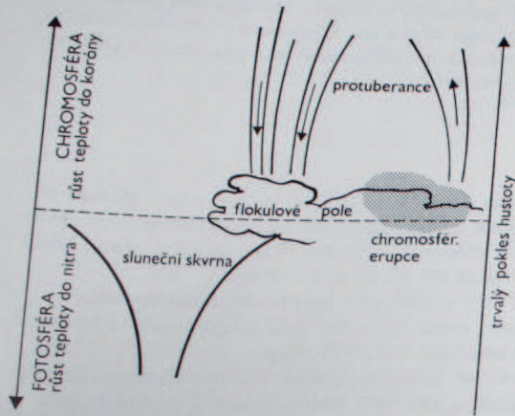
Poloměr Slunce je $6,96 \cdot 10^8$ metrů (průměrná vzdálenost Slunce-Země je 1 astronomická jednotka = $1,496 \cdot 10^{11}$ metrů), zdánlivý střední průměr je $31'59''$.

Tabulka 7.3.

Rotace Slunce

Střední siderická rotace	25,380 dne				
Střední synodická rotace (tj. vzhledem k Zemi)	27,275 dne				
Postupná rychlost bodu na slunečním rovníku	2 km s^{-1}				
Sklon rotační osy k ose ekliptiky	7°,15				
Střední úhlová rychlost nulového bodu heliografických souřadnic	14,1844/den				
Heliografická šířka B	0	10	20	30	40 [ve stupních]
Siderická doba rotace T_{sid}	25,0	25,2	25,6	26,2	27,0 [ve dnech]
Denní siderický posuv bodu na povrchu Slunce	14,4	14,3	13,7	13,7	13,3 [ve stupních/den]
$\frac{360}{T_{\text{sid}}}$					

Střední doba rotace kolem vlastní osy vzhledem k pevnému souřadnému systému (vztáženému na hvězdy – tedy siderická rotace) je 25,38 dnů a závisí na heliografické šířce (viz tabulka 7.3).
Svitivost Slunce je určena ze sluneční konstanty. Sluneční konstanta je definována na energii, která projde za jednotku času plochou 1 cm^2 vystavenou mimo zemskou



Obr. 7.5. Schematický řez vnějšími vrstvami Slunce.

atmosféru kolmo ke slunečním paprskům a umístěnou ve vzdálenosti jedné astronomické jednotky od slunečního středu. Velmi často se uvádí v tradičních jednotkách – kaloriích: $1,95 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} = 0,136 \text{ J cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 1,36 \text{ kW/m}^2$. Z toho plyne, že Slunce vyzáří do celého prostoru

$$L_{\odot} = 4\pi 1,36 \cdot 10^{-1} \cdot (1,496 \cdot 10^{11})^2 = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ J s}^{-1} \approx 4 \cdot 10^{23} \text{ kW},$$

což je číselné vyjádření svítivosti Slunce.

Tok záření na povrchu Slunce πF je

$$\pi F = \frac{L_{\odot}}{4\pi R_{\odot}^2} = 6,28 \cdot 10^8 \text{ kW m}^{-2},$$

kde R_{\odot} je poloměr Slunce.

Teplotu slunečního povrchu je možno odvodit ze Stefanova-Boltzmannova zákona za předpokladu, že Slunce září jako černé těleso, tedy

$$\pi F = \sigma T^4,$$

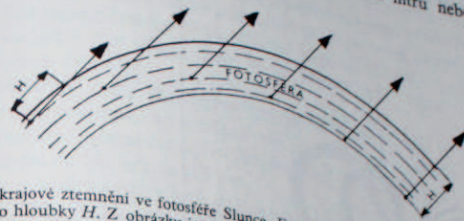
pak

$$T = 5770 \text{ K},$$

což je efektivní teplota Slunce.

Sluneční atmosféru je možno podle fyzikálních vlastností rozdělit na:

- fotosféru – přímo pozorovatelný sluneční povrch. Jinými slovy: vnější vrstva, ze které přichází viditelné záření. Tloušťka této vrstvy je asi 200 km.
- chromosféru – „barevná“ vrstva nad fotosférou o výšce přibližně 10^4 km viditelná přímo jen při úplných slunečních zatměních nebo v některých vybraných spektrálních čarách pomocí koronografu, interferenčních filtrů nebo přístrojů umístěnými mimo zemskou atmosféru.



Obr. 7.6. Okrajové ztmnění ve fotosféře Slunce. Z obrázku je zřejmé, že záření směřující k pozorovateli z oblasti poblíž okraje slunečního disku vychází z vyšších a tedy i chladnějších vrstev atmosféry. To je příčinou nejen okrajového ztmnění slunečního disku, ale i toho, že okraj Slunce se jeví ostře ohraničený.

- koronu – vnější velmi rozsáhlá a řídká atmosféra obklopující Slunce do vzdálenosti mnoha milionů kilometrů (přecházející do meziplanetární hmoty). Ve viditelné oblasti spektra je přímo pozorovatelná jen při úplných zatměních, nepřímo pomocí koronografu a přístrojů umístěnými mimo zemskou atmosféru.

Viditelné sluneční spektrum, tj. 360 až 700 nm, je spektrum hvězdy typu G2V s absorpčními čarami a vzniká převážně ve fotosféře právě tak, jako záření infračervené (s výjimkou infračervených emisí chromosféry).

Infračervené záření je na povrchu Země pozorovatelné jen v „oknech“ mezi absorpčními pásy atmosférického O_3 , CO_2 , N_2O apod.

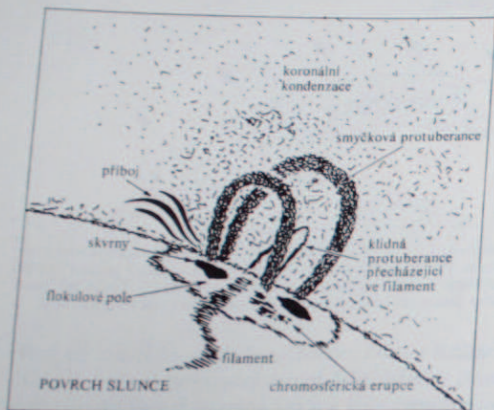
Rádiové záření (v rozsahu $\lambda = 1 \text{ mm}$ až 20 m) je převážně spojitě. Záření $\lambda \leq 3 \text{ mm}$ pochází z fotosféry. Delší vlnové délky jsou vyzářovány chromosférou a korunou.

Ultrafialové záření až do $\lambda \geq 170 \text{ nm}$ je většinou absorbováno zemskou atmosférou. Je to v podstatě záření fotosféry, avšak v tomto oboru se vyskytuje tolik absorpčních čar, že je obtížné stanovit průběh spojitěho záření. Směrem ke kratším vlnovým délkám poslední absorpční čára je u $\lambda = 152 \text{ nm}$ a první emisní čára, náležející neutrálnímu uhlíku, je u $\lambda = 199,3 \text{ nm}$.

Krátkovlnné záření $\lambda \geq 100 \text{ nm}$ je převážně absorbováno ve svrchních částech fotosféry a v chromosféře. Proto ve spektru Slunce převažují emisní čáry a kontinuum z vyšších vrstev chromosféry. U kratších vlnových délek pak převažují čáry vznikající až v koruně.

Záření γ a X se vyznačuje emisními čarami vysoce ionizovaných atomů v koruně. Spojité záření v tomto oboru vzniká rekombinací a volně volnými pře-

chody. Je to v podstatě brzděné tepelné záření. Synchrotronní záření (netepelné) vzniká patrně jen ve slunečních erupcích. Celková energie v tomto oboru připadá z 60 % na emisní čáry, ostatní na kontinuum. Čáry s nejkratší vlnovou délkou jsou $\lambda \leq 0,2 \text{ nm}$ (Fe XXVI a Ni XXVII) pozorovatelné ve chromosférických erupcích (viz příslušný odst. dále).



Obr. 7.7. Znárodnění nejdůležitějších jevů pozorovaných na povrchu Slunce.

Fotosféra

Tloušťka fotosféry je řádově $2 \cdot 10^2 \text{ km}$. Velmi typickým jevem na fotosféře, která je reprezentována přímo viditelným slunečním kotoučem, je okrajové ztemnění. Projevuje se klesající intenzitou záření od středu slunečního kotouče k okraji. Náorné vysvětlení tohoto jevu je na obr. 7.6. Ve středu kotouče, kde paprsky vycházející z fotosféry k pozorovateli jsou kolmé na fotosféru, vidíme do větších geometrických hloubek než poblíž slunečního okraje, odkud k pozorovateli přichází záření z vyšších vrstev. Vyšší vrstvy jsou chladnější, a tudíž i intenzita záření vycházejícího z jednotkové plochy vrstvy je menší. Okrajové ztemnění je tudíž důsledek rozvrstvení teploty. Je přirozené, že okrajové ztemnění závisí i na vlnové délce světla. Ve vlnové délce 500 nm je pro optickou hloubku τ přibližně toto teplotní rozvrstvení:

τ	T [K]	
0	4006	okraj fotosféry
0,01	4164	
0,1	5066	
0,2	5310	

0,6	5965
1,0	6405

(paprsek vycházející kolmo je oslaben na e^{-1} původní intenzity).

Spojitě záření fotosféry vznikající stejnými pochody jako u hvězd téhož typu je ovlivněno volně-volnými a vázaně-volnými přechody negativního iontu vodíku a odpovídá teplotě přibližně 5700 K . Jen přibližně vyhovuje předpokladu záření černého tělesa. Například u vlnové délky 1600 nm je nadbytek záření (kontinuum) iontu vodíku v této oblasti téměř neabsorbuje, a tudíž vidíme do velkých a

První důkladný popis slunečního spektra fotosféry pochází od Fraunhofera (Fraunhoferovo spektrum) a v současné době existují atlasy a tabulky čar a pásů ve slunečním spektru (včetně čar a pásů vznikajících v atmosféře Země – tzv. telurické čáry) v rozsahu od 180 nm do $23,7 \mu\text{m}$.

Viditelný povrch fotosféry není zcela homogenní, ale vykazuje zrnitou strukturu – granulaci. Při větší rozlišovací schopnosti použitého přístroje možno rozlišit jednotlivá zrna – granule (zdánlivý úhlový rozměr kolem $1'$, skutečný $700 \text{ až } 1000 \text{ km}$). Jde v podstatě o jednotlivé výstupné proudy horkých plynů (teplejší než vrchu. Životní doby jednotlivých granulí jsou relativně krátké (řádově minuty až desítky minut). Rozdíl teplot mezi granulemi a intergranulárním prostorem je přibližně až několik set stupňů. Rychlost výstupných proudů je okolo $5\text{--}10 \text{ km s}^{-1}$.

Význačným jevem na povrchu fotosféry jsou sluneční skvrny (viz kapitolu o sluneční aktivitě).

Chromosféra

Chromosféra je poměrně řídká vrstva o výšce přibližně 10^4 km ležící nad fotosférou. Vzhledem k nízké hustotě přispívá jen $0,1 \%$ k celkovému záření slunečního disku a pohlcuje zcela nepatrně spojitě záření přicházející z fotosféry. Přímou pozorovatelnou je jen několik málo okamžiků před nebo po úplném zatmění Slunce, kdy okraj Měsíce zakrývá již (nebo ještě) celou fotosféru. V těchto okamžicích lze pozorovat chromosféru ovšem toliko na okraji slunečního kotouče, kde převažuje emise nad absorpcí. Emisní čáry ionizovaných prvků jsou výraznější než neutrálních, z čehož plyne, že teplota v chromosféře je vyšší než ve fotosféře, avšak není patrná nějaká výrazná závislost teploty na výšce. Emise ionizovaných prvků a neutrálního vodíku způsobují charakteristické zbarvení chromosférické vrstvy a odtud i její označení (chromosféra – barevná vrstva).

Mimo vzácné okamžiky úplného zatmění Slunce je možno pozorovat chromosféru filtry nebo jiným zařízením, vymežujícím velmi úzký ($0,1 \text{ až } 0,2 \text{ nm}$) obor spektra shodný s vlnovou délkou význačných čar slunečního spektra, jako jsou čáry

H+K ionizovaného vápníku, čáry vodíku apod. Významná jsou pozorování ve vodíkové čáře H_{α} (656 nm), ve které chromosféra září přibližně stejně intenzivně jako fotosféra. V červeném světle čáry H_{α} je okraj Slunce nepravidelný a proměnlivý, činí dojem hořící prerie a jednotlivé „plaménky“ – spikule – dosahují výšky až $2 \cdot 10^4$ km. Ve světle ionizovaného vápníku (tj. čar H+K) je důležité pozorování jasných oblastí (tzv. flokulí), vyskytujících se v oblastech se silným magnetickým polem.

Často však lze pozorovat na okraji mohutné výrony hmoty – protuberance. Kinetika protuberancí ukazuje, že jejich pohyby jsou ovlivňovány magnetickým polem.

Chromosféra je značně ovlivňována konvektivní vrstvou u povrchu Slunce. Konvektivní proudy vyvolávají rázové zvukové vlny (v pravém slova smyslu), které přenášejí energii přes fotosféru do chromosféry a dále do korony. Tak energie, která vyvěrá ze zvukové vlny, je úměrná hustotě ρ , dvojnásobí rychlosti částic v a rychlosti šíření zvuku c_2 v daném prostředí, tedy $E \sim \rho v^2 c_2$. Vzhledem k tomu, že prostředí je velmi řídké (tedy ρ malé), vyzářená energie je malá a energie utajená ve zvukové vlně zůstává téměř konstantní na velmi dlouhé dráze. Mimoto hustota ρ klesá, a proto roste rychlost zvukové vlny. Důsledek toho je ten, že do korony je tímto mechanismem přenesena značná energie, která zahřívá koronu na vysokou teplotu. Chromosféra, jak již bylo dříve řečeno, absorbuje centimetrové záření fotosféry: pozorovatelné záření o délce několika cm pochází z chromosféry. V tomto oboru vlnových délek je jas rovnoměrně rozdělen po slunečním disku, avšak na okraji lze pozorovat zřetelné zjasnění. Činnost Slunce, kterou provázejí různé jevy v chromosféře, značně ovlivňuje rádiové záření na centimetrových vlnových délkách.

Význačné jsou *chromosférické erupce* (viz příslušný odstavec o sluneční činnosti).

Koróna

Koróna je vnější velmi řídké plynné (a částečně prachové) prostředí obklopující Slunce; v běžných podmínkách je nepozorovatelná. Jas koróny je přibližně 10^{-6} jasu sluneční fotosféry a plošného jasu ubývá pozvolna směrem od Slunce. Koróna nemá žádné zřetelné ohraničení a plynule přechází do meziplanetárního prostoru.

Přímo lze korónu pozorovat ve vizuálním oboru spektra za úplného slunečního zatmění, v novější době pak pomocí přístrojů umístěných na umělých družicích Země. S jistým omezením získáváme informace o koróně pomocí speciálních přístrojů (koronografů) umístěných na vysokohorských observatořích. Vnější vzhled koróny se mění v závislosti na sluneční činnosti. V době minimální sluneční činnosti je koróna velmi protáhlá v rovníkových oblastech a u slunečních pólů vystupují jen ojedinělé koronální paprsky. Naproti tomu v období maximální sluneční činnosti je koróna poměrně symetricky rozložena kolem celého slunečního disku.

Rozložení koróny je zřejmě ovlivněno celkovým charakterem magnetického pole Slunce, které se mění v průběhu sluneční činnosti.

Podle spektra dělíme korónu na tři složky:

1. *K-koróna*, která září ve spojitém spektru. Toto záření vzniká rozptylem světla na volných elektronech. Tepelné rychlosti elektronů jsou řádu $8 \cdot 10^3$ km s⁻¹ ($T = 10^6$ K) a veškeré čáry ve spojitém záření (které je na těchto elektronech rozptýleno) jsou úplně rozmazány v důsledku Dopplerova jevu. K-koróna je součástí vnější koróny.
2. *F-koróna* má normální sluneční spektrum s absorpčními čarami (Fraunhoferovo spektrum: proto F-koróna). Je to vnější část koróny, která již přechází do meziplanetárního prostoru. Září slunečním světlem rozptýleným na prachových částicích (které se pohybují rychlostmi podstatně menšími, a tudíž čáry nejsou rozmazané Dopplerovým efektem jako v předchozím případě).
3. *L-koróna* je plynná vnitřní část koróny zářící v emisních čarách – liniích (proto L-koróna) vysoce ionizovaných prvků. Celkový příspěvek L-koróny k celkovému jasů je jen okolo 1 %.

Nejjasnější koronální čáry jsou v pořadí:

zelená	530,3 nm	emise Fe XIV
červená	637,4 nm	emise Fe X
žlutá	569,4 nm	emise Ca XV.

Speciálním spektrografem lze zjišťovat strukturu koróny prostřednictvím zelené čáry Fe.

V oboru X záření opět lze pozorovat emisní čáry vysoce ionizovaných prvků jako C VI ($\lambda = 3,37$ nm), N VII (2,48 nm), O VIII (1,9 nm). Soudí se, že nejkratší je u 0,18 nm a náleží Fe XXVI.

Z výskytu těchto čar se odhaduje teplota koróny na 10^6 K. Tato teplota je však pouze mírou tepelných pohybů jednotlivých atomů či elektronů v nesmírně řídkém prostředí. Hustota vnitřní části koróny je 10^{-11} hustoty zemské atmosféry; z toho je též patrné, že přes velmi vysokou teplotu koróna nepřispívá téměř ničím k celkovému výkonu Slunce. Ve skutečnosti se nepatrná část energie Slunce spotřebovaná na zahřátí koróny z koróny opět vyzáří, ovšem spektrální rozdělení záření koróny je jiné než u Slunce. (Přenos energie pomocí zvukových rázových vln byl popsán v předchozím odstavci.) Přibližně jen 10^{-5} energie obsažené v pohybové energii vystupujících granulí ve fotosféře postačí k udržení teploty koróny na výše uvedené teplotě.

Vedle zářivé energie (v emisních čarách) vzniká část energie koróny též výronem rychlých částic do okolního prostoru (sluneční vítr).

Rádiové záření klidného Slunce

V rádiovém oboru popisuje intenzitu záření černého tělesa dostatečně přesně Rayleighův-Jeansův přibližný tvar Planckovy funkce

$$B_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} kT,$$

kde T je v tomto případě *zářivá (jasová) teplota* a je mírou intenzity na dané frekvenci. U klidného Slunce zářivá teplota závisí silně na vlnové délce. Na vlnové délce 1 cm odpovídá přibližně efektivní teplotě slunečního povrchu 6000 K, avšak již kolem $\lambda \sim 3$ cm (10 GHz) stoupá a u $\lambda \sim 1$ m dosahuje hodnoty 10^6 K.

Pro centimetrové vlny je zdánlivý průměr Slunce přibližně stejný jako pro viditelné záření, kdežto na metrových vlnách je Slunce mnohem větší. Na vlnových délkách několika desítek centimetrů jev rádiový obraz Slunce výrazně okrajově zjasnění, kolem slunečního disku je jasný prstenec.

Vysvětlení toho jevu nutno hledat v prosté skutečnosti, že jen rádiové záření určitých vlnových délek projde z určité vrstvy nad slunečním povrchem do kosmického prostoru. Vlastní příčinou je lom rádiových vln v prostředí se značnou hustotou volných elektronů.

Jestliže v nějaké vrstvě je hustota volných elektronů n_e , pak touto vrstvou projde jen záření, které má vyšší frekvenci než tzv. frekvenci kritickou danou vztahem

$$\nu_{\text{krit}} = \left(\frac{e^2}{\pi m_e} n_e \right)^{1/2} = 9 \cdot 10^{-3} n_e^{1/2} \text{ MHz}, \quad (7.3.1)$$

kde e je náboj elektronu, m_e jeho hmotnost. Kritická frekvence odpovídá tzv. frekvenci plazmatu. Rádiové záření o delších vlnových délkách než odpovídá ν_{krit} se odráží na příslušné vrstvě volných elektronů zpět. Proto ze slunečního viditelného povrchu projde jen krátkovlnné záření. Z chromosféry dospějí na zem decimetrové vlny a pouze z vnějších částí koróny uniká do prostoru záření dlouhovlnné.

Rádiové záření klidného Slunce je tepelného původu a vzniká volně-volnými přechody a představuje zcela zanedbatelný zlomek celkové sluneční energie vyzářené do prostoru.

Tabulka 7.4

Optická tloušťka τ_λ sluneční koróny pro rádiové záření ve středu slunečního disku (přibližné hodnoty)

Vlnová délka λ	3 cm	30 cm	3 m	30 m
$\log \tau_\lambda$	-3	-1	1	+3
Koróna je	opticky tenká		opticky tlustá	

7.4.

Sluneční činnost

Pod pojmem sluneční činnosti rozumíme různé dočasné jevy, které je na Slunci možno pozorovat v jistém období v hojně míře, v jiném jen sporadicky a tato období se periodicky střídají. Nejnápadnějším projevem sluneční činnosti a její periodicity je výskyt **slunečních skvrn**. Sluneční skvrny jsou soustavně pozorovány již dvě století. Střední perioda od minima k minimu četnosti slunečních skvrn je 11 let (extrémní hodnoty jsou 7 let nejkratší, 17 let nejdelší).

Období mezi po sobě následujícími minimy je **sluneční cyklus**. Jednotlivé cykly jsou průběžně číslovány a od roku 1760 do 1975 bylo zaznamenáno 20 cyklů. Nový cyklus se počítá od okamžiku, kdy byl poprvé zaznamenán opětý vzrůst počtu slunečních skvrn. Proměnná výška maxim slunečních skvrn napovídá, že přes jedenáctiletý cyklus se překládá podstatně delší – **přibližně 80letá perioda**.

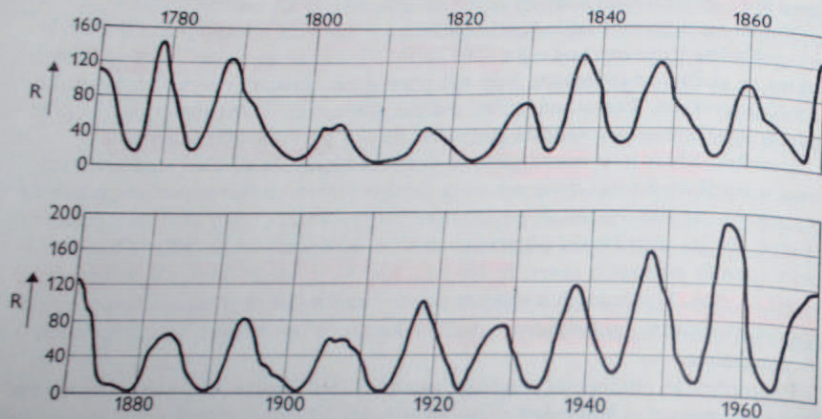
Sluneční skvrny jsou **tmavá místa** na povrchu Slunce, jsou velmi rozdílných velikostí a rozdílné životní doby od zcela nepatrných skvrn, které možno pozorovat po několik desítek hodin až po vzácnější se vyskytující velké skvrny o průměru řádově 10^5 km setrvávající po několik měsíců na slunečním povrchu. Charakteristický rozměr středních skvrn je 10^4 km. Asi 90 % všech skvrn má životní dobu kratší 11 dnů. U středních a velkých skvrn je možno již menším dalekohledem pozorovat strukturu: **tmavé jádro** – **umbra**, které obklopuje jasnější takzv. polostín – penumbra.

Penumbra je obklopena jasnějším okrajem. Na fotografiích, které umožní rozlišíť podrobnosti o úhlových rozměrech jedné až dvou obloukových vteřin, jeví penumbra **vláknitou strukturu** a jednotlivá vlákna směřují radiálně do středu skvrny. Jsou to projevy mohutných vzestupných a sestupných proudů **žhavé hmoty**, které možno na „stěně“ skvrny přímo pozorovat. Jelikož jasná vlákna mají systematickou rychlost vzhledem k pozorovateli, spektrální čáry skvrn jeví systematické dopplerovo posunutí oproti čarám fotosféry. Z toho lze odhadnout rychlost proudů přibližně na 10 km s^{-1} . Systematické posunutí spektrálních čar skvrn se v literatuře často označuje jako Evershedův efekt. Skvrny tedy nejsou zcela tmavé. Kdyby byl celý povrch Slunce pokryt skvrnami, snížil by se celkový jas Slunce přibližně na 20 % normální hodnoty. Poměr celkového toku záření πF ze skvrn a z fotosféry je asi 1 : 10 a tentýž poměr mezi fotosférou a penumbrou 0,8 : 1. Z toho plyne, že efektivní teplota skvrny T_{sk} je přibližně $T_{\text{sk}} \sim (T_{\text{ff}}/10^{1/4}) = 3300 \text{ K}$ (T_{ff} je efektivní teplota fotosféry) což je o 2500 K nižší než efektivní teplota Slunce.

Spektrum slunečních skvrn připomíná spektrum hvězdy **K0**. Čáry **neutrálních kovů** jsou výraznější než ve fotosféře a často se objevují slabé **molekulární pásy TiO, MgH a CaH**. Skvrny se velmi často vyskytují ve skupinách, které postupem doby mění počet členů i celkový vzhled. Často jsou ve skupině dvě větší skvrny, z nichž jedna předchází (ve smyslu rotace Slunce) celou skupinu a druhá ji uzavírá. Z rozštěpení spektrálních čar Zeemanovým efektem bylo zjištěno, že skvrny mají

lokální relativně silné magnetické pole (až 0,4 T), přičemž polarita následujících skvrn je opačná než skvrn vedoucích.

Skvrny se vyskytují převážně v rovníkovém pásu Slunce, na počátku 11letého cyklu sluneční činnosti v rozmezí heliografických šířek $\pm 35^\circ$ (skvrny v šířkách nad 40° jsou vzácné, snad dva případy skvrn v šířce $+60^\circ$ byly zaznamenány v roce 1915). Výskyt skvrn se během cyklu postupně omezuje na stále nižší a nižší šířky (uprostřed cyklu $\pm 15^\circ$, na konci $\pm 8^\circ$, viz obr. 7.8).



Obr. 7.8. Relativní čísla sluneční činnosti od roku 1770 do 1970.

Jestliže se do diagramu vynesou heliografické šířky jednotlivých skvrn v závislosti na čase, dostane se v průběhu jednoho cyklu obrazec připomínající motýli křídla. Podle toho je často označován jako motýlkový diagram nebo efekt.

Během jedenáctiletého cyklu se magnetická polarita ve skupinách skvrn nemění, jestliže například na severní sluneční polokouli vedoucí skvrna představuje kladný pól magnetického dipólu, pak uzavírající skvrna je záporný pól. Na jižní polokouli je pořadí polarity obrácené. V následujícím cyklu se však sled magnetické polaritě obrátí. V severních skupinách skvrn má vedoucí skvrna zápornou polaritu atd. (kladnou polaritou se zde označuje severní magnetický pól). Jedenáctileté střídání polarit magnetického pole vedoucích skvrn ve skupinách se označuje jako Haleův zákon magnetické polaritě a v této souvislosti možno mluvit o 22letém cyklu sluneční činnosti.

Výskyt izolovaných proměnných magnetických polí je nesporně nejdůležitějším jevem provázejícím sluneční činnost. Velmi často jsou pozorována nejen v oblasti skvrn, ale i v místech, kde se žádné skvrny neobjeví.

Běžným měřítkem sluneční činnosti je množství skvrn, které udává takzv. relativní číslo R . Jestliže počet skvrn je f a počet jednotlivých skupin skvrn g , pak

relativní číslo je vyjádřeno jednoduchým vztahem

$$R = \text{konst.} \cdot (10g + f), \quad (7.4.1)$$

kde konst. je především závislá na průměru objektivu použitého dalekohledu (je rovna jedné pro dalekohled o průměru objektivu 8 cm a zvětšení 64krát). Maximální hodnota relativního čísla je $R \sim 300$, v minimu sluneční činnosti je průměrně $R \sim 5$.

Jiné měřítko sluneční činnosti je plocha skvrn, ta se však určuje mnohem obtížněji. Vyjadřuje se v milióntinách plochy skvrn, která se v průměru objevuje nad

Teorie vzniku slunečních skvrn povrchu sluneční polokoule.

snadno lze spektrálně určit pohyby hmoty uvnitř a v okolí skvrn (Evershedův efekt). Kinematiku skvrn lze vysvětlit jako úkaz, který vzniká v místech, kde nad

fotosférou částečně vystoupí magnetické trubice.

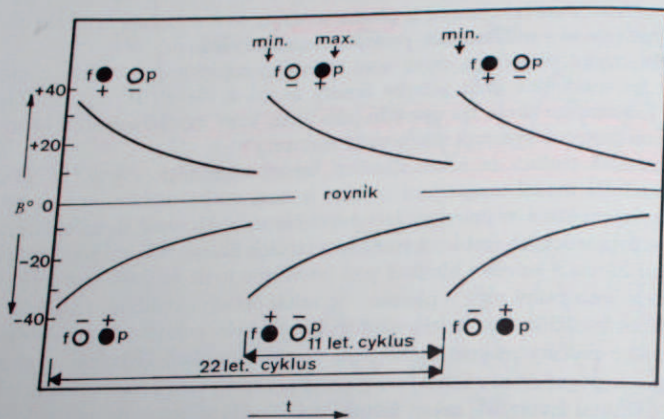
Magnetická trubice je útvar sluneční hmoty obtékající magnetické siločáry. Nejjednodušší model magnetické trubice je magnetická siločára, která tvoří osu trubice, kolem které se pohybují jednotlivé částice ionizované sluneční látky. Přítomnost magnetických trubic ve vrchních vrstvách Slunce je velmi pravděpodobná. Sluneční hmota v nevelké hloubce pod fotosférou je již ve stavu poměrně vysoké ionizace a ionizovaný plyn – plazma – je velmi dobrým vodičem. Jestliže se ustálí v určité oblasti cirkulace kolem nějaké osy symetrie, pak podél této osy probíhají magnetické siločáry magnetického pole, které je vyvoláno cirkulující ionizovanou hmotou a je pevně na ni vázáno (je v plazmě zamrzlé). Celý útvar může mít poměrně velmi dlouhou životnost, neboť životní doba τ závisí pouze na tom, kolik energie se vyzáří za jednotku času. Proud nabitých částic je v důsledku vzájemných srážek v případě, kdy by proud částic byl kladen odpor. Dochází k stejnému jevu jako vodič se zahřívá (Jouleovo teplo). Doba, za kterou se vyzáří energie prstence s proudící ionizovanou hmotou, je dána přibližným vztahem

$$\tau = \frac{E_m}{E_t} = 10^{-9} \frac{r}{\rho} [\text{s}], \quad (7.4.2)$$

kde E_m je celková magnetická energie a E_t energie tepelná, vyzářená za jednotku času, ρ ohmický odpor sluneční hmoty a r je poloměr prstence, ve kterém proud probíhá. (Celkovou magnetickou energii se rozumí hustota magnetické energie násobená objemem oblasti, ve které se magnetické pole vyskytuje, tj. je to energie, která je při zabrzdění proudící plazmy vyzářena). Ohmický odpor sluneční hmoty je malý, přibližně $0,1 \Omega \text{ cm}^{-1}$. Při poloměru prstence $r = 10^4 \text{ km} = 10^9 \text{ cm}$, který se rovná charakteristickému poloměru magnetické trubice (a tudíž i charakteristickému poloměru sluneční skvrny), životní doba magnetického pole $\tau \sim 10^{10} \text{ s}$, tj. 300 let. Magnetická trubice může existovat pod fotosférou bez podstatných změn desítky let. Vystoupí-li v některých místech část trubice nad fotosféru, znamená to, že magnetické siločáry vystoupí z nitra trubice nad fotosféru

a pnou se jako jakýsi magnetický oblouk mezi dvěma oblastmi ve fotosféře, ve kterých je pozorovatelné nejen magnetické pole, ale často se zde objeví i sluneční skvrny.

Vlastní vznik magnetických trubíc patrně souvisí s celkovým slunečním magnetickým polem 10^{-4} T až $2 \cdot 10^{-4}$ T. Je přibližně orientováno ve směru rotační osy Slunce a jednotlivé siločáry směřují, obdobně jako na Zemi, od severního pólu

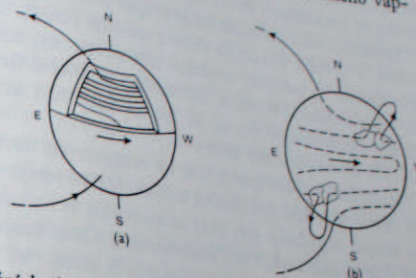


Obr. 7.9. Graf znázorňující chod průměrné heliografické šířky B' skvrn s časem t v období tří po sobě následujících jedenáctiletých cyklů. V grafu je naznačena změna magnetické polaritě vedoucích (p) a uzavírajících (f) skvrn ve skupinách. Změny magnetické polaritě mají dvaadvacetiletý cyklus. V druhém jedenáctiletém cyklu jsou přibližně naznačeny okamžiky minima a maxima relativního čísla.

k jižnímu ve směru místních poledníků. Malé rozruhy, které vznikají pod povrchem fotosféry, tj. ve vrstvě, kdy převládají konvektivní proudy, jsou nejprve usměrněny celkovým polem Slunce ve směru magnetických poledníků. Postupně tak vzniká zárodek magnetické trubice, ale siločáry již orientaci trubice neurčují, nýbrž samy jsou změnami tvaru trubice deformovány, magnetické pole zamrzá do plazmy. Jednotlivé trubice se účastňují s ostatní hmotou rotace Slunce. Kdyby rychlost rotace Slunce nebyla závislá na heliografické šířce, pak by jednotlivé trubice alespoň přibližně sledovaly stále směr poledníků. Avšak na rovníku je sluneční hmota unášena rychleji než ve vyšších heliografických šířkách a v důsledku diferenciální rotace Slunce rovníková část trubice neustále předbíhá ty části, které jsou dále k severnímu či jižnímu pólu. Konečný výsledek je ten, že magnetické trubice s výjimkou malé části v okolí rovníku nejsou rovnoběžné s poledníky, ale s rovnoběžkami. Tak lze vysvětlit nejen motýlkový efekt, ale i rozdílnou polaritu vedoucích skvrn ve skupinách na severní a jižní polokouli (viz Haleův zákon).

Magnetické pole, resp. magnetické trubice mohou vysvětlit celou řadu pozorovaných jevů, avšak vlastní příčina cykličnosti výskytu skvrn a sluneční činnosti není známa.

Kromě skvrn nejsou další projevy sluneční činnosti většinou na Slunci pozorovatelné v integrálním, tj. bílém světle. V monochromatickém záření (v praxi to znamená ve velmi úzkém spektrálním oboru) lze přímo pozorovat především jevy odehrávající se v chromosféře. Monochromatické snímky pořízené ve vlnových délkách význačných Fraunhoferových čar, zejména v čarách ionizovaného váp-



Obr. 7.10a. Navijení magnetických siločar pod povrchem Slunce v důsledku diferenciální rotace.

Obr. 7.10b. Bipolární magnetické oblasti vznikající výstupem magnetických siločar nad povrch Slunce.

níku, ukazují v okolí slunečních skvrn místa, která jsou jasnější než okolí nesoucíce jako tzv. fotosférická fakulová pole. Jsou někdy zjistitelné poblíž okraje Slunce, které mají proti okolí vyšší teplotu o 200 K až 400 K. Výskyt a hojnost fakulí je souběžný s výskytem a hojností slunečních skvrn s výjimkou tzv. polárních fakulí, která se objevují ve vysokých heliografických šířkách v období slunečního minima. Životní doba fakulí je v průměru třikrát delší než průměrných skvrn. Výskyt fakulových polí je vázán na lokální magnetická pole.

Krátkodobými, ale velmi významnými jevy, jsou chromosférické erupce, které se projevují mezi slunečními skvrnami jedné skupiny nebo v těsné jejich blízkosti (přibližně 10⁵ km) jako náhlá zjasnění velmi dobře pozorovatelná ve vodíkové čáře H_{α} a slaběji i v dalších význačných spektrálních čarách.

Jev nastupuje velmi rychle, během několika minut nebo i zlomku minuty, ale slabně pozvolna. Většinou vymizí v průběhu několika desítek minut, výjimečně hodin. Velmi jasné a rozsáhlé erupce byly pozorovány i v bílém světle. Intenzita jevu je klasifikována tzv. importancí, tj. čísly od 1⁻ (slabé a malé erupce) do 3⁺ (jasné a rozsáhlé). Malé erupce mají charakteristické rozměry 10–20 000 km, největší dosahují průměru až 70 000 km. Ve velké skupině slunečních skvrn denně se vyskytuje průměrně jedna větší a několik slabých erupcí. (Uvedená klasifikace erupcí je podle staršího, tj. klasického systému).

Skutečnost, že erupce, podobně jako fakule, lze pozorovat velmi dobře v úzkém spektrálním oboru shodném s vlnovou délkou silných absorpčních čar, je vy-

světelná tím, že jas fotosféry v absorpční čáře je nižší než fakule nebo erupce. Chromosféra sama září nejen ve spojitém spektru, ale především v emisních čarách, které ve fotosféře jsou čarami absorpčními například v Balmerově sérii vodíku. Za normálních okolností je však intenzita emisních čar mizivá. Jakmile se teplota chromosféry v některém místě z nějakých důvodů zvýší, vzroste tam i intenzita emisních čar, a to mnohem více než intenzita spojitého spektra (neboť pro čáry vodíku je chromosféra opticky tlustá, nikoliv však pro spojité záření). Tím se zvýší i kontrast mezi teplou a chladnější oblastí na slunečním disku, pokud je pozorován ve spektrálním oboru shodném s vlnovou délkou dané čáry.

Spektrum větší chromosférické erupce pokrývá celý rozsah elektromagnetického záření. V optické oblasti na slabém spojitém pozadí, které v maximu dosáhne jen přibližně 10 % intenzity spojitého záření fotosféry, dominuje emise vodíku v čáře H_α a ionizovaného vápníku. Emisní čáry jsou velmi široké, což je důsledek vysoké hustoty ionizovaného plynu, ve kterém šířku čáry ovlivňuje vzájemné působení nabitých částic (Starkův efekt).

V extrémně krátkovlnném jako i v rentgenovém oboru spektra objeví se emisní čáry charakteristické pro vnitřní korónu. Měkké rentgenové (X) záření je i u středních erupcí nejméně o dva řády intenzivnější ve srovnání s úrovní X záření klidného Slunce (nebezpečí pro kosmonauty!). Četné erupce jsou krátkou dobu, několik desítek vteřin, zdroji velmi tvrdého X záření ($h\nu \geq 100$ KeV).

Zvýšená intenzita X záření Slunce v okamžiku vzplanutí erupce má za následek i zvýšení ionizace ionosféry Země především v D-vrstvě, které je provázáno dalšími efekty (např. vymizení příjmu rozhlasu na krátkých vlnách, Mogelův-Dillingerův jev).

Pozorování pomocí umělých družic Země prokázala, že velké erupce jsou zdroji γ záření, kdy $h\nu > 0,5$ MeV. Emisí ve spektrální oblasti $h\nu \approx 0,511$ MeV možno vysvětlit anihilací páru pozitron-elektron a v oblasti $h\nu \approx 2,22$ MeV srážkami rychlých protonů a neutronů, při kterém vzniká deuterium. Znamená to, že ve velkých erupcích dochází k urychlení částic až do relativistických rychlostí. Jsou toho důkazem i spršky měkkého primárního kosmického záření, které dopadne na zem krátce po vzplanutí erupce. Skládá se převážně z protonů – 84 %, relativní zastoupení α částic je přibližně 15 % a jader těžkých prvků 1 %. Energie se pohybují v mezích od 100 MeV do 10 GeV.

U velkých erupcí je často pozorován prudký výron hmoty a doslova gejzíry plynu s počáteční rychlostí 500 km s^{-1} tryskají z míst, kde se předtím objevila erupce. Jestliže se toto odehrává na okraji slunečního disku, projeví se proud jako jasný příboj svítící hmoty (nejde však o jev totožný s protuberancemi viz dále). Promítá-li se proud na sluneční disk, objeví se například v čáře H_α jako tmavý útvar.

(Vhodnější termín nahrazující plně pojem erupce by byl patrně *chromosférické vzplanutí*, které lépe vystihuje vnější fyzikální podstatu jevu právě tak jako ruské *вспышка* nebo anglické *flare*. Místo příboj hmoty bylo by možno užít *výtrysk*, ze kterého je však zřejmé, že jde o prudký pohyb hmoty. Cizojazyčné označení pro

tento jev je ruský *возвратный протуберанец*, anglicky *surge*, německy *Spritz-ionizovaného plynu* – plazmatu – rychlostmi $1000\text{--}2000 \text{ km s}^{-1}$, které za jeden až dva dny dosahují dráhy Země a často se i se Zemí střetávají.

Přímo byly pozorovány výstupy oblaků plazmatu z erupcí pomocí koronografů umístěných na umělých družicích. Byl přímo sledován postup oblaku sluneční koróny až do vzdálenosti deseti poloměrů slunečního kotouče. Jelikož se jedná o proudy jednotlivých částic (elektrony, protony apod.) mluví se často o korpuskulárním záření.

Fyzikální podstata chromosférických erupcí není uspokojivě vysvětlena. Celková energie střední erupce vyzářená do prostoru ve formě elektromagnetického záření je asi 10^{24} J. Hustota celkové energie na jednotku objemu sluneční hmoty v erupci značně převyšuje množství energie, která by se mohla přenést během krátkého časového intervalu z teplejších hlubokých vrstev fotosféry. Jelikož v okolí skvrn, a tedy i v okolí erupcí jsou velmi silná magnetická pole, je možné, že erupce jsou projevy změny energie magnetického pole na energii tepelnou. Avšak mechanismus, kterým se to děje, není bezpečně znám. Nelze vyloučit, že určitému úlohu i jaderné reakce.

Již od konce minulého století jsou pravidelně sledovány sluneční protuberance, které souvisejí s celkovou sluneční aktivitou. Jsou to v podstatě oblaka kondenzované koronální hmoty o rozměrech 10^5 km. Přímo je možno pozorovat protuberance na okraji slunečního disku při úplném zatmění Slunce jako červené útvary ve formě oblaků, smyček nebo plamenů. Mimo zatmění Slunce je lze pozorovat velmi snadno přes úzkopásmové filtry v čáře H_α v jednoduchém koronografu. Promítají-li se protuberance na sluneční disk, pak ve světle čáry H_α se jeví jako tmavé podlouhlé skvrny, tzv. filameny. To svědčí nejen o tom, že v protuberancích nastává absorpce záření chromosféry, ale také, že jejich šířka je většinou malá vzhledem k délce. Spektrum protuberancí je totožné se spektrem vrchních vrstev chromosféry.

Protuberance lze rozdělit na dva hlavní typy:

1. aktivní,
2. klidné.

Aktivní protuberance se opět dělí na dvě skupiny:

- a) vznikající z protuberancí klidných,
- b) vznikající v blízkosti aktivních oblastí poblíže skupiny skvrn ve formě oblouků či smyček.

Aktivní protuberance (zejména skupiny b) jsou většinou krátkodobé jevy, měnící strukturu během desítek minut nebo několika hodin a mizící zcela po několika dnech. Během vývoje dosahují výšek až 10^5 km s rychle se měnící strukturou jednotlivých vláken nebo uzlů. Velmi instruktivní jsou zrychleně promítnuté sběrné filmy, zachycující vývoj zajímavých protuberancí. Zřetelně ukazují pohyb hmoty podél magnetických siločar, které jsou zřejmě oporou, tedy jakousi nosnou kostrou celého útvaru.

Klidné protuberance jsou trvalejšího charakteru s životní dobou i několika měsíců. Vznikají ve starších aktivních oblastech v blízkosti skvrn. Jejich tvar lze přirovnat k pásu kolmo postavenému k slunečnímu povrchu o síle přibližně 5000 km, až 7000 km, výšky 30 000 km až 40 000 km a dosahující délky až 200 000 km. V aktivní oblasti leží většinou na hranicích mezi místy s odlišnou magnetickou polaritou. Na zrychlených sběrných filmech klidných protuberancí je zřetelný neustálý pohyb hmoty podél magnetických siločar. Zeemanovo rozštěpení spektrálních čar naznačuje, že v oblasti protuberancí je magnetické pole asi 10^{-3} T až $2 \cdot 10^{-3}$ T. Teplota protuberancí je přibližně 10 000 K až 30 000 K, jsou to relativně velmi studené oblasti v koróně.

Protuberance je skutečně ochlazená a kondenzovaná koronální látka, pohybující se podél siločar. Hustota částic v místech maximální kondenzace je přibližně 100násobně větší než v okolní koróně, avšak teplota je v obráceném poměru. Teplota protuberancí je jen 10^{-2} teploty koróny, neboť tlak plynů v protuberancích i koróně je stejný.

Tabulka 7.5

Přehled na Zemi pozorovaných jevů po sluneční erupci

Druh záření	t^*	Druh částic	Pozorované účinky na Zemi
Elektromagnetické	8 min	kvanta záření od $h\nu = 10^{-7}$ do 10^9 eV (rádio, vizuální, UV, X, γ)	zvýšení ionizace zemské ionosféry
Kosmické	1 ^h	převážně protony s energií $\approx 0,1$ GeV	zvýšená hladina primárního i sekundárního kosmického záření
Korpuskulární	$\geq 20^h$	ionty, elektrony (oblaka plazmatu)	poruchy v ionosféře a zemském magnetickém poli – ionosférické a magnetické bouře, polární záře

* t je doba potřebná k překonání vzdálenosti Slunce – Země.

Rádiové záření aktivního Slunce

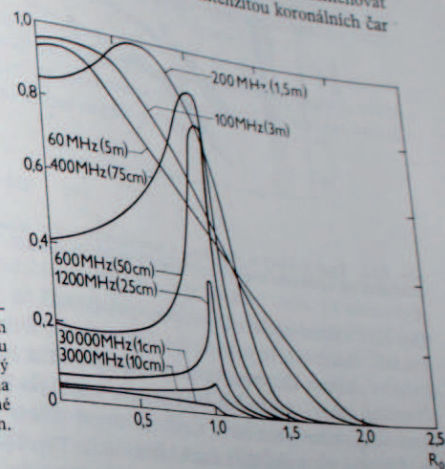
Rádiové záření klidného Slunce je vždy překrýváno zářením proměnného charakteru, u kterého se rozlišují tři základní složky (komponenty):

1. pomalu proměnná složka,
2. šumová bouře,
3. rádiové vzplanutí.

Pomalu proměnná složka se pozoruje v rozmezí vlnových délek několika cm až jednoho m s maximem kolem $\lambda \sim 10$ km až 20 cm. Intenzita této složky kolísá

souběžně s relativním číslem a v maximu sluneční činnosti je přibližně pětinasobná ve srovnání se zářením klidného Slunce.

Interferometrickými měřeními v výškách 20 000 km až 200 000 km v koróně nad aktivními oblastmi. V optickém oboru jsou tyto oblasti pozorovatelné jako koronální kondenzace (nezaměňovat s protuberancemi!), které se prozrazují především větší intenzitou koronálních čar (viz kapitola 7.3).



Obr. 7.11. Jas slunečního kotouče na různých vlnových délkách v radioastronomickém oboru spektra. $R_{\odot} = 1$ je zdánlivý poloměr Slunce. Zjasnění na okraji slunečního disku je výrazné na vlnových délkách 10–75 cm.

Na vlnové délce delší než 1 metr a v poměrně úzkém frekvenčním rozsahu dostavuje se často náhlé zvýšení intenzity rádiového slunečního záření označované termínem šumová bouře. Trvání jevu je většinou jen několik sekund a intenzita až stonásobná ve srovnání s úrovní záření klidného Slunce.

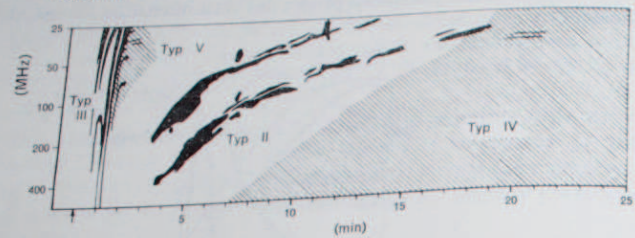
Zdrojem tohoto neklidu je sluneční koróna, a to v těch místech, která leží nad aktivními oblastmi ve vzdálenostech 0,3 až jednoho poloměru Slunce. Vzdálenost je úměrná vlnové délce (viz kapitola 7.4). Korelace mezi výskytem šumových bouří a relativním číslem sluneční činnosti není výrazná.

Mechanismus vzniku šumových bouří není přesně znám. S největší pravděpodobností jde o oscilace plazmatu v koróně, v některých případech o synchrotronní záření rychlých elektronů.

Chromosférické erupce jsou provázány mohutnými rádiovými vzplanutími v celém rádiovém vlnovém rozsahu. V rozmezí zlomku sekundy až několika minut nastupují v různých vlnových délkách náhlá zvýšení úrovně rádiového záření, která v maximu dosahují až 10^4 normální intenzity. Jev sám je poměrně složitý a při velkých erupcích možno pozorovat několik typů vzplanutí.

Typ c: frekvence 1 až 25 GHz, tj. v oboru od centimetrových vln do 20 cm.

Typ I: Má charakter pulsů v trvání několika sekund až minut při současném zvyšování celkové intenzity. Spektrum je spojité. frekvence < 500 MHz, tj. vlnová délka $\lambda > 60$ cm. Rychlý nástup charakterem připomíná šumovou bouři, září v úzkém frekvenčním rozsahu.



Obr. 7.12. Typy rádiových vzplanutí v časově rozvinutém radiospektrogramu. Na svislé ose je frekvence, na vodorovné ose čas uplynulý od začátku vzplanutí.

- Typ II: vlastní vzplanutí – na vlnových délkách $\lambda \geq 60$ cm nastupuje až několik minut po typu c. Září v úzkém frekvenčním rozsahu, který se během úkazu posouvá rychlostí přibližně 1 MHz s^{-1} k nižším frekvencím, tj. delším vlnovým délkám a mizí po 7 až 15 minutách. Intenzita je silně proměnná. Často se objeví záření na dvojnásobné frekvenci (tj. na druhé harmonické frekvenci). Typ II souvisí zřejmě s pohybem nabitých částic, které jsou vyvrženy do koróny rychlostí kolem 1000 km s^{-1} .
- Typ III: podobá se typu II, ale trvá jen několik vteřin a posuv frekvence je velmi rychlý (20 MHz s^{-1}). Vyzařuje též jen v úzkém frekvenčním pásmu. Vzniká zřejmě průnikem rychlých elektronů ($1/10$ rychlosti světla!) korónou.
- Typ IV: spojité záření v rozsahu vlnových délek 3 cm až 10 metrů. Je charakteristický pomalým nástupem nejdříve kratších vlnových délek, později

Typ V: delších. Trvání jevů jsou desítky minut až hodina. Jedná se pravděpodobně o synchrotronní záření relativistických elektronů. spojité záření na vlnové délce $\lambda > 60$ cm, trvajících jen několik minut po odeznění typu III.

Jak je patrné z celého výkladu, zdrojem rádiového záření aktivního Slunce jsou oblasti ve sluneční koróně, do které pronikají rychle nabitě částice z aktivních oblastí ve sluneční fotosféře. Velká erupce je provázána rádiovými vzplanutími všech typů a lze sestavit měření intenzity na všech vlnových délkách dynamický radiospektrogram, kde se na svislou osu nanáší frekvence, na vodorovnou čas. Z těchto diagramů lze usoudit na charakter procesů v koróně, které erupci provázejí.

7.5. Sluneční vítr

Slunce vyvrhuje do meziplanetárního prostoru nabitě částice, protony a elektrony, nejen v období aktivity, ale i za relativního klidu. Již dávno bylo zřejmé, že řada úkazů nejen na Zemi, jako polární záře nebo magnetické bouře, ale například pohyby v ionizovaných chvostech komet musí být ovlivněny Sluncem prostřednictvím korpuskulárního záření, které není omezeno jen na relativně krátká období bouřlivé sluneční činnosti. Nicméně důkaz o existenci ustáleného proudu částic vyvěrajícího ze Slunce není triviální: zemské magnetické pole změnilo dráhu nabitých částic natolik, že přímé pozorování slunečního větru poblíže povrchu Země je nemožné a teprve měření provedená meziplanetárními sondami prokázala bezpečně jeho existenci.

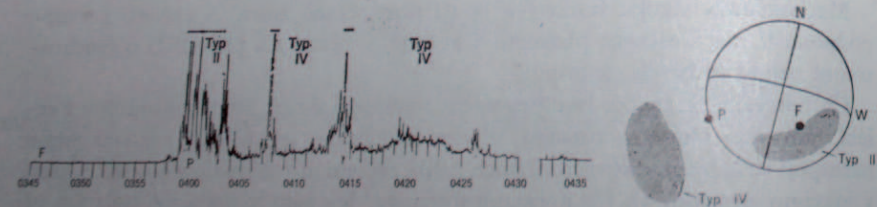
Hustota slunečního větru ve vzdálenosti jedné astronomické jednotky od Země je přibližně $10 \text{ částic cm}^{-3}$. Teplota tohoto meziplanetárního ionizovaného plynného prostředí je $T = 10^4$ až 10^6 K . Debyeova vzdálenost D (viz kapitola 3.2) charakterizující plazmu je

$$D = \left(\frac{kT}{4\pi n e^2} \right)^{1/2} = 6,9 \left(\frac{T}{n_e} \right)^{1/2} \text{ cm}, \quad (7.5.1)$$

kde n je hustota částic, e náboj elektronu, n_e hustota volných elektronů na cm^3 . V případě meziplanetárního větru je $n_e \sim 5$ až 10 a $D \sim 2 \text{ km}$, což je mnohem méně než charakteristické rozměry rozsáhlých meziplanetárních oblastí vyplněných velmi řídkým plynem. Proto sluneční vítr jako oblaka ionizované hmoty vyvržená ze Slunce možno považovat za typickou plazmu. Postupná rychlost slunečního větru v je 400 km s^{-1} až 1000 km s^{-1} a jeho kinetická energie

$$\frac{1}{2} n m v^2 \sim 4 \cdot 10^{-16} \text{ J cm}^{-3},$$

kde m je hmotnost částic. Tato energie je mnohem větší než předpokládaná ener-

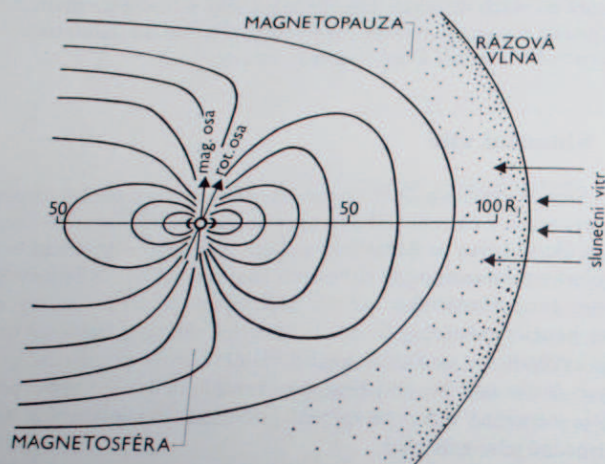


Obr. 7.13. Záznam rádiových vzplanutí. V pravé části obrázku jsou schematicky znázorněny oblasti, ze kterých jednotlivá vzplanutí pocházejí. Typ III vznikl ve sluneční koróně a byl vázán na oblast nad protuberancí P.

gie magnetická. Jestliže $B = 5 \cdot 10^{-9} \text{ T}$ je hustota meziplanetárního magnetického toku, pak magnetická energie je

$$\frac{1}{8\pi} B^2 \sim 10^{-18} \text{ J cm}^{-3}.$$

Proto je magnetické pole unášeno proudícím plazmatem – slunečním větrem. Nabitě částice si nesou část rotačního momentu Slunce, a proto se nepohybují radiálně, ale po spirále, také siločáry magnetických polí zamrzlé do plazmatu mají tvar spirál kolmých k rotační ose Slunce.



Obr. 7.14. Schematické znázornění magnetosféry v okolí planety se silným magnetickým polem. Magnetosféra by byla symetrická vzhledem k ose magnetického pole planety, avšak sluneční vítr deformuje tvar magnetosféry tak, že ji stlačuje na straně přivrácené ke Slunci.

Plazmou se mohou šířit vlny analogicky jako vlny v napnuté struně a rychlost těchto hydromagnetických vln v_A je přímo úměrná magnetické indukci pole (analogie pnutí ve struně) a nepřímo úměrná druhé odmocnině hustoty plazmatu ρ (analogie hustoty materiálu, z kterého je struna zhotovena)

$$v_A = \left(\frac{B^2}{4\pi\rho} \right)^{1/2}, \quad (7.5.2)$$

v_A je tzv. Alfvénova rychlost. Poměr rychlosti plazmatu v a v_A je jistá analogie Machova čísla, tj. poměru rychlosti pohybujícího se předmětu k rychlosti zvuku. Je-li Machovo číslo větší než jedna, pohybuje se předmět nadzvukovou rychlostí.

Obdobně, je-li $v/v_A > 1$, pohybuje se plazma nadhydromagnetickou rychlostí. Analogicky s případem nadzvukové rychlosti, kdy se před rychle se pohybujícím

předmětem vytvoří nárazová vlna, vytvoří se nárazová vlna také, setká-li se proud rychlého plazmatu s magnetickým polem, tj. například narazí-li sluneční vítr na magnetické pole Země. Proudící plazma vyvolává tlak na magnetické siločáry a stlačuje je tak dlouho, až se magnetický tlak vyrovná s tlakem plazmatu. Do takto stlačené oblasti – magnetosféry – kam sluneční vítr nevstupuje, ale obtéká její podél deformovanější magnetosféru má například Jupiter.

Směrem ke Slunci je magnetosféra stlačena, je to její čelní strana vzhledem k proudícímu plazmatu a zde se tvoří nárazová vlna se zvýšenou hustotou nabitých částic. Je zřejmé, že nevelké změny v hustotě a rychlosti slunečního větru vyvolají změny v deformaci zemské magnetosféry a tím vyvolají rychlé změny geomagnetického pole známé pod pojmem magnetické bouře.

Rozložení hustoty nabitých částic ve slunečním větru není v okolí Slunce zcela izotropní. V rovině ekliptiky má sluneční vítr sektorovou strukturu připomínající, v pohledu kolmo na ekliptiku, lopatky větrníku. Tato struktura se zachovává až do vzdálenosti přibližně dvou astronomických jednotek od Slunce. Ve větších heliocentrických vzdálenostech má sluneční vítr charakter méně uspořádaných, téměř turbulentních proudů nabitých částic. O vlastnostech meziplanetárního prostoru, a tím i slunečního větru ve velkých vzdálenostech kolmo k ekliptice, je známo velmi málo.

7.6. Země

Země je třetí planetou sluneční soustavy a studium jejích fyzikálních vlastností náleží především do geofyziky. Proto se tato kapitola omezuje jen na velmi stručný výčet nejzákladnějších poznatků.

Velikost a tvar Země je určován geodetickými metodami, zdokonalenými v posledních letech mimořádně přesnými pozorováními pohybu umělých družic. Země není, jak známo, kulově symetrická, nýbrž zploštělá v důsledku rotace. Velmi přibližně lze připodobnit tvar Země rotačnímu elipsoidu s rovníkovým poloměrem $a = 6378,2 \text{ km}$ a délkou rotační poloosy $b = 6356,9 \text{ km}$, zploštění je tedy

$$\frac{a-b}{b} = \frac{1}{298}.$$

Ve skutečnosti je však tvar Země složitější a nelze jej postihnout pouze rotačním elipsoidem. Mimo to ani rozložení hmoty v zemském tělese není přesně symetrické k rotační ose, a proto ekvipotenciální plochy v gravitačním poli Země vykazují nevelké, ale dnes dobře zjištělé odchylky od tvaru rotačního elipsoidu.

Střední hustota Země je $\bar{\rho} = 5520 \text{ kg m}^{-3} = 5,52 \text{ g cm}^{-3}$. Hustota zemské kůry je $2,6 \text{ g cm}^{-3}$ až 3 g cm^{-3} (tj. hustota hlavních hornin kůry: žuly a basaltu).

Směrem do středu hustota stoupá, v hloubce kolem 3000 km je $9,4 \text{ g cm}^{-3}$ a v hloubce 6370 km až 17 g cm^{-3} .

Ze šíření seismických vln zemským tělesem je známo, že vzrůst hustoty s hloubkou není plynulý, ale v některých hloubkách probíhá nespojitě – skokem.

Seismické otřesy vyvolávají příčné i podélné vlny šířící se zemským tělesem, kde podléhají lomu a odrazu na rozhraních různé hustoty. Z rychlosti šíření seismických vln možno soudit zhruba na toto rozvrstvení:

1. Zemská kůra s hustotou 3 g cm^{-3} má sílu přibližně 30 km pod rovinnými oblastmi a zesiluje se až na 60 km zejména pod hustými masivy. Je však jen několik kilometrů silná pod dny oceánů.

Mezi zemskou kůrou a pod ní ležícím zemským pláštěm je tzv. Mohorovičičova diskontinuita.

2. Zemský plášť sahá do hloubky přibližně 2900 km a s hustotou stoupající od $3,3$ do $5,7 \text{ g cm}^{-3}$. Je složen převážně ze silikátů.

3. Pod pláštěm v hloubce kolem 2900 km je zemské jádro, ve kterém se nešíří příčné seismické vlny a které se chová jako plastická látka nebo spíše tekutina s vysokou viskozitou. Výjimku patrně tvoří nejněvnitřnější část jádra s vlastnostmi pevné látky.

Tlak ve středu Země je řádově $3,5 \cdot 10^5 \text{ MPa}$. Teplota s hloubkou vzrůstá. Z hloubkových vrstev se odhaduje geotermický teplotní gradient 30 K km^{-1} . Teplotní režim zemského tělesa je podmíněn transportem energie z nitra (vedením a konvekci) a distribucí prvků ^{238}U , ^{232}Th a ^{40}K , radioaktivních zdrojů tepla. Teplota zemského jádra nepřesahuje 10^4 K .

Zemské magnetické pole vzniká patrně konvektivními pohyby viskózního materiálu uvnitř Země elektricky vodivého. Stačí jen slabé magnetické pole, aby těmito pohyby bylo podstatně zesíleno (obdobně jako v dynamu). Vnější magnetické pole je velmi proměnné v důsledku interakce zemské magnetosféry se slunečním větrem.

Dlouhodobé změny vnitřního magnetického pole byly dokázány metodami paleomagnetickými založenými na měření magnetických vlastností některých geologických vzorků (popř. i archeologických předmětů), ve kterých bylo permanentní magnetické pole indukováno zemským polem při jejich uložení v různých geologických vrstvách pocházejících z různých dob.

Stáří Země je poměrně spolehlivě určováno z radioaktivity hornin. Předpokládá se, že od okamžiku ztuhnutí horniny se v ní hromadí produkty radioaktivního rozpadu prvků. Nejznámější je uran $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + 8^4\text{He}$ s poločasem rozpadu $4,49 \cdot 10^9 \text{ let}$. Z relativního množství radioaktivního izotopu a stálého izotopu, vzniklého rozpadem v hornině, lze odhadnout její stáří. Pro nejstarší horniny v zemské kůře byla tak nalezena hodnota $(4,5 \pm 0,3) \cdot 10^9 \text{ let}$, což je interpretováno jako stáří Země. Soudí se, že stáří sluneční soustavy a Slunce samotného je zhruba stejné, tj. 4,5 miliard let.

Fyzikální vlastnosti zemské atmosféry

Atmosféru Země lze dělit do čtyř oblastí, které leží postupně nad sebou. Všechny tyto oblasti mají své charakteristické vlastnosti.

Nejnižší vrstva, sahající do výše 11 km, je troposféra. Odehrává se v ní složitý děj změn počasí apod. Nad touto vrstvou, mezi 11 až 60 km, je přechodná oblast, stratosféra.

Od výšky 60 km do výšky 600 km rozprostírá se rozsáhlá ionosféra, která je charakteristická vrstvami s různou koncentrací volných elektronů. Ve výškách kolem 60 km je vrstva E. O něco výše je vrstva D a nejvýše se rozprostírá vrstva F. Vlastnosti ionosférických vrstev jsou vysoká teplota a elektrická vodivost (vrstvy odrážejí rádiové vlny).

Nad ionosférou, tj. od 600 km výše, je tzv. exosféra, která je nejtíhší vrstvou v celé atmosféře, je ionizovaná a rychlosti molekul plynu jsou tam tak velké, že molekuly odlétají do kosmického prostoru. Exosféra přechází plynule přímo do mezplanetárního prostoru. V exosféře je možno pozorovat svit polárních září. Nejvyšší oblasti exosféry mají větší koncentraci vodíku. Jinak je složení atmosféry ve všech vrstvách celkem stejné, s výjimkou výskytu vodních par, které jsou přítomny pouze v troposféře a částečně v stratosféře. Průměrné složení atmosféry je:

Plyn	N_2	O_2	Ar	CO_2	Ne	He	Kr+Xe
% objemu	78,09	20,95	0,932	0,030	0,0018	0,00052	stopy

Nejnižší vrstva obsahuje značné procento kyslíčnicku uhlíčitého, jenž vzniká převážně biologickými pochody a spalováním.

Teplota atmosféry v troposféře obecně s výškou klesá, a to přibližně o $0,8 \text{ }^\circ\text{C}$ až $1 \text{ }^\circ\text{C}$ na 100 m. Ve stratosféře nastává nad hranici 30 km pozvolný vzestup teploty. Vzrůst teploty pokračuje i v ionosféře a kolem 300 km dosahuje vysokých hodnot, kolem 600 K. Zvyšování teploty ve vyšších vrstvách je způsobeno absorpcí ultrafialového záření Slunce. V ozonové vrstvě, která se na absorpci podílí nejvíce, je maximum teploty. Spodní vrstvy atmosféry pohlčují sluneční záření poměrně málo, neboť ultrafialová složka záření je již pohlčena vrstvami vyššími. Spodní vrstvy se prohřívají od povrchu zemského konvektivním procesem. V důsledku vyšší teploty povrchu Země v oblastech tropů sahá zde vliv ohřátého vzduchu, stoupajícího od povrchu Země vzhůru, až do výšky přibližně 17 km, kdežto v okolí pólů dosahuje sotva výšky 9 km.

Vzduch ohřátý při povrchu Země odnáší do výšek vodní páry, které se tam srážejí a tvoří oblačnost. Vodní pára v ovzduší se dostává až do výšek, do nichž sahají konvektivní proudy.

Dnešní složení zemské atmosféry není původní. Již skutečnost, že nejhojnějšími prvky ve vesmíru jsou vodík a helium to potvrzuje. V zemské atmosféře jsou tyto plyny zastoupeny ve velmi malém množství (nepočítají-li se v to páry H_2O). Kromě toho kyslík byl v počátečním vývoji Země zřejmě vázán v molekulách CO_2 , SO_2 ,

H₂O a v řadě dalších kyslíků. Molekulární kyslík mohl sice postupně vznikat disociací vody ultrafialovým slunečním zářením, avšak proces by byl zastaven vznikem ozonové vrstvy ve vyšších vrstvách a relativní množství O₂ by nepřekročilo 1 %. Dnešní nasycení zemské atmosféry téměř 20 % kyslíku je podmíněno fotosyntézou v živých organismech, v rostlinách. Současná vegetace na zemském povrchu by byla schopna vytvořit současné složení atmosféry během 2000 let.

Tlak zemské atmosféry v nadmořské výšce 0 metrů ve středních zeměpisných šířkách je přibližně 101325 Pa.

Soumrak

Slunce ozařuje atmosféru i po západu, a tím vzniká večerní soumrak a ranní svítání. Tma nenastává ihned po západu Slunce, nýbrž ji předchází období stále slábnoucího jasu oblohy. Totéž pozorujeme v obráceném sledu ráno před východem Slunce. Jestliže v určitém místě na povrchu Země Slunce zapadlo a je již pod obzorem, ovzduší nad tímto místem je stále ještě osvětlováno slunečními paprsky. Občanský soumrak končí, když už si musíme na drobnou práci rozsvítit. To nastává tehdy, když je Slunce 6° pod obzorem. Naproti tomu astronomický soumrak končí teprve tehdy, když rozptýlené sluneční světlo v horních vrstvách atmosféry je tak nepatrné, že je již nemůžeme nijak pozorovat. To je v okamžiku, kdy Slunce klesne 18° pod obzor. V našich zeměpisných šířkách od konce května do poloviny července Slunce neklesne 18° pod obzor ani v okamžiku spodní kulminace a nenastává tudíž vůbec astronomická noc. V severnějších krajinách je v této době rozptýlené sluneční světlo za noci tak silné, že se noci v tomto období nazývají bílé noci.

Pásma pronikavého záření kolem Země

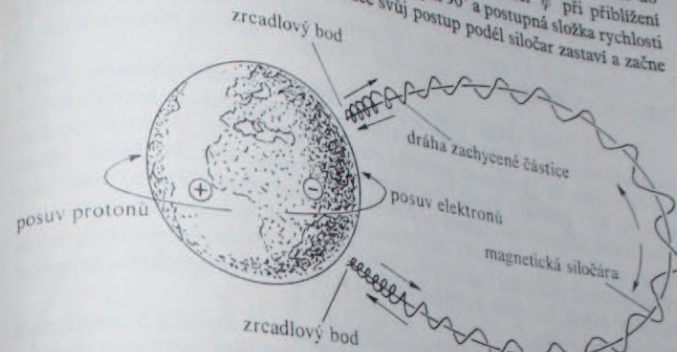
Ihned po vypuštění prvních sovětských družic a americké družice Explorer I bylo jasno, že ve výškách nad 200 km vzrůstá velmi podstatně intenzita kosmického záření. Kosmické rakety dále ukázaly, že hustota částic kosmického záření se vzdáleností od Země nejen roste, nýbrž se určitým způsobem i mění. Maximální hustota byla nalezena ve vzdálenosti 3 až 4 zemských poloměrů, kdy byla intenzita o 3 řády větší než u zemského povrchu.

Studiem problémů těchto oblastí se zabývají sovětský vědec Vernov a Američan Van Allen. Je známo, že na elektricky nabitou částici má vliv magnetické pole Země. Pohybuje-li se taková částice v magnetickém poli, působí toto pole na ni silou, která je dána vztahem

$$F = qvB \sin \varphi,$$

kde φ je úhel, který svírají vektor okamžité rychlosti v a zemské magnetické pole B , q je náboj.

Pohybuje-li se částice podle siločar zemského magnetického pole, její kinetická energie není změněna magnetickým polem. Celková rychlost, skládající se z rychlosti postupné a rychlosti rotace částice kolmo k siločarám, musí být stálá. Zemské magnetické pole se mění se vzdáleností od magnetických pólů, a to nejen co do intenzity, ale také co do směru. V důsledku toho vzroste úhel φ při přiblížení k magnetickému pólu Země tak, že se stane rovným 90° a postupná složka rychlosti je nulová. V tom okamžiku nabitá částice svůj postup podél siločar zastaví a začne



Obr. 7.15. Pohyb částic v magnetickém poli Země.

se vracet zpět po téže siločáře, až dospěje k blízkosti druhého magnetického pólu, kde se celá situace opakuje. Tak zůstává částice uvězněna v určité vzdálenosti setkává se částice pouze s částicemi meziplanetární hmoty, může vykonat nejméně 100 miliónů takových průletů, než náhodnou srážkou ztratí nebo získá energii a z pásma unikne.

Pásma pronikavého záření můžeme rozdělit na několik oblastí; především je to oblast rovníkového čili vnitřního pásma, které leží ve výškách okolo 1000 km a v rozmezí $\pm 45^\circ$ magnetické zeměpisné šířky. Další pásmo leží ve výškách nad 26 000 km.

Vnitřní pásmo je, jak ukázal Van Allen, složeno z protonů a elektronů. Protony mají energii přibližně 0,1 GeV = 10^8 eV a představují tzv. tvrdou složku tohoto záření (i když z hlediska kosmického záření je to složka velmi měkká). Elektronů mají energii tisíckrát menší.

Vnější pásmo se skládá téměř výhradně z elektronů, jejichž energie nepřesahuje 0,1 MeV. V těchto oblastech bylo napočítáno až 10^{11} částic za vteřinu letících plochou 1 cm².

Jak ostatně plyne z výkladu o pohybu nabitých částic v magnetickém poli, postupná rychlost částice podél magnetické siločáry je pouze výsledkem pohybu po

šroubovnici. Poloměr šroubovice je dán vztahem

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB},$$

kde v_{\perp} je složka celkové rychlosti kolmá k B . Pro proton 0,1 GeV je rychlost $v_{\perp} \sim 10^8 \text{ m s}^{-1}$, to znamená, že $r \sim 10 \text{ km}$ je v poli o $B \sim 10^{-4} \text{ T}$.

7.7. Měsíc

Země a Měsíc tvoří ve sluneční soustavě jakousi dvojplanetu. Poměr hmotnosti obou těles 1 : 81,3 je jistou výjimkou, neboť ostatní i ty největší měsíce mají řádově jen 10^{-3} hmotnosti mateřské planety. Také průměr Měsíce je poměrně velký, tj. 0,27 průměru Země. Pro pozemského pozorovatele jeví Měsíc během svého oběhu měsíční fáze, jejichž příčina je všeobecně známa. V době těsně před nebo po novu je slabě viditelná i část Měsíce neosvětlená Sluncem, jde o tzv. popelavý měsíční svit vznikající tím, že sama Země osvětluje (ovšem odraženým světlem slunečním) Měsíc. Podobně je z Měsíce patrná ta část povrchu zemského, na kterou dopadá měsíční světlo.

Doba rotace Měsíce je shodná s dobou jeho oběhu kolem Země, a proto přivrací k Zemi stále tutéž stranu. Avšak pozemský pozorovatel díky měsíčním libracím může zhlédnout 59 % měsíčního povrchu.

Tvar Měsíce je poměrně dobře určen z pozorování poruch umělých těles obíhajících kolem Měsíce. Odchytky od kulové symetrie jsou u Měsíce poměrně značné a vnitřní struktura měsíčního tělesa se podstatně liší od stavby Země.

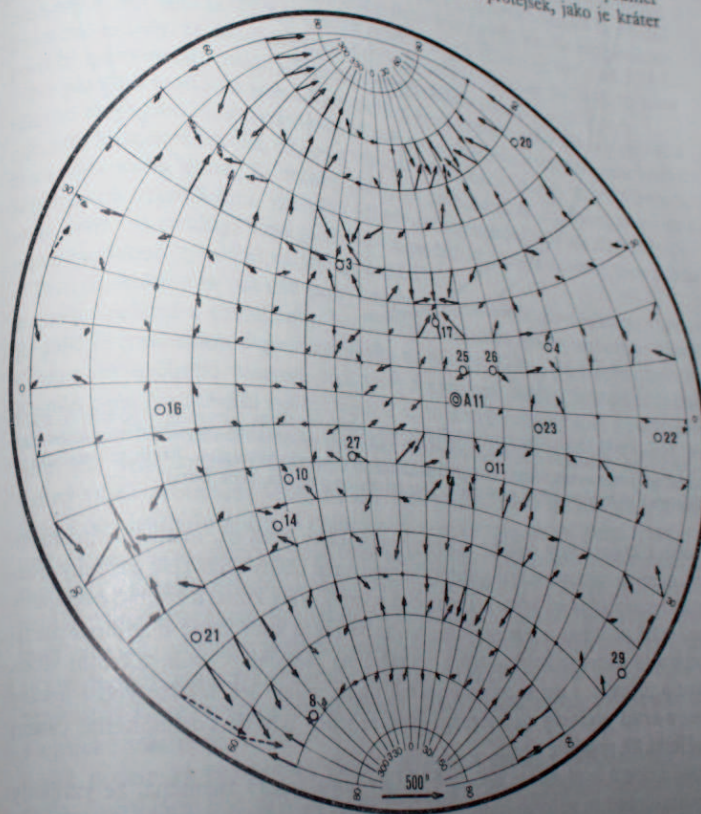
Mimo to bylo obrovské množství dat získáno pomocí radarových a laserových měření pozemských i prostorových. Nejvíce informací pak přinesly automatické sondy a expedice vyslané na souputníka Země v letech 1969 až 1973.

Dnes je zmapován celý měsíční povrch a je to zatím jediné těleso ve sluneční soustavě (kromě meteoritů), jehož vzorky byly zkoumány v pozemských laboratořích.

Povrch Měsíce je až dosud nejlépe probádaným terémem jiného tělesa než Země. Až do šedesátých let tohoto století bylo zmapováno ze Země přibližně 65 % měsíčního povrchu, avšak v současné době, díky sovětským a americkým výzkumům, je známa, až snad na nepatrný zlomek, topografie celé měsíční koule. Označení jednotlivých velkých útvarů pocházejí ze 17. století, kdy Galileo označil velké tmavé oblasti jako měsíční moře – maria, kterým v roce 1651 Riccioli přiřadil latinské názvy jako např. Mare Imbrium, Foecunditatis apod. Ostatní části byly označeny jako náhorní roviny, hory a pohoří. Jestliže název moře je čistě obrazný, pak názvy pohoří celkem dobře vystihují skutečný vzhled příslušné krajiny. Náhorní roviny jako i pohoří jsou rozrušeny velikým množstvím kráterů. Z třiceti známých moří na Měsíci jsou téměř všechna na přivrácené straně, kdežto jen čtyři

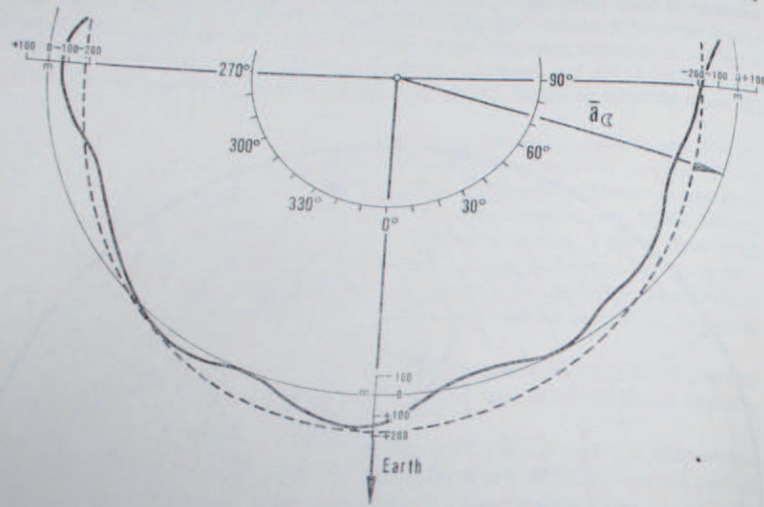
jsou na odvrácené straně. Známých a registrovaných kráterů nejrůznějších velikostí je kolem 3000, skutečný počet je mnohem větší.

Krátery jsou typickými měsíčními útvary (právě tak jako fyzikálně příbuzné objekty v planetární soustavě Merkuru a Marsu). Kráter je konkávní prohlubeň, kolem které je vyvýšený val, četné krátery mají centrální vyvýšení. Průměry se pohybují ve velkých mezích. Nejmenší jsou vlastně mikroskopické jamky způsobené dopadem nepatrných meteoritů, avšak největší krátery, jako například Bailly, dosahují průměru až 300 km. Jestliže pozemský meteorický kráter v Arizoně má průměr 1,2 km a hloubku přibližně 170 m, pak typický měsíční protějšek, jako je kráter



Obr. 7.16. Velikost odchylek směru tíže (tížnicových odchylek) na přivrácené straně Měsíce. Velikost těchto odchylek byla určena z pohybu umělých kosmických těles v gravitačním poli Měsíce. Šipky udávají směr a velikost odchylky. Poloha gravimetru expedice Apollo 11 je označena A 11.

Koperník, má průměr 90 km a hloubku téměř 4000 metrů. (Krátery, jak již z výkladu plyne, nesou jména významných astronomů a vědců, kteří se zasloužili o rozvoj astronomie, fyziky, matematiky apod.) Struktura jednotlivých kráterů a vzájemné překrývání valů prozrazují, že některé jsou staršího data, jiné vznikly



Obr. 7.17. Profil rovníkového řezu přivrácené části měsíčního tělesa odvozený z pozorování kosmických sond. Střední rovníkový poloměr je \bar{a} , čárkovaný profil je rovníkový řez trojosým elipsoidem, plná čára vyznačuje odchylky od středního rovníkového poloměru. Profil se vztahuje na ekvipotenciální hladinu, nikoli na skutečný tvar měsíčního povrchu. (Dle Burši)

později. Okrajové valy velkého kráteru jsou pokryty malými, mladšími prohlubněmi, které se označují též jako krátery sekundární a někdy tvoří celé paprsky, rozbihající se například od kráterů Tycho či Koperník. Valy kráterů zřejmě podléhaly a snad ještě podléhají jakémusi druhu kosmické eroze způsobené dopadem meziplanetárních částic mikroskopických rozměrů na měsíční povrch. Životní doba kráteru o průměru 1 cm se odhaduje přibližně na milión let, kdežto velké útvary zůstanou erozí prakticky nadotčeny, i když se jejich povrch pochopitelně časem pokryl jemným prachem a suti.

Původ kráterů je zřejmě u převážně většiny impaktní, to znamená, že vznikaly především dopadem velkých hmot. Jenom nepatrné procento prozrazuje již odumřelou vulkanickou činnost jako například známý kráter Alphonsus. Největšími impaktními krátery jsou ve skutečnosti zřejmě moře, především Mare Orientale, které má průměr 1000 km. Celková struktura naznačuje, že bylo vyplněno lávou.

Moře jsou většinou téměř kruhové útvary vyplněné bazaltem, čedičem, tj. tmavou ztuhlou lávou. Jejich průměry jsou 300 km až 1000 km.

Teorii impaktního vzniku moří podporuje i skutečnost, že mnohá pohoří, která je obepínají, např. Apeniny, jsou ve skutečnosti jakýmsi valy kolem obrovských impaktních útvarů, které byly zalaty lávou. V mořích je poměrně málo kráterů vesměs malých a soudí se, že stáří bazaltu v mořích není větší než $3,5 \cdot 10^9$ let. (Stáří se zde rozumí doba, která uplynula od ztuhnutí nebo vytvoření příslušné horniny.)

Impaktní teorii vzniku kráterů podporuje i tato úvaha: dopad tělesa o průměru 1 km a hmotnosti kolem $2 \cdot 10^{13}$ kg rychlostí 30 km s^{-1} na povrch Měsíce by uvolnil energii přibližně 10^{22} J. Energie, která je třeba k roztavení hornin zaplavujících znamená to tedy, že dopad těles, která by nebyla větší než malá planetka, by zcela postačil na vytvoření velkých povrchových měsíčních útvarů.

Na povrchu moří však jsou některé útvary, které nepochybně vznikly v průběhu tuhnutí lávy. Jsou to; a) zvrásnění, což jsou podlouhlé útvary stovky metrů vysoké a mnoho kilometrů dlouhé, táhnoucí se napříč moří, mohou to být vrcholky pohoří, která byla zalata lávou, b) brázdy, zlomy na povrchu moří, c) dómy, které jsou konvexními vypuklinami, vznikající při výronu a přetékání lávy na již ztuhlé pravděpodobně bývalými koryty tekoucí lávy.

Povrch Měsíce je mimoto pokryt tenkou, velmi dobře promíchanou vrstvou jemného prachu a rozrušených hornin. Pro tuto směs byl zvolen název regolit. Regolit je produktem dopadů meteoritů na povrch Měsíce, při kterých byly vrženy do okolního prostoru rozdrčené a přetavené zbytky měsíčních hornin. Regolit pokrývá měsíční povrch v síle 2 až 10 metrů v oblasti moří a podle předběžných odhadů ve vysokých oblastech měsíčních pohoří regolitová vrstva bude silná jen několik cm. Díky tomu měsíční půda má strukturu a soudržnost jako jemný písek promíšený velkým množstvím prachu. Barva měsíční půdy je tmavě šedá s odstínem do hněda. Většina částic v regolitu jsou velmi jemná zrnka o průměru 10–50 μm , mezi nimiž se vyskytují poněkud větší kuličky přetaveného materiálu ve formě skla nebo obsidiánu. Dále lze zde nalézt vyvělé horniny, které zřejmě prošly procesem tavení, krystalizace a mechanického drcení. Některé tyto horniny mají na svém povrchu nepatrné jamky, jejichž stěny jsou sklovité, zřejmě to jsou stopy dopadu malých meteoritů. Konečně jistotou část regolitu tvoří i velice hrubě rozdrčený konglomerát různých hornin. Tato struktura půdy má typické tepelné a optické vlastnosti.

Již pozemská pozorování ukázala, že tepelná vodivost měsíční půdy je velmi malá. Subsolární bod na Měsíci dosahuje teploty 400 K, naproti tomu na odvrácené straně nepřesahuje teplota 110 K. Albedo měsíčního povrchu je v průměru velmi nízké, 0,07.

Chemické složení měsíčního povrchu je v podstatě chemické složení bazaltu

Relativní zastoupení prvků v měsíčním povrchu

Prvek	Apollo 11	Apollo 12	Luna 16	Luna 17	Apollo 14	Apollo 15	Luna 20	Apollo 16	Apollo 17	Zemská kůra
O	59,87	59,9	60,15	63,2	60,8	60,4	60,3	61,0	61,1	49,13
Si	16,31	16,0	15,97	15,7	17,5	17,3	16,0	16,2	16,3	26,00
Al	6,30	6,3	6,95	5,7	7,7	6,5	9,7	11,6	10,1	7,45
Fe	5,12	5,4	5,39	4,7	3,1	4,5	2,1	1,6	1,8	4,20
Ca	4,92	4,1	4,99	4,4	4,3	4,4	5,9	6,1	6,1	3,25
Mg	4,57	6,8	4,99	6,3	5,4	5,9	5,2	3,0	4,0	2,35
Ti	2,19	0,9	0,98	1,8	0,5	0,5	0,15	0,15	0,15	0,60
Na	0,33	0,3	0,37	—	0,40	0,3	0,4	0,29	0,4	2,40

Tabulka 7.7

Zastoupení molekul v měsíčním povrchu

Molekula	Apollo 11	Apollo 12	Luna 16	Apollo 14	Apollo 15	Luna 20	Apollo 16	Apollo 17	Zemská kůra
SiO ₂	40,70	44,95	43,8	48,0	46,07	42,40	45	47	48,5
FeO	17,42	20,53	19,35	10,5	21,19	6,40	7,5	8,6	10,5
CaO	10,52	10,94	10,4	10,7	10,21	18,20	13	12,1	10
TiO ₂	11,00	3,32	4,9	2,1	0,38	0,8	0,8	1,5	2,1
Al ₂ O ₃	9,43	9,19	13,7	17,1	8,95	20,20	23	21,2	16
MgO	7,34	9,83	7,05	8,7	9,51	12,00	8,5	9,9	7
Cr ₂ O ₃	0,32	0,51	0,55	0,7	—	—	0,15	0,21	0,03
Na ₂ O	0,49	0,28	0,38	—	0,26	0,40	0,48	0,48	2,8
MnO	0,23	0,27	0,20	—	0,28	—	0,09	0,11	0,2
K ₂ O	0,18	0,058	0,15	0,5	0,034	0,52	0,20	0,15	1,2
P ₂ O ₅	0,12	0,088	—	—	0,07	—	0,26	0,24	0,3

odpovídající pozemskému čediči. Obsah volného železa je velmi nízký. Oblasti moře obsahují více vázaného železa a kobaltu, kdežto níže se vyskytuje spíše v náhorních rovinách. Většina těžkých prvků je relativně velmi chudé zastoupena, což naznačuje, že alespoň povrch Měsíce prošel určitou diferenciací při svém vzniku. Měsíční láva má poměrně vysoký obsah železa a titanu vázaného v minerálech, což není běžné u analogických vysokých hornin na Zemi. Veškerý materiál z měsíce ukazuje, že na vytváření měsíčních hornin na Zemi. Větší vázaného v minerálech nejsou známy žádné stopy jakéhokoli současně nebo minulého života na Měsíci. Některé údaje o chemickém složení hornin z různých míst na měsíčním povrchu jsou v tabulkách 7.6 a 7.7.

Stáří měsíčních hornin bylo určeno radioaktivní metodou na základě změn krypton → argon, rubidium → stroncium a uran → olovo. Výsledky jsou shrnuty v tabulce 7.10. Vzorky z moří mají většinou stáří o něco menší než vzorky z náhorních rovin. Krystalické horniny z Mare Tranquilitatis jsou starší než vzorky z náhorních rovin. Nejmladší horniny jsou asi o sto až dvě stě milionů let mladší. Nejmladší horniny byly nalezeny na rozhraní Mare Imbrium a Apenin (asi 3,3 · 10⁹ let). Nejstarší horniny, vesměs jsou to úlomky, jsou 4,7 · 10⁹ let staré. Ve srovnání s pozemskými horninami jsou měsíční útvary starší v průměru asi o 1 miliardu let, neboť nejstarší pozemské útvary vznikly před 3,6 · 10⁹ let staré. ovšem neplatí, že by Měsíc jako těleso byl skutečně starší než Země. Z toho zřejmé je rozdíl ve stáří povrchových útvarů a důkaz toho, že jakákoliv hornotvorná činnost na Měsíci ustala mnohem dříve než na Zemi.

Nitro Měsíce je zřejmě zcela odlišné v porovnání s nitrem Země. Průměrná hustota měsíčního tělesa je 3340 kg m⁻³ a zdá se, že měsíční těleso je poměrně velmi homogenní. Odhad tlaku v jeho nitru vede k číslu 470 MPa, což je tlak, který panuje asi 150 km pod povrchem Země. V laboratořích již takové tlaky byly dosaženy a ukazuje se, že normální křemičitan bývá v pozemských i měsíčních horninách za těchto podmínek zvýší svou hustotu sotva o 10 %. Znamená to, že hustota v celém měsíčním tělese je pravděpodobně prakticky stejná a patrně jen zcela malá oblast kolem středu Měsíce je v tekutém, resp. viskózním stavu.

O tom, že měsíční kůra a valná část nitra tohoto tělesa je velmi tuhá, svědčí několik skutečností.

a) Z tíhových anomálií zjištěných z pohybů umělých družic na dráze Měsíce se zjistilo, že v určitých místech pod povrchem je určitá koncentrace hmoty, tzv. mascony (odvozeno od slova *mass concentration*). Lze si je představit jako tuhá tělesa větší hustoty uložená v hloubkách 40 km až 150 km pod měsíčními moři. Tím ovšem není jednoznačně řečeno, že by to musela být nutně nějaká tělesa, která by dopadla a vnořila se do Měsíce.

Pravděpodobná poloha masconu je uvedena v tabulce 7.8. Jestliže tedy mohou hmoty s větší hustotou zůstat pod povrchem Měsíce a neklesat do jeho středu, znamená to, že přemístování látky uvnitř Měsíce již dávno ustalo.

b) Dalším takřka dokonalým důkazem o tuhosti měsíčního tělesa jsou měsíce-

Tabulka 7.8

Oblasti podezřelé z podpovrchových masconů

Oblast (Mare)	Přibližná selenografická poloha	Gravitační anomálie [10^{-5} m s^{-2}]
Imbrium	+38° -18°	220
Serenitatis	+28° +18°	220
Crisium	+16° +58°	130
Nectaris	-16° +34°	120
Sinus Aestuum	+10° -8°	80
Humorum	-25° -40°	65
Humboldtianum	+57° +82°	52
Oriente	-20° -95°	52
Smythii	-4° +85°	52
Sinus Iridum	+45° -31°	-90

třesení. Seismografy umístěné na povrchu Měsíce dávají již několik let souvislé záznamy výskytu otřesů měsíčního tělesa. Ukázalo se především, že Měsíc je seismicky oproti Zemi velice klidný. Na Zemi se uvolní během roku přibližně $5 \cdot 10^{17} \text{ J}$ v seismických otřesech, kdežto na Měsíci pouze kolem 10^8 J , což odpovídá energii uvolněné při výbuchu 200 t TNT. Znamená to tedy, že otřesy na Měsíci jsou vzácné a většinou jsou způsobeny dopady větších meteoritů. Doznívání seismických vln je mnohem delší než na Zemi, kde poddajnost zemského tělesa seismické vlny rychle tlumí. Jinými slovy řečeno, otřesem rozkmitaný Měsíc dlouho „doznívá“. Doba útluhu seismických vln na Zemi je přibližně 4 až 5 minut, naproti tomu na Měsíci až několik hodin. V současné době je známo několik oblastí, ve kterých vznikají měsíctřesení, nikoli však dopadem meteoritů. Tak například z jednoho místa v hloubce kolem 800 km se opakují měsíctřesení v pravidelném intervalu jednoho synodického oběhu kolem Země. Znamená to, že gravitační síly vyvolávají v místech, kde Měsíc ještě není tektonicky stabilní, pravidelné změny. Ovšem intenzita těchto měsíctřesení je nepatrná v porovnání se zcela běžnými podobnými otřesy, které se odehrávají v počtu přibližně 1000/den na Zemi.

Magnetické pole větší než 10^{-9} T (což je prakticky nulové pole) nebylo na Měsíci prokázáno. Podle novějších výsledků sice existují určitá lokální magnetická pole přibližně 10^{-8} T , které však mohou mít původ v nějakých meteorických tělesech pod povrchem Měsíce apod. Celkově možno říci, že Měsíc magnetické pole nemá nebo je zanedbatelně nepatrné. Tato skutečnost se vysvětluje tím, že Měsíc nemá tekuté jádro toho rozsahu a vlastností jako Země.

Z poměru velikosti těles vyplývá, že Měsíc tvoří se Zemi jakousi dvojplanetu. Lze předpokládat, že obě tělesa vznikala současně, že však pro konečné utváření Země, zejména povrchové struktury, byla rozhodující celková hmota planety. Měsíc, který je menší než Země a jehož hmotnost je jen 1/81,302 hmotnosti Země

($M_{\text{Z}} = 7,35 \cdot 10^{22} \text{ kg}$), pozbyl téměř okamžitě atmosféru, což vyloučilo jakékoliv pozdější tvoření hornin obsahujících vodu a samozřejmě i vylučuje přítomnost vody na Měsíci, současně však chrání útvary jako krátery a podobné před erozivními

Tabulka 7.9

Možné zdroje radioaktivního tepla na Měsíci

Typ rozpadu	Poločas rozpadu [10^9 r]	Celková produkce energie v 10^{15} J (na 1 kg původního prvku)
U 238 - Pb 206		1,922
U 235 - Pb 207	4,51	1,856
Th 232 - Pb 208	0,713	1,655
K 40 - Ar 40	13,9	0,171
	1,306	

Tabulka 7.10

Stáří hornin na Měsíci

(podle N. W. Hinnerse, COSPAR 1973)

Oblast	Mise	Původ	Věk [10^9 r]
Mare Tranquilitatis			
Mare Tranquilitatis	Apollo 11	mare	3,7
Oceanus Procellarum	Apollo 11	úlomky	4,3-4,7
Mare Fecunditatis	Apollo 12	mare	3,1-3,2
Fra Mauro	Luna 16	mare	3,4
Hadley - Apeniny	Apollo 14	terrae	4,0
Hadley - Apeniny	Apollo 15	bazalt	3,4
Vyvýšenina nad Mare Fecunditatis	Apollo 15	terrae	4,0
Descartes	Luna 20	terrae	4,0
Taurus - Littrov	Apollo 16	terrae	4,0
Taurus - Littrov	Apollo 17	mare	3,7
	Apollo 17	terrae	4,0

Tabulka 7.11

Selenografické polohy epicenter opakovaných měsíctřesení

Šířka	Délka	Hloubka ohniska [km]
25,3 S	28,3 W	850
15,0 N	25,0 E	700
44,8 S	53,4 W	800
9,2 N	8,4 W	610
30,2 N	2,9 E	800
22,3 N	30,2 W	940
22,8 N	61,1 E	860
7 S	139 E	800

účinky větru a deště, které jsou zcela běžné na Zemi i na Marsu. Měsíc představuje určitou konzervaci stavu a vzhledu, jaký měla naše Země záhy po vytvoření první pevné kůry. Na Zemi však pokračoval po dlouhou dobu horotvorný mechanismus, který několikrát změnil celkovou tvářnost Země, naproti tomu na Měsíci zůstaly povrch a patrně i celá struktura tělesa valně nedotčeny. Zřetelné nehomogenity v měsíčním tělese, které byly zjištěny pomocí družic, nasvědčují tomu, že Měsíc pravděpodobně vznikl nakupením menších hmot. V Zemi, díky poddajnosti zemského nitra, došlo pozvolna k diferenciaci těžších a lehčích prvků a vyhlazení jakékoli nestejnorodosti. Naproti tomu na Měsíci, který je sice chemicky dostatečně stejnorodý, zůstaly některé „zhuštěniny“ někde na cestě mezi povrchem a středem Měsíce.

7.8. Merkur

Merkur je nejbližší planeta Slunce, kolem kterého obíhá za 88 dní ve střední vzdálenosti $57,9 \cdot 10^6$ km. Jeho dráha je silně excentrická $e = 0,2056$ a jeho sklon dráhy k rovině ekliptiky je 7° . V tomto směru je společně s planetou Pluto výjimkou, neboť ostatní planety mají podstatně méně výstředné dráhy s daleko menším sklonem. Největší elongace 28° dosahuje Merkur v okamžiku, kdy je v afelu. To je také příčinou, proč Merkur byl až do nedávna planetou, o které nebylo příliš mnoho známo, přestože není příliš vzdálen od Země. Teprve radarová měření a výzkumy pomocí meziplanetárních sond poskytly přesnější údaje o průměru, rotaci a povrchu této planety. Na počátku 19. století se soudilo, že Merkur rotuje kolem osy, téměř kolmé k rovině dráhy, jednou za 24 hodin. Od konce 19. století až do nedávna se naopak udávala perioda rotace 88 dní, tj. shodná se siderickou dobou oběhu. V roce 1965 byla na základě radarových měření stanovena jedna otočka na 59 dní a podle novějších přesnějších měření doplněných i přímými pozorováními dospělo se k hodnotě 58,65 dne s chybou kolem 15 minut. Jedna Merkurova otočka vzhledem ke Slunci trvá 176 dní. Poloměr Merkurův, stanovený z radarových měření, je 2434 ± 2 km, což dobře souhlasí s přímými měřeními z Marineru 10. Povrch Merkura má velmi nízké albedo, přibližně jako Měsíc 0,06 ve viditelném oboru spektra a přibližně 0,07 v oboru decimetrových rádiových vln. Obdobně jako Měsíc má povrch Merkura velmi nízkou tepelnou vodivost. Subsolární bod na Merkuru dosahuje až 700 K. Na obrácené straně, tj. v oblasti, kde je noc, je teplota povrchu pouze 110 K. Již některá dřívější pozorování vedla k názoru, že celkový vzhled povrchu Merkura je podobný měsíčnímu povrchu. To plně potvrdily televizní záběry z meziplanetární sondy Mariner 10, pořizované na jaře 1974 (příloha 49). Hustota kráterů je větší a počet moří zřejmě nepatrný na rozdíl od Měsíce, avšak původ kráterů je s velkou pravděpodobností impaktní, právě tak jako u Měsíce. Hmotnost Merkura je 0,053 hmotnosti Země, ovšem hustota je přibližně stejná jako u Země, 5500 kg m^{-3} . Z toho lze soudit, že Merkur v průměru

obsahuje větší množství těžších látek než Měsíc. Měření Marineru 10 ukázala v atmosféře na stopy helia. Toto do jisté míry překvapující zjištění se vysvětluje radioaktivním rozpadem nestabilních těžkých prvků na Merkurově povrchu. Přítomnost ostatních plynů nebo nějaké znatelnější atmosféry nebyla prokázána. Merkur nemá měsíc.

7.9. Venuše

Venuše je v pořadí od Slunce druhá planeta a druhá ze skupiny vnitřních nebo terestrických planet. Hmotností ani rozměrem se příliš neliší od Země. Přítomnost relativně husté atmosféry podobnosti se Zemí ještě zesiluje. Avšak bližší výzkum v posledních letech ukázal, že podobnost je pouze povrchní. Venuše obíhá kolem Slunce v dráze s velmi malou výstředností ($e = 0,0068$) ve vzdálenosti $108 \cdot 10^6$ km, tj. 0,7233 AU. Siderická doba oběhu je 224,7 dní. Podobně jako Merkur má Venuše fáze a je v příznivé poloze nejjasnějším hvězdným objektem na obloze ($-4,2^m$). Okolnost, že vlastní povrch Venuše není pozorovatelný, ale je neustále zahalený hustou atmosférou a oblačností, je též příčinou, proč albedo Venuše je velmi vysoké (0,76). Rozptýl světla v atmosféře této planety vyvolává i značnou neostrost terminátoru.

Radarová měření z let 1961 až 1970 prokázala, že Venuše rotuje retrogradně (zpětně) jednou za $243,0 \pm 0,2$ dny. Osa rotace je skloněna pouze o 3° k ose roviny oběžné dráhy. (S ohledem na definici retrogradní rotace je však sklon 177° .) Slučběhu Venuše, tj. vzhledem k Zemi, a interval, který uplyne mezi dvěma po sobě následujícími vrcholními Země pro určitý cythereální poledník (146 dní), jsou v poměru 1 : 4. (Cytherea je řecký název pro bohyni lásky.) To vede k domněnce, že existuje vazba rotace Venuše na Zemi zprostředkována slapovými silami.

Hlavními zdroji informací o poměrech na Venuši jsou vedle pozemských spektroskopických a radarových měření výsledky z kosmických sond: Mariner 2 (1962), 5 (1967), 10 (1974) a Veněra 4 (1967), 5, 6 (1969), 7 (1970), 8 (1972), 9 (1975) a 10 (1975).

Teplota poblíž pevného povrchu planety je přibližně 650 K až 700 K a nemění se příliš během Venušina dne a noci. Složení atmosféry je 90 % až 95 % CO_2 , okolo 5 % N_2 a 1 % O_2 a patrně méně než jedno procento H_2O . Extrapolovaná pozorování naznačují, že na povrchu je 100násobný tlak pozemského atmosférického tlaku, tj. 10 MPa! Jestliže by byla atmosféra Venuše zbavena CO_2 , pak její složení by bylo velmi podobné složení atmosféry Země (tj. N : O = 5 : 1). Vysoká teplota atmosféry, která se v průběhu cythereálního dne nemění a je jen nepatrně nižší u pólů, naznačuje, že se zde uplatňuje tzv. skleníkový efekt. Sluneční záření v oboru viditelného světla je povrchem a spodními vrstvami atmosféry vyzářeno jako infračervené záření, avšak zřejmě je zadrženo vrstvou CO_2 . Je možné, že při

tomto skleníkovém efektu spolupůsobí i mračna prachových částic. Přítomnost CO_2 a CO byla potvrzena spektroskopickými pozemskými pozorováními právě tak jako stopy chlorovodíku (HCl) a fluorovodíku (HF). V nejvyšších vrstvách Venušiny atmosféry byla pozorována rezonanční čára $\text{Ly}\alpha$ a z toho lze soudit, že obdobně jako v exosféře Země i v nejvyšších vrstvách atmosféry Venuše je atomární vodík. Na rozdíl od pozemské atmosféry je zde jen nepatrné množství těžkého vodíku.

Venuše nemá žádné magnetické pole silnější než $5 \cdot 10^{-6}$ T a kolem planety se nevytvořila žádná pásma pronikavého záření, analogická Van Allenovým prstencům kolem Země. Avšak existuje zde rázová vlna ve slunečním větru vyvolaná planetou. Také v atmosféře lze nalézt dvě nevýrazné ionizované vrstvy, které připomínají E a F vrstvu v pozemské ionosféře.

Oblačnost, která trvale zakrývá vlastní povrch planety, má velmi členitou strukturu. Nad hustými spodními mračky jsou ve větších výškách oblačné útvary podobné pozemským cirům. Zdá se, že výměna vzdušných hmot ve Venušině atmosféře je velmi pomalá a u povrchu planety je patrně prakticky bezvětří.

V posledních letech se podařilo analýzou radarových signálů sestavit velice přibližnou, ale přece jakousi mapu části Venušina povrchu. Zjistilo se, že různá místa na Venuši mají rozdílné albedo pro vlnové délky 10–70 cm a pravděpodobně existují na této planetě rozsáhlá kruhová moře obklopená horskými oblastmi. V podstatě však zůstává struktura vlastního povrchu této planety neznáma.

Poloměr Venuše plynoucí z nejnovějších radarových měření je 6150 ± 25 km. Z poruch působených touto planetou na pohyb meziplanetárních sond, které prošly v její blízkosti, je hmotnost Venuše 0,815 hmotnosti Země a průměrná hustota je tedy 5250 kg m^{-3} , velmi blízká průměrné hustotě Země. Z toho lze soudit, že vnitřní stavba tělesa je obdobná struktuře Země. Nepřítomnost magnetického pole souvisí patrně s velmi pomalou rotací planety. Venuše, právě tak jako Merkur, nemá žádný měsíc.

Nesmírným přínosem pro výzkum planety Venuše bylo nesporně přistání modulu sondy Veněry 9 a 10. Modul Veněry 9 přinesl první přímé obrazy Venušina povrchu.

Povrch v místě přistání Veněry 9 ukazuje četné kameny o rozměrech až několik desítek cm. Mnohé mají ostré obrysy, což svědčí o tom, že krajina je geologicky poměrně mladá. V místě přistání Veněry 10 je povrch podstatně hladší. Je vidět jen málo vyčnívající kameny a mezi nimi vrstvu jemnozrné půdy. Kamenitá místa mají skvrnitý, obroušený povrch, což nasvědčuje tomu, že terén je geologicky starší. V porovnání s jinými planetami jsou podmínky na Venuši nejbližší fázi krystalizace magmatických hornin, což podporuje jejich uchování na povrchu. Při vysokých teplotách není atmosféra CO_2 chemicky aktivní vzhledem k takovým horninám. Při malé rychlosti větru u povrchu, i přes vysokou hustotu atmosféry, jsou nárazy mezi povrchovými částicemi malé, takže eroze povrchu obrušováním je zanedbatelná. Za těchto podmínek není ani jemný prach zvedán do ovzduší.

Přistávací moduly potvrdily plně předchozí výsledky Veněr 4 až 8 pokud se týče struktury atmosféry na Venuši. V místě přistání modulu Veněry 10 byl tlak 0,02 MPa a teplota 738 K.

Mars

7.10.

Přesto, že je dále od Slunce než Země, počítá se do skupiny vnitřních planet. Siderická doba oběhu je 687 dní, dráha je poměrně dosti excentrická ($e = 0,0934$), a v důsledku toho se vzdálenost Země–Mars značně mění při jednotlivých opozicích ($5,5 \cdot 10^7$ až 10^8 km). Maximální zdánlivý průměr je $25'$, pro pozemského pozorovatele jeví částečné fáze. Rotuje kolem osy $24^{\circ}37,4'$ a jeho rovník má sklon $25^{\circ}12'$ k rovině oběžné dráhy. Situace je obdobná jako na Zemi, to znamená, že množství slunečního záření dopadajícího do určitých areografických šířek (Ares – řecký protějšek Marta, boha války) se během Marsova roku mění, nastávají zde sezónní změny v teplotních podmínkách.

Poloměr planety je 3380 km. Hmotnost byla velmi přesně určena nejen z doby oběhu dvou přirozených satelitů, ale i pomocí kosmických sond. Nejpřesnější výsledky vedou k hodnotě 0,108 hmotnosti Země. Mars velikostí i strukturou povrchu připomíná spíše Měsíc než Zemi, také tomu odpovídá i průměrná hustota (3970 kg m^{-3}). Magnetické pole planety je velmi slabé a nejsou kolem ní žádná radiační pásma. Avšak Mars vyvolává údernou vlnu ve slunečním větru obdobně jako Země nebo Venuše.

Teleskopická pozorování Marsu již v druhé polovině minulého století odkryla hlavní povrchové útvary, ke kterým byly přiřazeny názvy vystupující spíše dojem, jakým na pozorovatele působí, než skutečnou podstatu. Jsou to především jasné červenavé oranžové „pouště“ jako například Hellas. Červenavé zabarvení je ostatně charakteristické pro celkový vzhled planety. Dále jsou zde tmavší šedohnědé oblasti nesoucí označení „moře“ (maria), například Syrtis Maior a nápadné bílé polární čepičky, které se mění v průběhu jednotlivých sezón. Moře jsou, jak se později ukázalo, spíše hornatou částí povrchu. Naproti tomu „poušť“ Hellas je skutečně rozsáhlým rezervoárem velmi jemného písku. V současné době existují již velmi dobré informace z řady misí meziplanetárních sond k Marsu. Například sonda Mariner 4 z roku 1965, která obletěla planetu ve vzdálenosti 9840 km nad jejím povrchem a Mariner 9, který se dostal v roce 1971 na oběžnou dráhu kolem planety. Sovětské sondy Mars 2 a 3 přistály na jejím povrchu právě tak, jako americké sondy Viking 1 a Viking 2.

Již první televizní záběry ukázaly, že povrch Marsu je pokryt, podobně jako Měsíc nebo Merkur, rozsáhlými krátery. Martánské krátery připomínají měsíční, avšak jsou většinou dosti mělké a jejich svahy nejsou příkré. Jsou zde známky toho, že tyto krátery prodělaly a snad ještě prodělávají proces eroze. Například v již vzpomenuté pouštní oblasti Hellas není v podstatě žádný větší kráter a nepravidel-

nosti celé této rozsáhlé krajiny patrně již byly vyrovnány erozivním působením písečných bouří. Naproti tomu jiné partie neznají, že velké krátery jsou nejméně 10⁹ let staré. Voda patrně nehrála při erozi povrchu planety tak podstatnou úlohu jako v případě Země.

Nicméně povrchové útvary v okolí pólu, kam dosahují okraje polárních čepiček, vykazují zřetelné stopy po erozivních účincích střídavě narůstajícího a opět tajícího ledu. Teplota povrchu v této oblasti se pohybuje v blízkosti bodu mrazu kyslíčnicku uhličitého (150 K) a lze předpokládat, že polární čepičky jsou v podstatě směs zmrzlé vody a CO₂. V jižnějších oblastech, za Marsova léta, byly naměřeny teploty přízemní atmosféry (sondy Viking) v rozmezí -98° až -24° C.

I když většina kráterů na Marsu je zřejmě impaktního původu, některé mohou být původu vulkanického. Hlavním zástupcem takových útvarů je Nix Olympica. Je to kráter, který zřetelně vystupuje nad terén pokrytý prachem a celý komplex menších okolních kráterů připomíná systém kráterů na Havajských ostrovech. Podobně i tzv. Jižní skvrna je spíše vyvýšenou oblastí než útvarem vzniklým po dopadu velkého tělesa.

Všechny tyto úvahy o původu některých kráterů na Marsu nutno však chápat jako předběžné. Dlouhé diskuse o měsíčních kráterech dokazují, že toliko z celkového charakteru útvaru nelze soudit na jeho původ.

Velmi překvapující jsou brázdovitě vyhloubené do povrchu planety a připomínající řečiště. I když byly v marťanské atmosféře nalezeny stopy vody, přece jen se zdá odvážné tvrdit, že tato údolí byla vyhloubena vodou. Zdá se přijatelnější názor, že jsou to stopy po tekoucí lávě. Mars byl zřejmě geologicky mnohem aktivnější než Měsíc, i když dnes tato aktivita již téměř ustala.

Sezónní změny na povrchu Marsu jsou, jak již o tom byla zmínka, provázeny změnou v rozsahu polárních čepiček. V letních měsících na severní polokouli polární čepička mizí úplně. Čepičky samy jsou pravděpodobně vrstvy zmrzlé směsi CO₂ a H₂O jen několik centimetrů silné. Místa v okolí tání tmavnou, což je patrně důsledek spíše chemické reakce než vlhnutí půdy.

Velice důležité informace přímo z povrchu planety byly poprvé vůbec získány sondou Viking 1, která přistála na Marsu 20. června 1976 a sesterskou sondou Viking 2. V této kapitole bylo však možno zaznamenat toliko první předběžné výsledky z těchto dvou misí.

Místo přistání Vikingu 1 je 22°5' severně od Marsova rovníku a označuje se jako Chryse Planitia. Je to oblast bez kráterů a rýh zvaná Xanthe mezi Nilacus Lacus a Lunae Lacus. Viking 2 přistál 3. září 1976 na Utopia Planitia poblíž zimního okraje severní polární čepičky. Obě sondy přistály za tmavějšího léta a tudíž nebyla struktura polární čepičky přímo pozorována.

Obě sondy přistály v kamenité krajině, Viking 1 značně pod střední úrovní terénu. Kameny mají rozměry desítek centimetrů až metrů, mezi nimi je sypký materiál tvořící místy menší přesypy. Půda je červenooranžová (patrně zbarvena limonitem), obloha růžovooranžová a jas oblohy stokrát vyšší než se očekávalo. Složení

půdy v místech přistání je hlavně kyslík, asi 50 % (podobně jako u Země), Si 13 až 15 %, Fe 12 až 16 % (zatím co na Zemi 4,2 %). Hliník je čtvrtý co do množství, kdežto na Zemi třetí. Překvapivé je značné množství síry a chloru, které až padesátinásobně převyšuje relativní zastoupení těchto prvků na zemském povrchu. Atmosféra Marsu obsahuje kyslíčnick uhličitý jako hlavní složku velmi řídké atmosféry a její tlak na povrchu planety je méně než 10⁻³ tlaku vzduchu na povrchu Země. To znamená, že atmosférický tlak na povrchu Marsu lze přirovnat k atmosférickému tlaku v zemské stratosféře. Sondy Viking 1 a 2 naměřily tlak 7,1 · 10⁻³ MPa.

Byly zjištěny stopy O₂ a ve výšce 100–200 km jsou vrstvy podobné zemské ionosféře. Složení atmosféry podle chemické analýzy pořízené sondami Viking 1 a 2 je 95 % CO₂, 3,5 % dusíku, 1,5 % argonu a kyslíku je toliko 0,3 %. Zdá se, že Mars nikdy neměl atmosféru podobného složení jaké má atmosféra Země.

Přesto, že atmosférický tlak na povrchu planety je velmi nízký, vytváří se zde jistý druh oblačnosti, kterou možno popsat spíše jako mlhu ve formě bílých obláček nad polárními čepičkami. Pravidelný výskyt těchto oblačných útvarů je i v oblasti Nix Olympica. Jsou nejspíše tvořeny krystalky zmrzlého CO₂ a vody.

Písečné, přesněji prachové bouře jsou poměrně časté a projeví se žlutými velmi rozsáhlými mračny. Velmi prudká písečná bouře byla zaznamenána v roce 1971, právě v období, kdy se k planetě přiblížila sonda Mariner 9, což po řadu dní znemožňovalo studovat povrch planety televizí. Částice prachu jsou zřejmě trvale zvrhu Marsu je mírný. Podle měření sond Viking 1 a 2 nepřesahuje jeho rychlost 35 km/hod., vyjimečně 80 km/hod.

Obě sondy mise Viking provedly též tři nezávislé experimenty za účelem zjištění možné biologické aktivity na Marsu, které by měly potvrdit či vyvrátit domněnku, že na této planetě lze předpokládat jistý, byť jen primitivní život. Výsledky naznačují, že určitá biologická aktivita na Marsu je možná, avšak jednoznačný důkaz podán zatím nebyl. Otázka života na této planetě byla ještě koncem roku 1976 zcela otevřenou záležitostí. V této souvislosti nutno připomenout, že i kdyby například bylo v jednom gramu půdy 10⁶ bakterií, pak toto množství představuje toliko 10⁻⁷ gramů organických látek, tedy velmi nesnadno zjištělné množství.

Mars má dva měsíce: Phobos (Strach) a Deimos (Hrůza) objevené v roce 1877 A. Hallem. Jde o nepatrná tělesa nepravidelného tvaru. Phobos je těleso o rozměru asi 25 × 21 km a Deimos sotva dosahuje 8 km. Lze očekávat, že podobný vzhled má většina malých planetek a není vyloučeno, že oba měsíce jsou zachycenými planetkami. Dráhy jsou téměř kruhové a měsíce se pohybují velmi blízko planety: Phobos ve vzdálenosti 9380 km (téměř v Rocheově mezní vzdálenosti) s periodou 7h^{39m}, Deimos ve vzdálenosti 23 500 km s periodou 1,26 dne. Oběžná doba Phobose je kratší než den na Marsu a tento měsíc vychází pro „marťanského“ pozorovatele na západě a zapadá na východě. Excentricita drah je malá. Albedo Phobose je velmi nízké, toliko 0,06.

Jupiter je největší planetou sluneční soustavy a hlavní zástupce skupiny vnějších planet. Rovníkový průměr je přes jedenáct průměrů Země, tj. 142 700 km, a hmotnost je 318 hmot Země. Průměrná hustota je 1330 kg m^{-3} . Pohybuje se po dráze s excentricitou $e = 0,0484$ a velkou poloosou 5,2028 AU za 11,862 let kolem Slunce. Nejvyšší vrstvy atmosféry představují pozorovatelný povrch Jupitera. Planeta rotuje kolem osy skloněné k ose dráhy o $3^\circ 7'$. Siderická doba rotace pro rovníkové části atmosféry je $9^h 50^m$, kdežto ve vyšších jovigrafických šířkách se doba otočky prodlužuje až na $9^h 55^m$. Rovníkový pás, široký kolem 20 000 km, rotuje s rychlostí o 100 m s^{-1} vyšší než ostatní části viditelného povrchu. Rychlá rotace je též příčinou značného zploštění planety.

Atmosféra planety je složena z CH_4 , NH_3 a z molekulárního vodíku, jak ukázala spektroskopická pozorování. Teoretické složení planety odvozené především z nízké hustoty 1330 kg m^{-3} vede k závěru, že průměrné zastoupení prvků bude podobné jako u Slunce, přičemž vodík je váhově zastoupen 60 %, helium přibližně 36 %.

Viditelný povrch planety se skládá z jednotlivých pásů rovnoběžných s rovníkem zabarvených bíle, modře, červeně a žlutě. Příčiny tohoto zabarvení nejsou zcela jasné, jisté však je, že rychlá rotace planety přispěla nějakým způsobem k rozdělení atmosféry do jednotlivých pásů a patrně molekulová váha hlavních sloučenin zastoupených v tom kterém pásu bude různá.

Velmi známá je tzv. rudá skvrna pozorovaná od roku 1831. Jde o povrchový útvar o rozměru přibližně $20\,000 \times 50\,000 \text{ km}$, který mění rozsah, tvar i polohu (avšak přidržuje se rovníkové oblasti). Podstata tohoto útvaru není jasná, ale patrně jde o vrchol nějakého výstupného proudu v Jupiterově atmosféře. Chování rudé skvrny má, jak se zdá, jistou souvislost se sluneční činností, především s erupcemi.

Ze značného zploštění planety se soudí, že vnitřní strukturu Jupitera je možno si představit jako tekuté vodíkové jádro s příměsí těžších prvků. Nevyklučuje se ani možnost pevné fáze vodíku, která se za vnitřních tlaků, jež existují v Jupiteru (i Saturnu), nezmění až do teploty 7000 K.

Radioastronomickým pozorováním bylo zjištěno, že Jupiter je zdrojem náhlých sporadických vzplanutí rádiového šumu na decimetrových vlnách. Jako možný mechanismus těchto vzplanutí se uvádí synchrotronní záření relativistických elektronů v radiačních pásech kolem planety, která by však musela mít silné magnetické pole (cca 10^{-3} T na povrchu). Skutečně sondou Pioneer 10 byla přítomnost silného magnetického pole na Jupiteru plně prokázána. Jupiter vytváří kolem sebe nejen radiační pásy, ale i prostorově rozsáhlou údernou vlnu ve slunečním větru.

Určité periodické výskyty decimetrového rádiového záření mají zřejmou souvislost s postavením nejbližšího Jupiterova měsíce Io, který zřejmě při svém pohybu kolem ústředního tělesa narušuje strukturu radiačních pásů.

Čtrnáct* Jupiterových měsíců tvoří jakousi miniaturní sluneční soustavu. Je možné rozdělit je do tří skupin:

skupina	1	2	3
měsíce	I až V	VI, VII, X, XIII	XII, XI, VIII, IX
střední vzdálenost v poloměrech planety	2 až 26	160 až 165	290 až 336
doba oběhu (dni)	0,6 až 16	250 až 260	617 až 758
sklon dráhy i	3°	28°	$147^\circ - 155^\circ$
excentricita e	0,01	0,13 až 0,25	0,17 až 0,38

Jak je zřejmé z tohoto přehledu, měsíce první skupiny, do které patří největší i relativně malé měsíček Amalthea (V), se pohybují v téměř kruhových drahách ve směru rotace planety. Naproti tomu poslední skupina má silné excentrické dráhy, a dokonce retrogradní pohyby. Zdá se, že právě tato poslední skupina jsou zachycené planetky.

Měsíc Io je rozměrem o něco větší než Měsíc a Ganymed je dokonce větší než Merkur a jeví se v dalekohledu jako kotouček o průměru téměř dvou obloukových vteřin. Hustota měsíců je nízká: přibližně 2800 kg m^{-3} a Callisto ještě nižší, přičemž absorpční pásy ledu u všech čtyř největších měsíců, nejvýraznější u Eurypy. Někteří badatelé soudí, že vrstva ledu je až 100 m silná.

Infračervená pozorování největších Jupiterových měsíců nevyklučují plynnou atmosféru nepatrné hustoty na jejich povrchu. U měsíce Io byly zjištěny náznaky přítomnosti plynného helia. Nízká hustota největších Jupiterových měsíců nepo- chybně naznačuje jistou fyzikální příbuznost s ústřední planetou. Naproti tomu vzdálenější a menší měsíce mají fyzikální strukturu zcela odlišnou. Kolem Jupitera krouží velké množství mikrometeoritů. Sondou Pioneer 10 byla naměřena hustota těchto meziplanetárních malých tělísek až 300násobně větší než v oblasti planetek.

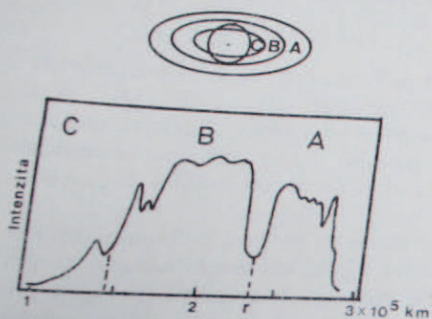
Jupitera (právě tak jako Saturna) možno považovat za těleso, které se podobá zářící hvězdě spíše než planetě. V infračerveném oboru vyzáruje Jupiter 2,5násobně více energie, než získá ozařováním Sluncem. Je to tedy infračervená hvězda. Zdroj energie je nutno hledat v pozvolném smršťování, tj. Kelvinově-Helmholtzově kontrakci. Velikost smršťování, které při poloměru a hmotě Jupiterově by stačilo vyrovnat ztrátu vyzářované energie je velmi malé: představuje zmenšení poloměru Jupitera okolo 1 mm za rok. Možno tedy předpokládat, že Jupiter (a obdobně i Saturn) je hvězda, která při svém vzniku neměla dostatek hmoty, aby se v jejím nitru zapálila jaderná reakce a dnes je vlastně jakýmsi hvězdným černým trpaslíkem. I chemické složení Jupitera a Saturna, ve kterých dominuje vodík a další lehké prvky, je podobné jako složení hvězd.

* Třináctý Jupiterův měsíc byl objeven na podzim 1974. Objev čtrnáctého měsíce byl ohlášen v říjnu 1975. Jde o objekt 21^m . V r. 1979 byl objeven Jupiterův prstenec.

7.12.

Saturn

Saturn je druhou největší planetou, její průměr je 9,47 průměru Země, tj. 120 800 km. Velká poloosa dráhy je 9,539 astronomických jednotek a doba oběhu 29,46 let. Dráha je mírně výstředná ($e = 0,056$) a skloněná $2^{\circ}49'$ k rovině ekliptiky. Střední hustota je velmi nízká, pouze 690 kg m^{-3} , což je 0,6 hustoty vody! Tato skutečnost není však překvapující, neboť celková hmotnost planety je



Obr. 7.18. Fotometrický řez (schematický) v prstenci Saturna. A a B jsou hlavní dva prstence, snadno pozorovatelné i malými dalekohledy. Fotometrický řez prozrazuje řadu dalších méně významných dělení prstence.

$95,16$ hmot Země, tedy $1/3$ hmotnosti Jupitera, a tlak uvnitř planety je též podstatně menší. Proto i když relativní zastoupení prvků bude zhruba stejné jako u Jupitera, průměrná hustota bude menší a jádro nebude pevné, ale tekutý vodík.

Pokud se týče celkového vzhledu i stavby této planety, možno říci, že je to menší obdoba Jupitera. Dokonce i rádiová pozorování naznačují, že zde bude dosti silné magnetické pole.

Saturn právě tak jako Jupiter má vnitřní zdroj energie. Radiometricky změřené teploty jsou vyšší, než by plynulo z rovnováhy mezi pohlcenou a vyzářenou sluneční energií. Pozorované povrchové teploty jsou u Jupitera 135 K a u Saturna 105 K , v obou případech přibližně o 30 K vyšší. Zdroj vnitřní energie možno hledat v pozvolné kontrakci planety.

Saturn je silně zploštělý vlivem rychlé rotace s periodou $10^{\text{h}}14^{\text{m}}$ pro rovníkovou oblast a $10^{\text{h}}38^{\text{m}}$ pro oblasti kolem pólu. Sklon rotační osy k ose oběžné dráhy je $26^{\circ}45'$ (tedy podobně jako u Země či Marsu). Tato skutečnost má význam z hlediska viditelnosti Saturnova prstence. Saturnův prstenec je jedním z nejzajímavějších jevů v planetární soustavě a pohled i nevelkým dalekohledem působí nezapomenutelným dojmem. Pozemskému pozorovateli jeví se prstenec v průběhu siderického oběhu planety pod různým úhlem, neboť jeho rovina splývá s rovinou Saturnova rovníku. Dvakrát za třicet let jeví se na krátký čas „z boku“, tj. zorný paprsek je v rovině prstence. V té době dokonce na několik hodin prstenec zcela zmizí. Zhruba po patnácti letech je naopak sklon prstence k Zemi (i Slunci) velký a je nejvíce otevřený. Vlastní prstenec se skládá z několika částí. Největší průměr

má vnější prstenec A, jehož vnější průměr je přibližně $280\,000 \text{ km}$. Ve vzdálenosti $240\,000 \text{ km}$ je zřetelné dělení, které podle objevitele se nazývá dělení Cassiniho a odděluje od vnějšího prstence střední prstenec B, který je velmi jasný a má šířku přibližně $30\,000 \text{ km}$. Nejmenší průměr má velice slabý prstenec C (krepový nebo též závojový) viditelný jen za dobrých podmínek.

Fotometrická pozorování ukazují, že prstenec A i B mají ještě další méně zřetelná dělení (obr. 7.18).

Podstata prstenců vyplývá z několika skutečností:

- Hvězdy zakryté některou částí prstence nezmizí, a dokonce ani jejich jasnost se podstatně neoslabí. Z toho lze soudit, že prstenec je složen z jednotlivých malých částic, jejichž vzájemná vzdálenost je dosti velká.
- Spektrum prstence je čisté sluneční spektrum a prstenec pouze rozptyluje sluneční záření. Jedná se zřejmě o pevné prachové částice nebo ledové krystalky.
- Dopplerův posuv čar ve spektru planety v Keplerovských drahách.
- Tloušťka prstence ukazuje, že částice se pohybují kolem planety v Keplerovských drahách.

Prstenec je tedy složen z jednotlivých tělísek o rozměru milimetrů až metrů, které každé samostatně obíhá po vlastní dráze kolem planety. Jednotlivé mezery v prstenci v určitých vzdálenostech vznikají obdobně jako v pásnu asteroid v důsledku nestability některých drah. Saturnovy měsíce totiž působí rušivými silami na jednotlivé částičky v prstenci a některé dráhy jsou tím pro částice zakázané. Doba oběhu částic se řídí Keplerovými zákony, a tak například tělísko, které by se pohybovalo v Cassiniově dělení, by mělo dobu oběhu $11^{\text{h}}17^{\text{m}}$, což je právě polovina oběžné doby Saturnova měsíce Mimas. Na tělísko působí silné periodické poruchy, které ho po krátké době přemístí na některou stabilnější dráhu.

Poněkud překvapivý obraz o velikosti částic v prstenci dávají výsledky z radarové detekce Saturna z roku 1972. Signály vyslané s výkonem 400 kW na vlně $0,125 \text{ m}$ se vrátily za $2^{\text{h}}15^{\text{m}}$ v intenzitě podstatně větší, než se očekávalo. Nešlo o odraz od vlastní planety, ale od prstence. Z toho se soudí, že prstence nemohou být tvořeny příliš malými částicemi ledového charakteru, které by pro rádiový signál byly průhledné. Charakteristický rozměr tělísek v prstencích, podle radarových výsledků, by měl být až jeden metr!

Saturn má 11 měsíců. Bezpečně jich je však známo pouze deset. V roce 1966 ohlásil Dollfus objev desátého měsíce, který dostal jméno Janus a který je nejbližší planety. Objev tohoto měsíce byl usnadněn v době, kdy prstenec téměř zmizel a nepřekrýval rušivě slabý jas měsíce.

Obdobně jako u Jupitera, také Saturnovy měsíce tvoří čtyři skupiny. Nejvzdálenější Phoebe je pravděpodobně zachycenou malou planetkou. Největší měsíc Titan, který je téměř tak veliký jako Merkur, je jediný měsíc ve sluneční soustavě, u něhož bylo prokázáno, že má vlastní atmosféru. Spektroskopicky byla prokázána přítomnost metanu a molekulárního vodíku. Složení tohoto měsíce je pravděpodobně stejné jako mateřské planety. V infračervené oblasti Titan vykazuje velmi nízkou

teplotu přibližně jen 95 K. To znamená, že nevyzařuje zpět do prostoru veškeré pohlcené sluneční záření, nýbrž, že část energie zůstane zachycena atmosférou, která je pro některé vlnové délky v infračervené oblasti neprůhledná (skleníkový efekt). Titanova atmosféra je zřejmě velmi hustá a předpokládá se značné procento vodíku a uhlíkatých sloučenin.

Za zmínku stojí i to, že Saturnův měsíc Phoebe nerotuje synchronně. Všechny známé měsíce planet rotují synchronně, tj. doba jejich rotace se rovná době oběhu kolem planety. Phoebe však jeví periodické změny jasnosti, ze kterých byla odvozena doba rotace jeden den. To by potvrdovalo domněnku, že tento měsíc je zachycenou planetkou, u které se zatím nezpomalila rotace tak, aby byla synchronní.

7.13. Uran

Uran je sedmá planeta v pořadí vzdáleností od Slunce a patří společně s Jupiterem, Saturnem a Neptunem mezi skupinu tzv. vnějších planet. Byl objeven W. Herschelem v roce 1781, ačkoli již roku 1690 byl jako hvězda zaznamenán ve hvězdných atlasech. Je na hranici viditelnosti pouhým okem a jeví se v opozici se Sluncem jako kotouček o průměru necelé 4 obloukové vteřiny. Velká poloosa jeho dráhy je 19,18 astronomické jednotky s excentricitou $e = 0,0472$ s malým sklonem ($0,8^\circ$). Siderická doba oběhu je 84 let. Uran rotuje ve směru retrográdním s periodou 10 h 49 min. Osa rotace je skloněna o 98° k oběžné dráze a prakticky leží v rovině této dráhy. To znamená, že v průběhu 42 let ke Slunci a vlastně i k pozemskému pozorovateli se vymění orientace pólů rotační osy Uranu. Osa rotace zachovává v prostoru neustále též směr, a proto její průmět na oblohu se mění. Jestliže v určitém období se pozemskému pozorovateli jeví ve středu kotouče jižní pól planety, pak po 21 letech vidí rotační osu „z boku“ a po 42 letech do středu kotoučku se mu promítá pól severní. Uran má 5 měsíců, pohybujících se ve vzdálenostech 128 000 až 586 000 kilometrů od středu planety, mají vesměs malé excentricity drah a malé sklony k rovníku planety (jsou tedy prakticky kolmé k ekliptice). Všech pět měsíců se pohybuje retrográdně. Jejich průměry jsou kolem 400 až 1000 kilometrů. Hmotnost Uranu je 14,5 hmotnosti Země a rovníkový průměr přibližně 53 000 km. Hustota je nízká, pouze 1560 kg m^{-3} . Vnitřní složení Uranu je pravděpodobně stejné jako u Jupitera a Saturna. Vysoké albedo 0,66 a zelené zabarvení Uranovy atmosféry nutno přičíst metanu, který společně s molekulárním vodíkem byl potvrzen spektroskopickými pozorováními. Čpavek, pokud zde je, je zřejmě pouze v pevném stavu, neboť teplota vnějších vrstev nepřesahuje 100 K.

Planeta Uran má podobně jako Saturn prstenec. Byl objeven v březnu 1977. Tehdy byl fotoelektricky sledován zákryt hvězdy SAO 158687 Uranem. Z doby zákrytu byl ověřen poloměr planety s výsledkem $26\,450 \pm 70 \text{ km}$. Zjistilo se však, že světlo hvězdy bylo částečně oslabeno již jak před zákrytem, tak i po zákrytu planetou. Průběh fotometrické křivky bylo možno vysvětlit jedině symetrickým

tenkým prstencem rozprostírajícím se kolem planety. Prstenec má nejméně šest částí označovaných řeckými písmeny $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon, \zeta$. Nejblíže prstenec α je ve vzdálenosti přibližně 42 550 km a okraj nejbližšího ζ je téměř 54 000 km od středu planety. Rovina prstence je pravděpodobně kolmá k rotační ose planety. Prstenec je opticky poměrně tenký a není jej možno přímo pozorovat, neboť neodráží dostatek slunečního světla.

7.14. Neptun

Neptun byl objeven 1846 Gallem na základě teoretické efemeridy vypočtené nezávisle Adamsem a Leverrierem z gravitačních poruch dráhy Uranu. Obíhá kolem Slunce ve střední vzdálenosti 30 astronomických jednotek, tj. $4490 \cdot 10^6 \text{ km}$ za 165 roků. Dráha má malou excentricitu $e = 0,0086$ a sklon dráhy k ekliptice je $1,77^\circ$. Rovníkový průměr této planety je 56 000 km, planeta je mírně zploštělá a rotuje v přímém směru s periodou 15 hodin 40 minut, sklon osy rotace je 29° k rovině dráhy. Starší prameny uvádí průměr Neptuna 44 600 km (a tedy i poněkud větší hustotu). Avšak prameny uvádí průměr Neptuna 44 600 km (a tedy nety přesně ze zákrytu hvězdy BD - 17 4388 dne 7. dubna 1968. Hmotnost Neptuna je 17,2 hmotnosti Země a průměrná hustota je 1520 kg m^{-3} . Neptun je podobně mračna metanu, která způsobují vysoké albedo Neptunova povrchu (0,54). Povrchová teplota planety není vyšší než 55 K. Neptun má dva měsíce: Tritona, jehož poloměr je přibližně 2000 km, který obíhá v retrográdní dráze ne větším než 100 km, který obíhá v přímé dráze ve střední vzdálenosti $5 \cdot 10^6 \text{ km}$ od planety. Oba měsíce mají velmi skloněné dráhy a excentricita dráhy Nereidy je 0,75, což je vůbec největší známá excentricita planetárních měsíců.

7.15. Pluto

Pluto je nejbližší planetou sluneční soustavy se střední vzdáleností 39,518 astronomických jednotek, což je $5940 \cdot 10^6 \text{ km}$. Siderická doba oběhu je 248 roků. Výstřednost jeho dráhy je největší vůbec, pokud se týče drah planet, 0,249 a sklon dráhy je $17^\circ 15'$. Proto se dostává Pluto blíže ke Slunci v perihelu než Neptun. Avšak gravitační poruchy nedovolují vzájemné přiblížení těchto dvou planet na vzdálenost menší než 18 astronomických jednotek, a to vylučuje možnost srážky. V infračerveném oboru spektra Pluta byly zjištěny anomálie v relativním průběhu albeda, svědčící o přítomnosti metanu. Povrch této nejbližší planety je zřejmě pokryt zmrzlými plyny. Průměrná povrchová teplota se pohybuje kolem

50 K. Proto nelze očekávat, že by měl nějakou atmosféru, neboť veškerý plyn zde bude ve formě ledu. Přítomnost vodíkové a heliové atmosféry nelze však zcela vyloučit. Albedo je nepochybně značně vysoké. Pro albedo 0,5 vychází průměr planety 2 500 km. Fotoelektrická měření prozradila variace jasnosti s periodou 6,387 dne, což se přisuzuje rotaci planety. Avšak v roce 1978 analýzou velkého počtu fotografických snímků byly zjištěny deformace obrazu planety měnící se s toutéž periodou. Tento jev je interpretován jako projev pohybu relativně velkého měsíce obíhajícího ve vzdálenosti 20 000 km od středu Pluta po téměř kruhové dráze. Hmotnost Pluta, odvozena z těchto dat, je $1,4 \cdot 10^{22}$ kg a průměrná hustota je $1 750 \text{ kg m}^{-3}$.

Ve starší literatuře nalezneme čtenář zmínku o tom, že Pluto, právě tak jako Neptun, byl nalezen na základě poruch dráhy Uranu. Skutečnost je však poněkud jiná. Neptun zdánlivě nevysvětlil plně poruchy v dráze Uranu, a proto bylo hledáno další rušivé těleso – devátá planeta. Vypočtené pozice hypotetické planety byly značně neurčité. Teprve v roce 1930, C. Tombaugh našel Pluta nedaleko místa určeného Lowellem. Z novějšího rozboru poruch planet se však dospělo k závěru, že planeta Pluto nemohla způsobit zdánlivé poruchy dráhy Uranu. Tombaughův objev byl ve skutečnosti věcí šťastné náhody a podmíněn především tím, že Pluto v té době byl poblíže ekliptiky. Jedinou planetou objevenou z rozboru rušivých sil zůstává pouze Neptun.

7.16. Planetky – asteroidy (planetoidy)

Vzdálenost mezi Marsem a Jupiterem je tak velká, že již Kepler předpokládal mezi těmito dvěma planetami nějaké další tehdy ještě neznámé těleso. V r. 1801 skutečně Piazzini náhodně objevil malou planetku, která má jméno Ceres. V průběhu devatenáctého století následovaly objevy dalších jasných planetek. Do poloviny 19. století jich bylo známo šestnáct. Rozvojem fotografických metod počet objevů rychle rostl a do dnešní doby bylo zaregistrováno přibližně 5000 těchto těles, které se souborně označují názvem asteroidy nebo planetoidy. Necelých 2 100 se známými drahami jsou označeny čísly a jmény. Na fotografických snímcích pořízených velkou Schmidtovou komorou na Mt. Palomaru se našlo v poli rozměru $12^\circ \times 18^\circ$ až 2000 asteroidů. Registrace jednotlivých těles, zejména velmi malých, není prakticky možná. Věnuje se proto pozornost zajímavým případům. Odhaduje se, že okolo 45 000 malých planetek by bylo možno zachytit dnešními přístroji, avšak jejich počet bude patrně ještě větší.

Dráhy asteroidů jsou převážně mezi Marsem a Jupiterem, avšak jsou zde výjimky. Tak např. dráhy planetek Anteros a Hidalgo mají excentricity větší než 0,6 a první z nich má perihel v blízkosti dráhy Merkura, druhá se přibližuje až k dráze Saturna. Hidalgo má též velký sklon dráhy (43°). Nejblíže Zemi se dostávají některé planetky jako např. Eros (0,15 AU), Amor (0,1 AU) a Hermes (0,004 AU). Dráhy

Tabulka 7.12

Data některých významných planetek

Čís. plan.	Jméno	Oběžná doba [r]	Velká poloosa [AU]	Výstřednost	Sklon	Poznámka
1	Ceres	4,60				
2	Pallas	4,61	2,77			
3	Juno	4,36	2,77	0,08		
4	Vesta	3,63	2,67	0,23	10,6	
433	Eros	1,76	2,36	0,25	34,7	Čtyři největší a neznámější, jejichž oběžné doby jsou typické
			1,46	0,09	13,0	
588	Achilles	11,98	5,24	0,22	7,1	
					10,8	
617	Patroclus	11,82	5,19	0,15	10,3	Přiblížení k Zemi: 23 000 000 km
2060	Chiron	50,7	13,7	0,14	22,1	Náleží ke skupině Trojanů, 60° před Jupiterem
	Hermes	1,47	1,29	0,38	6,9	Náleží ke skupině Trojanů, 60° za Jupiterem
1566	Icarus	1,10	1,08	0,47	4,7	Největší střední vzdálenost
				0,83	23,0	Přiblížení k Zemi: 800 000 km
						Malá perihelová vzdálenost a největší výstřednost

některých planetek nejsou příliš odlišné od drah periodických komet a pravděpodobně existuje jistá vývojová souvislost mezi jednotlivými skupinami těchto nejmenších členů sluneční soustavy.

Rozborem drah planetek se zjistilo, že jsou vzácné takové případy, kdy doba oběhu je jednoduchý zlomek doby oběhu Jupitera (jako například $1/2$, $1/3$, $1/4$, $2/5$, $3/7$ apod.). Tyto mezery v rozdělení oběžných drah našel pražský astronom Hornstein a později na základě bohatšího materiálu Kirkwood. Jsou způsobeny rušivými účinky Jupitera na dráhy asteroidů. Mechanismus je obdobný jako u Saturnova prstence. Určitou výjimkou je zde skupina čtrnácti planetek – Trojanů (nesou všechny jména hrdinů trojských válek), které jsou v libračních bodech L_4 a L_5 systému Jupiter-Slunce. Tyto planetky opisují jakési neuzavřené dráhy v souřadné soustavě, která se otáčí společně s Jupiterem. Úhlová vzdálenost libračních center L_4 a L_5 , jak známo, je 60° a nejmenší vzdálenost Trojanů od Jupitera je 24° (počítáno ze Slunce).

Díky jistému výběrovému efektu v elementech drah tvoří planetky určité skupiny. Podle některých badatelů je těchto skupin více než třicet. Znaky, podle kterých se jednotlivé planetky do skupin zařazují, nejsou příliš výrazné, a proto řada tzv. rodin asteroidů má pouze formální význam. Závažnou skutečností je, že není známa planetka, která by měla sklon dráhy $i \sim 90^\circ$ nebo dokonce měla retrográdní pohyb.

Přes velké množství těchto těles nebude jejich celková hmotnost větší než 0,6 hmotnosti Země. Většinou jde o tělesa velice malá a jen nejjasnější planety, které jsou 6.—7. hvězdné magnitudy, mají průměr 400 km až 750 km. Ostatní jsou menší než 100 km a převážná většina jsou skály o rozměru několika km. U malých těles možno chápat takový popis doslova, neboť zřejmě, oproti velkým planetám, mají nepravidelný tvar. Jestliže těleso nepravidelného tvaru rotuje a je ozářeno bodovým zdrojem, nutno dochází k periodickému kolísání jeho jasnosti. Takové změny v jasnosti četných planetek byly skutečně zjištěny. Některé rotují s periodou několika hodin, u jiných naopak nebyly zjištěny žádné podstatné změny jasnosti, které by nasvědčovaly rychlejší rotaci. Lze předpokládat, že typický vzhled malé planety je stejný jako vzhled Marsova měsíce Phobos.

Nepravidelný tvar u malých těles není překvapující, neboť jsou poměrně hmotná a velké útvary mají při vzniku snahu zaujmout tvar koule. Kritický rozměr, při kterém již může, avšak nutně nemusí dojít k formování koule, pro hustotu 3000 kg m^{-3} je přibližně 300 km. Většina asteroidů má rozměry podstatně menší.

Albedo těchto těles je v průměru malé, avšak fotometrická a spektrometrická měření nasvědčují tomu, že i po stránce fyzikální bude nutno dělit asteroidy na několik skupin.

Bližší asteroidy mají podstatně odlišnou barvu (měřenou v systému $B-V$) než planety pohybující se ve větších vzdálenostech. Není vyloučeno, že je to způsobeno zmrzlými plyny, které pokrývají povrch vzdálenějších těles.

I mezi velkými asteroidy jsou rozdíly. Ceres má albedo jako Měsíc ($\sim 0,10$), kdežto Pallas přibližně jako Mars ($0,16$), naproti tomu Vesta má albedo poměrně vysoké ($0,4$).

Polarizační studie asteroidů prokázaly, že u některých planetek je stupeň polarizace v závislosti na fázovém úhlu přibližně stejný jako u některých měsíčních útvarů a Merkura.

7.17. Komety

Komety patří a patřily mezi tělesa, která budí pozornost již od nejstarších dob v historii lidstva. O Halleyově kometě nalézáme záznamy ve starých čínských zápisech. Podstata komet zůstávala ovšem po celá staletí skryta a výklady o jejich původu či složení byly právě tak fantastické jako různorodé.

Teprve v 16. století se dokonalejší pozorovací technikou u některých jasných komet získaly podklady. Tycho Brahe vlastním, velmi přesným měřením a ve spolupráci s českým hvězdářem Tadeášem Hájkem z Hájku zjistil, že jedna z nejjasnějších komet 16. století neměla měřitelnou paralaxu, a že se tedy nutně pohybovala ve větší vzdálenosti od Země, než je Měsíc. Halley se pokusil počítat dráhy komet, které byly pozorovány v letech 1531 a 1607, a zjistil, že se obě komety pohybují kolem Slunce po stejných drahách. Došel tak k závěru, že jde o jedno a totéž

těleso. Halley předpověděl periodičnost této komety (která je po něm nazvána) a jeho předpověď se splnila; kometa se opět v roce 1682 vrátila do blízkosti Slunce.

Dnes je známo přibližně 600 jednotlivých komet. Není to příliš počet ve srovnání např. s planetkami. Vzhledem k nepatrným rozměrům jejich vlastního pevného jádra byly by téměř všechny komety vůbec nepozorovatelné. Teprve v blízkosti Slunce, kde se vlivem zvýšení teploty jádra komety uvolňuje větší množství plynu a může se vytvořit rozsáhlejší hlava komety (kóma), je kometa vidět. Nové komety mívají v době objevu jasnosti přibližně do 10^m , je kometa vidět. Z toho vyplývá, že nová kometa, aby byla s jistou pravděpodobností objevena, musí být dostatečně jasná, tedy musí být blízko Slunce i Země. Rozdělení kometárních drah v prostoru je náhodné a jen velmi málo komet z celkového existujícího počtu bylo nalezeno.

Do konce 18. století bylo pozorováno a zaznamenáno něco přes 150 komet. V mnoha případech to však bylo totéž těleso – většinou kometa Halleyova. Během 19. století byl pozorován již dvojnásobný počet komet, okolo 300, a v našem století do roku 1974 přes 600 komet (včetně návratů komet periodických).

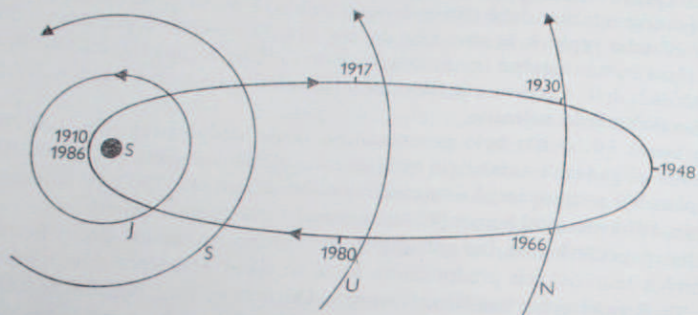
Celkový počet komet lze odhadnout jen zhruba na základě počtu pozorování a určitých teoretických předpokladů, které se týkají pravděpodobnosti jejich objevu. Teoretické práce van Woerkomovy a Oortovy vedou k odhadu, že k sluneční soustavě patří 10^{10} až 10^{11} komet různých velikostí. I když jsou to víceméně hrubé odhady, je zřejmé, že počet pozorovaných komet je jen nepatrným zlomkem z celkového jejich množství.

Řada autorů se zabývala statistickým studiem dráhových elementů komet. U komet, jejichž dráhy nejsou příliš odlišné od paraboly, se ukázalo, že délky výstupných uzlů, argumenty perihelu i sklony drah jsou rozloženy zcela náhodně. Statistika vzdáleností přísluní ukazuje, že u největšího počtu komet je vzdálenost perihelu rovna jedné astronomické jednotce. Není to hodnota reálná, ale je silně ovlivněna výběrem, protože komety se nejčastěji pozorují právě v blízkosti Země. Jinak se vyskytují vzdálenosti přísluní mezi 0,005 až 5,5 astronomické jednotky.

Komety lze rozdělit podle jejich drah do 4 navzájem odlišných skupin. Do první patří všechny komety s krátkoperiodickými eliptickými drahami (do oběžné doby přibližně 200 let). Druhou skupinu tvoří komety dlouhoperiodické, jejichž dráhy jsou značně protáhlé elipsy s výstředností blízko jedné. Do třetí, nejpočetnější skupiny se řadí komety, pro něž byly počítány pouze parabolické dráhy. Přesně parabolická dráha se prakticky nemůže vyskytovat, takže kdyby se mohly přesně určit dráhy těchto těles, vyšla by excentricita poněkud odlišná od 1. Pak by se daly zařadit do skupiny druhé nebo čtvrté, kam patří komety s drahami jasně hyperbolickými. Zcela odlišnou, do žádné ze čtyř uvedených skupin nepatřící dráhu má periodická kometa Schwassmannova-Wachmannova 1. Její dráha má velmi malou excentricitu 0,13, takže není příliš odlišná od kružnice. Přísluní Schwassmannovy-Wachmannovy komety 1 leží ve vzdálenosti 5,5, odsluní ve vzdálenosti 7,2 AU od Slunce. Dráha této komety je zcela výjimečná a spíše připomíná dráhy planetek.

Podobnou dráhu s excentricitou pouze 0,14 měla v období 1937—1963 i periodická kometa Oterma.

Dráhy komet jsou proměnné, podléhají někdy i dosti velkým změnám. Vlivem gravitačního působení planet, především Jupitera, nastávají perturbace drah. Tak např. u známé periodické komety Brooks 2 způsobilo přiblížení k Jupiteru v roce 1886 změnu periody z 29 na 7 let. Jiným takovým příkladem je již zmíněná kometa



Obr. 7.19. Dráha Halleyovy komety v letech 1930—1986 promítnutá do roviny dráhy Země.

Oterma, která měla do roku 1936 periodu 18 let. Když se přiblížila k Jupiteru, její oběžná doba se zkrátila na 8 let a další přiblížení k Jupiteru, které nastalo v roce 1963, prodloužilo její periodu na 19 roků. Gravitační působení Jupitera je u některých komet také příčinou jejich hyperbolických drah nebo na druhé straně je odpovědné za zmenšení excentricity. Jupiterovým rušivým působením se vysvětluje vznik tzv. Jupiterovy rodiny komet. Celkem 38 krátkoperiodických komet má vzdálenosti odsluní v blízkosti dráhy Jupitera. Jsou to komety s oběžnými drahami kratšími než přibližně 10 roků. Podobnou skupinu komet utvořil svým rušivým působením i Saturn. Tzv. Saturnova rodina má nyní 6 členů s oběžnými dobami 10 až 20 let. Někdy se uvádí i Uranova rodina (3 komety s periodami 20 až 40 roků), Neptunova rodina (5 komet s periodami 40 až 100 roků), popř. i rodina transneptunická (2 komety s periodami většími než 100 let). Nelze však zatím spolehlivě rozhodnout, zda se dráhy těchto komet skutečně utvářely pod vlivem působení Saturna, Uranu a Neptuna. Pro některé astronomy jsou dráhy některých komet s ještě většími oběžnými dobami popudem k úvahám o možné existenci ještě dalších planet, které v sluneční soustavě obíhají za Plutem. Je však třeba hned poznamenat, že podle jiných odborníků jediné rodina Jupiterova je reálná.

Označování komet podle tradiční úmluvy kodifikované Mezinárodní astronomickou unií se provádí tak, že se kometa označí předběžným letopočtem, ve kterém byla nalezena (nebo znovunalezena, pokud se jedná o periodickou kometu již dříve

pozorovanou), a písmeny a, b, ... podle časového pořadí, v tom kterém roce. Dále nese jméno objevitele. Je-li nezávislých objevitelů více, nese jména prvních tří. Po výpočtu dráhy označí se kometa definitivně letopočtem, ve kterém prošla perihelium a římskou číslicí označující pořadí průchodu. Například 1973F Kohoutek = 1974 XII. Periodické komety se označují písmenem P u jména, např. P/Honda-Mrkos-Pajdušáková. V několika případech nesou periodické komety jména těch, kteří spočítali jejich dráhy (P/Halley, P/Encke). Poslední nejúplnější katalog drah komet vydal B. G. Marsden (druhé vydání je z roku 1975).

Plně vyvinutá kometa se skládá ze tří hlavních částí: 1. jádra, tj. tělesa o rozměrech ne větších než několik kilometrů, 2. komy (hlavy) o průměru 10^4 km, což je vlastně velmi řídká atmosféra obklopující jádro komety, a konečně 3. chvostu dosahujícího délky až 10^8 km a skládajícího se jednak z ionizovaných plynů, jednak z kosmického prachu. Slabé a malé komety většinou nevyvinou vůbec žádný chvost a také poměr prachu a plynu v atmosféře a v chvostech komet je velmi různý. Jednak pický průběh vzhledu komety během jejího průchodu přisluním lze znázornit na případu větší komety, která se po velmi výstředné dráze přisluním. Tyto komety ve výjimečných případech vznikne pozorovatelná, neboť se dosud nevyvinula koma. Ve vzdálenostech 10 až 15 AU není kometa pozorovatelná, neboť se dosud nevyvinula koma. Ve vzdálenostech 10 až 15 AU jak se jádro blíží ke Slunci, popř. plynu i ve již tak jasná a rozsáhlá koma, že těleso se stane pozorovatelným. Slabé komety v těchto vzdálenostech jsou 11 až 15 m_v , někdy i jasnější. V těchto fázích bývá kometa obvykle objevena. Se stále se zmenšující vzdáleností ke Slunci roste jas komety. Ve vzdálenostech kolem 1 AU se někdy, ne však vždy, vyvine chvost, který většinou směřuje ve směru od Slunce a jeho délka se zvětšuje zhruba úměrně s klesající heliocentrickou vzdáleností. V době průchodu perihelium dosáhne obvykle záření komety i délka chvostu maximální hodnoty. Po průchodu perihelium, tj. s rostoucí heliocentrickou vzdáleností opět jas klesá, délka chvostu se zkracuje a kometa ve větších vzdálenostech slabne a mizí. Odchyly od tohoto typického průběhu jsou především v tom, že ne vždy se vyvine chvost a úbytek jasu po perihelium není zcela symetrický s růstem jasu před perihelium. Někdy dochází i k rozpadu komety na více těles a jsou známy i případy, že kometa se prakticky rozplynula ještě předtím, než dosáhla přisluní.

Komety nezáří jen odraženým slunečním světlem, a proto změnu jejich jasu s heliocentrickou vzdáleností lze popsat přibližně vztahem

$$I = I_0 \Delta^{-2} r^{-n}, \quad (7.17.1)$$

kde Δ je geocentrická vzdálenost v AU, r je heliocentrická vzdálenost a I_0 jasnost komety pro $\Delta = r = 1$. Exponent n je obvykle vyšší než 2. To znamená, že jas komety ubývá rychleji než se čtvercem vzdálenosti od Slunce. Ve hvězdných magnitudách platí proto přibližně empirický vztah $m = m_0 + 5 \log \Delta + 2,5n \log r$, kde m_0 je tzv. absolutní magnituda komety (která ovšem nemá nic společného

Tabulka 7.13

Model typické komety

1. Jádno

složení: prachové částice + H₂O (ledové částice), dále mateřské částice molekul, popř. molekuly uvedené ad 2.

průměr jádra	10 ⁰ –10 ² km
hmotnost jádra	10 ^{15±3} kg
množství uvolněných molekul z jádra v heliocentrické vzdálenosti 1 AU	10 ¹⁸ –10 ¹⁹ cm ⁻² s ⁻¹

2. Hlava (koma)

složení: molekuly (CN, C₂, CH, CO⁺, CO₂⁺, N₂⁺, OH, OH⁺, NH, CH⁺, H₂O⁺, CH₃CN, CH₃, NH₃, NH₂, Na, Ca) + meteorický prach

průměr hlavy	10 ³ –10 ⁶ km
hustota plynu v blízkosti jádra	10 ¹⁰ –10 ¹² molekul v m ³

3. Vodíkové halo

složení: neutrální vodík (září intenzivně v Ly α)

celkový počet atomů N _H v heliocentrické vzdálenosti 1 AU	~ 10 ³¹ –10 ³⁶
rozměr	10 ⁷ km

4. Chvost

složení: prachové částice, plazma (CO⁺, CO₂⁺, CH⁺, N₂⁺) + volné elektrony

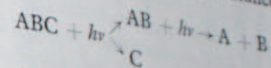
délka	až 10 ⁸ km
šířka	až 10 ⁶ km
hustota plynu	10 ⁻¹ –10 ² molekul v m ³

s absolutní magnitudou hvězd). Hodnota *n* se určuje z pozorování a je obvykle v mezích 3 až 6 se střední hodnotou 4. Absolutní magnitudy kolísají v rozmezí -3 *m*₀ až +16 *m*₀ se střední hodnotou kolem +6 *m*₀. U periodických komet bylo zjištěno, že absolutní magnituda v některých případech během dlouhé doby roste, což znamená, že *I*₀ klesá. Vsesvjatsky například pro kometu P/Encke nalezl pokles jasnosti o tři hvězdné magnitudy za století, naproti tomu Kresák a někteří jiní autoři dospěli k názoru, že pokles je daleko menší, přibližně jedna magnituda za století. Nicméně lze z toho soudit, že životní doba komet je relativně krátká, nejvýše snad 10⁴ let. Musí tedy existovat zdroj, který doplňuje neustále klesající počet pozvolna se rozpadajících komet.

Fyzikální složení komet není přesně známo, neboť strukturu vlastního jádra nebylo zatím možno přímo studovat. Spektra komet však jasně prozrazují, že v jádrech komet s největší pravděpodobností je velké množství zmrzlých plynů a ledu. Ve spektru hlavy komety se vedle spojitého záření, které vzniká rozptylem slunečního světla na prachových částicích, objevují především molekulární pásy CN (388 nm) a Swanovy pásy molekuly uhlíku C₂. Velice často se objevují i pásy

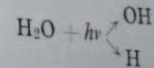
C₃, CH, NH₂. Ve chvostu intenzivně září CO⁺ a někdy lze pozorovat i slabé N₂⁺, OH⁺, CH⁺. V blízkosti Slunce (*r* < 0,8 AU) se dosti často vyskytuje dublet sodíku. Přiblíží-li se kometa na vzdálenost menší než 0,2 AU, objeví se i čáry kovů, především Fe, Ni, K, Cl, Mn, V, CO, Cu, Ca, Ca⁺, a byly identifikovány též slabé čáry jádra komety, která připomíná materiál meteoritů.

Ionizované molekuly CO⁺ jsou typické pro přímé, úzké dlouhé chvosty komet, které vlastně představují plazmatický útvar. Mechanismus vzniku těchto ionizovaných molekul komety není přesně znám, avšak je nepochybné, že jde o interakci ionizovaných molekul komety se slunečním větrem. Pozorované molekuly nejsou zřejmě původní chemické složení plynů v jádrech komet. Vznikají nejspíše fotodisociací v zářivém poli Slunce ze složitějších molekul podle schématu



kde ABC je mateřská molekula nepozorovatelná ve viditelném světle. AB je výsledek fotodisociace, tj. molekula, která je již pozorovatelná (např. CN, C₂ apod.). Konečně i tato molekula AB se v zářivém poli rozpadá v další disociaci na jednotlivé atomy.

Hlavní složkou jádra komet však je zřejmě H₂O. Důkazem toho jsou pozorování pomocí satelitů mimo zemskou atmosféru v čáře ultrafialové oblasti. V čáře Lyz Slunce a řady jasných komet. Podobně byla zjištěna i velmi intenzivně zářící atmosféra OH. Atomický vodík a hydroxyl OH v kometách zřejmě vzniká disociací

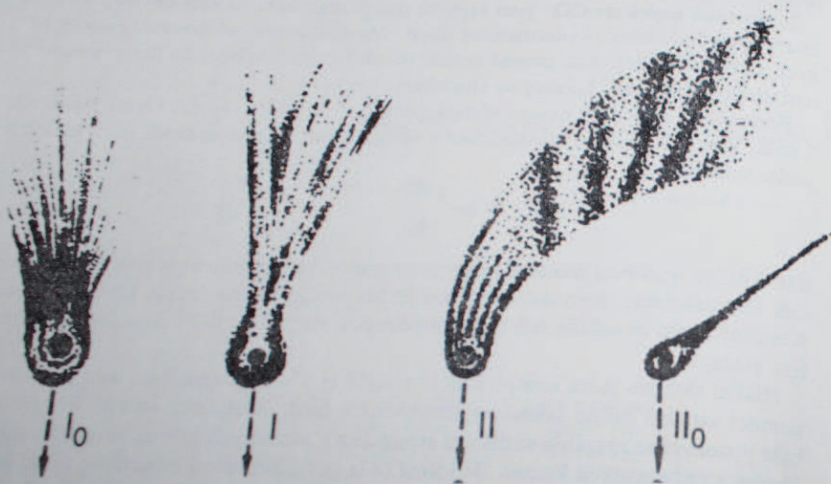


Intenzita ultrafialového vodíkového oblaku v čáře Lyz naznačuje, že produkce H₂O jádra větší komety musí být nejméně 10³³ molekul s⁻¹, kdežto u ostatních mateřských molekul bude nejméně o dva až tři řády menší. Přítomnost složitějších molekul byla dokázána radioastronomicky v kometách Bradfield a Kohoutek v roce 1974. Jsou to HCN a CH₃CN. Jde zřejmě o mateřské molekuly jednodušších sloučenin CN. Je možné, že v budoucnu radioastronomickými metodami budou objeveny i další složitější molekuly, které nezáří viditelným světlem. Molekulární pásy typické pro komety vznikají většinou rezonančním a fluorescenčním mechanismem, tj. pohlcením slunečního záření a jeho opětovným vyzařením v přibližně téže vlnové rozsahu. Vodíková čára Lyz je typickou rezonanční čarou a záření vodíkové atmosféry komety je vlastně rozptylem sluneční emise v Lyz na atomech vodíku.

Pokud se týče prachové složky, lze z dosavadních pozorování, zejména polarizace světla komet, soudit, že jde o rozptýl na malých částicích převážně dielektrického charakteru. Pozorování komet v infračervené oblasti spektra naznačuje, že

v okolí $10\mu\text{m}$ je výrazná emise, kterou možno přisoudit emisi teplých prachových částic složených převážně z křemičitanů. Není bez zajímavosti, že podobný charakter infračerveného spektra mají i oblaka prachu kolem některých hvězd.

Chvost komety je ionizovaný plyn a jeho kinematické vlastnosti jsou závislé na slunečním větru a intenzitě slunečního záření. Proto lze očekávat, že změny v záření



Obr. 7.20. Typy kometárních chvostů podle Orlova. Šípky vyznačují směr ke Slunci.

Slunce a slunečním větru, vyvolané sluneční činností, mají i vliv na rychlé změny ve vzhledu a jasu komety. Avšak dosavadní pozorování neukazuje jednoznačnou souvislost mezi těmito jevy. V každém případě však studium ionizovaných chvostů komet dává jisté představy o procesech v meziplanetární plazmě.

Kometární chvosty se dělí podle vzhledu na tři základní typy, které navrhl Bredichin a doplnil později Orlov. Jejich tvar závisí na velikosti odpudivé síly směřující od Slunce a způsobující zrychlení částic (neutrálních molekul, ionizovaných molekul nebo částic prachu) a kterou možno vyjádřit hodnotou μ v hodnotě gravitačního zrychlení vyvolaného Sluncem v dané heliocentrické vzdálenosti. V současné době se používá dělení kometárních chvostů podle Orlova, který rozeznává čtyři typy:

I₀ - plynné chvosty přímého tvaru ve směru prodlouženého průvodiče komety, skládají se z paprsků rychle slábnoucích se vzdáleností od kómy, paprsky vycházejí z obálek hlavy, spektrum emisní, hodnota odpudivé síly $1 + \mu$ je řádově 10^3 ,

- I** - plynné chvosty mírně zakřivené na opačnou stranu pohybu komety, vyskytují se v nich často kondenzace, ve spektru především emise CO^+ a N_2^+ , hodnota odpudivé síly $1 + \mu = 22,3n$, kde $n = 1, 2, 3, \dots, 9$,
- I₀** - přímé prachové chvosty odkloněné o značný úhel od prodlouženého průvodiče komety na opačnou stranu pohybu komety, tento úhel mezi osou chvostu a prodlouženým průvodičem komety, spojité vzrůstá, chvosty tohoto typu vznikají výbuchy v jádře komety a mají spojité spektrum, neboť jsou v nich přítomny odpudivé síly $2,2 > (1 + \mu) > 0,9$,
- II** - prachové chvosty silně zakřivené na opačnou stranu pohybu komety mají spojité spektrum a jsou složeny z prachových částic rozměrů $7 \cdot 10^{-5} > d > 2 \cdot 10^{-6}$ cm, hodnota odpudivé síly $2,2 > (1 + \mu) > 0,6$,

Struktura jádra komety je patrně nejlépe popsána modelem Whippleovým. Je to v podstatě směs ledu prosyceného meteorickým materiálem a s jistým obsahem složitějších molekul. Existují různé varianty tohoto Whippleova modelu, avšak v principu všechny vycházejí ze stejné představy. Poněkud odlišný názor vyslovil Lyttleton, který si představuje jádro komety v podstatě jako shluk meteorických částic. Z různých důvodů se zdá tento model nereálný, i když nelze vyloučit, že v ojedinělých případech kometární objekt byl ve skutečnosti pouze mračnem meteoritů.

Jelikož komety mají relativně velmi krátkou životní dobu, byla vyslovena řada hypotéz o původu krátkoperiodických komet. Jak se zdá nejvíce se pravdě přibližuje v době vzniku sluneční soustavy, ve velkých vzdálenostech od Slunce, vznikly malé kondenzáty původní sluneční mlhoviny, které dosud obíhají po velmi výstředných lenostech až 10^4 AU a obíhají kolem Slunce s periodou až milión let. Nepatrná část těchto těles je postupně gravitačními silami planet vtahována na krátkoperiodické dráhy do vnitřní části sluneční soustavy. Tím Oortovo mračno je vlastně trvalým rezervoárem nových periodických komet. Oortova původní hypotéza byla různým způsobem modifikována a i kritizována, neboť hlavní problém je otázka změny dlouhoperiodických drah v krátkoperiodické. Lyttleton například soudí, že komety jsou mezihvězdného původu. Skutečnost, že v kometách existují molekuly, které jsou typické pro mezihvězdné prostředí, nasvědčuje tomu, že původ komet bude nutno hledat kompromisní hypotézou zahrnující jak Oortovu, tak i Lyttletonovu myšlenku.

7.18. Meteory a meteorické roje

Země se neustále setkává s nepatrnými meziplanetárními tělesky. Meteor je jev, způsobený vniknutím takového vesmírného těliska do zemského ovzduší. Dopadne-li vlastní těleso na Zem, označuje se termínem meteorit.

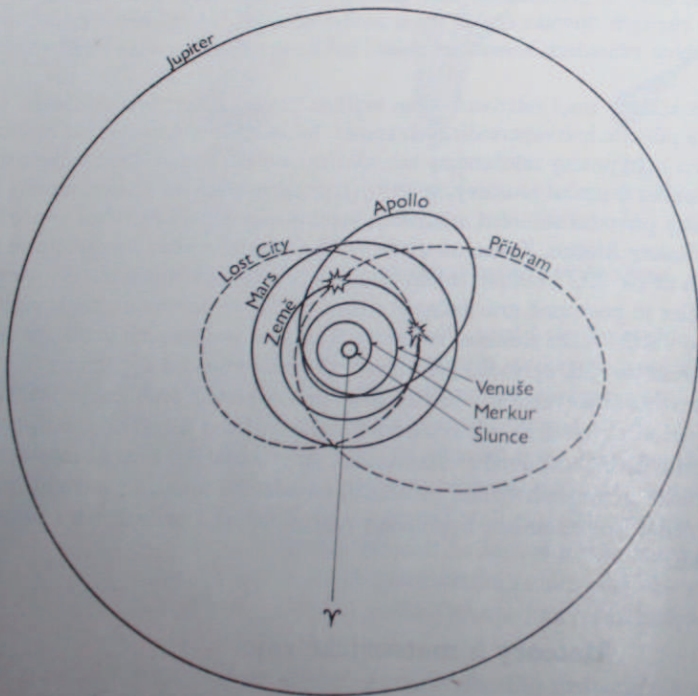
Při průletu atmosférou naráží těleso na molekuly a atomy vzduchu, a tím dochází k jejich ionizaci. Kolem dráhy meteorického těliska vznikne ionizovaná oblast atmosféry, která zazáří a je v noci dobře viditelná. Poněvadž svítí okolní vzduch, a nikoli vlastní těleso, závisí především na kinetické energii částice, jak je jev intenzivní. Vlastní těleso se nazývá meteoroid.

Podle jasnosti rozlišují se meteory na:

- bolidy, velmi jasné meteory, jasnosti Venuše (-4^m) i větší,
- meteory, viditelné prostým okem, tj. do $+5^m$,
- teleskopické meteory, viditelné dalekohledem.

Kromě toho lze rozdělit meteory na sporadické a rojové. Sporadické meteory mají dráhy v prostoru nahodile rozděleny, tj. přecházejí do atmosféry Země ze všech směrů.

Rojové meteory náleží k některému meteorickému roji. Meteorický roj je uspořádaný proud meteorů, které obíhají po společné dráze kolem Slunce. Během roku protíná Země dráhu řady meteorických rojů, které se pak projevují zvýšeným vý-



Obr. 7.21. Dráhy dvou meteorických těles, jejichž pád byl pozorován a zbytky nalezeny na povrchu Země. Názvy jsou podle větších měst v blízkosti dopadu (Příbram, Lost City). Obě dráhy připomínají dráhu planety typu Apollo (podle Ceplechy).

skytem meteorů. Jindy je sporadických meteorů o několik řádů více než rojových. Úkaz trvá velmi krátký okamžik, nejvýše několik sekund. Zdálná délka stop do-
sahuje až desítek stupňů. Jasně bolidy zanechávají v ovzduší stopu viditelnou i ně-
kolik desítek minut.

Meteorické stopy, jak již bylo řečeno, vznikají ionizací atmosféry světélkující rekombinačním procesem. Stopa září kratší či delší dobu po přeletu meteoru. Pro-
ráže se od meteorické stopy vzniká elektricky vodivý sloupec ionizovaných částic, od-
meteorů radarovými metodami.

Při průletu meteorického tělesa ovzduším dochází ke vzniku rázové vlny. Částice
vzduchu, které byly na čelní straně meteoru, jsou tak rychle stlačeny, že nemohou
uniknout a vytvoří vzduchový polštář. Meteoroid se v atmosféře obvykle vypaří.
Dojde-li však k jeho zabrzdění natolik, že se pohybuje pomaleji než zvukové
vlny, dochází k rozpadu vzduchového polštáře, který se oddělí a zvukově projeví
jako detonace (je to zcela podobný jev jako při zpomalení letu tryskového letadla).

Studium meteorů (přesněji řečeno jejich stop) dává informace: 1. o jejich dra-
hách v mezplanetárním prostoru, 2. o vlastnostech zemské atmosféry ve výškách,
kde se meteorické stopy objevují, 3. o fyzikálních vlastnostech meteorických těles.
Na základě získaného materiálu lze výpočtem stanovit atmosférickou a heliocentric-
kou dráhu (ve sluneční soustavě). Při určení atmosférické dráhy jde o určení úseku
dráhy, na kterém meteor svítí, tj. o zdánlivou dráhu, která vzniká projekcí na ob-
počtu heliocentrické dráhy se používá obdobných metod jako při výpočtu drah
planet a dráha meteoru je charakterizována třemi elementy.

Z fotografických záznamů stop ze dvou míst lze nejen stanovit výšku jednotlivých
bodů na dráze tělesa v atmosféře, ale současně i geocentrickou rychlost, jestliže
rotující clona umístěná před kamerou v pravidelných intervalech expozice přeru-
šuje. Z délky jednotlivých úseků přerušované stopy na snímku lze nejen stanovit
rychlost, ale i brzdicí účinek atmosféry.

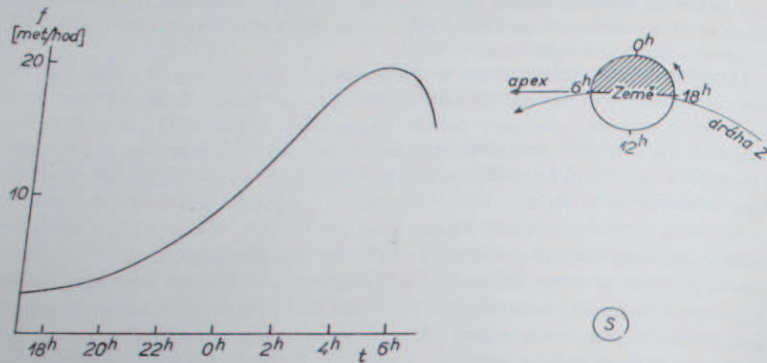
Ukazuje se, že drtivá většina meteorů má vzhledem ke Slunci rychlosti menší než
únikové, tj. $v < 42 \text{ km s}^{-1}$ ve vzdálenosti 1 AU od Slunce. Zdá se, že meteory
s hyperbolickými rychlostmi neexistují. Jestliže nemají větší než parabolickou
rychlost, pak maximální geocentrická rychlost v_G meteorů je $30 + 42 = 72 \text{ km s}^{-1}$.
Skutečné geocentrické rychlosti jsou poněkud větší, neboť na meteorické těleso
působí zemské gravitační pole a rychlost v_z , se kterou těleso vnikne do atmosféry je

$$v_z^2 = v_G^2 + v_\infty^2,$$

kde v_∞^2 je úniková rychlost z povrchu Země, $v_G \sim 11 \text{ km s}^{-1}$, a $v_z \text{ max} =$
 $= 72,8 \text{ km s}^{-1}$. Též vlastní dráha meteorů v ovzduší je ovlivněna zemskou gravi-
tací a je kolmější k povrchu než dráha původní. Průmět počátku dráhy je poněkud
posunut k zenitu.

Při studiu četnosti sporadických meteorů byly zjištěny dva druhy variací v jejich

počtu. Především je to denní variace, která souvisí s polohou pozorovatele na Zemi (obr. 7.22 a 7.23). V ranních hodinách se pozoruje poměrně více meteorů než v hodinách večerních. Maximum frekvence v ranních hodinách nastává na každém místě na Zemi, bez ohledu na to, že ráno nastává na různých místech v různou dobu. Vysvětlení je velmi jednoduché. Rovina místního poledníku v ranních hodinách je přibližně rovnoběžná s okamžitým směrem Země na její dráze kolem Slunce.



Obr. 7.22. Denní variace počtu pozorovaných meteorů a její vznik. V levé části obrázku je schematicky znázorněn růst frekvence, tj. počet meteorů pozorovaných za hodinu v závislosti na čase. V pravé části obrázku je vysvětlena příčina zvýšené frekvence meteorů v ranních hodinách. Větší počet meteorických částic vniká do zemského ovzduší ze směru okamžitého pohybu Země, tj. z apexu.

V té době jde Země meteorům vstříc, s opačné strany dopadají do atmosféry jen ty meteory, jejichž rychlost je větší než rychlost Země a Zemi vlastně dohánějí.

Kromě denní variace byla zjištěna ještě roční variace, projevující se zvýšením počtu meteorů koncem roku (listopad a prosinec). Hmotnost meteorického tělíška je malá a lze ji odhadnout z maximální jasnosti stopy. Jestliže m_v je zdánlivá hvězdná velikost meteoru, hmotnost tělesa M je dána přibližně vztahem

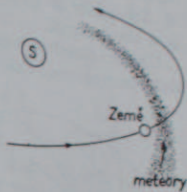
$$\log M = -0,3 - 0,4 m_v \quad [\text{kg}] \quad (7.18.1)$$

Obvykle je hmotnost meteorů řádově 10^{-3} až 10^{-2} kg, jen výjimečně dosahuje 1 kg a velmi vzácně desítek a sta kg. Tak např. meteor -5^m má hmotnost 0,03 kg, meteor nulté hvězdné velikosti jen $3 \cdot 10^{-4}$ kg a nejslabší viditelný okem pouze 10^{-6} kg. Odhaduje se, že na Zem spadne za den $5 \cdot 10^6$ g meteorické hmoty, ovšem tento údaj je velmi nejistý.

Meteory září ve výškách kolem 100 km nad zemským povrchem. Vzduchové částice rozrušují povrch meteoroidu, takže se nárazy prudce zahřívá a rozpadá se. Odpařováním ztrácí meteor rychle hmotu. Meteory uhasínají ve výši kolem 70 km,

jasnější bolidy dosahují výšky až 40 km nad zemí. Pozorovaný brzdicí účinek atmosféry a průměrné výšky stop dávají jistou představu o hustotě meteorických částic, která se pohybuje v rozmezí téměř jednoho řádu od $0,2 \text{ g cm}^{-3}$ do $2-3 \text{ g cm}^{-3}$. Soudí se, že částice s extrémně malou hustotou jsou ve skutečnosti nepříliš pevným slepencem mikroskopických částic normální hustoty. Jev bolidů je vyvolán průletem velkého tělesa o hmotnosti několika tun.

Obr. 7.23. Meteorický roj. Země se na své dráze setkává s rojem meteorických částic, které se pohybují po téměř společné dráze. V době, kdy prochází Země jedním z uzlů dráhy, je možno pozorovat zvýšený počet meteorů, zdánlivě vylétajících z jednoho místa na obloze.



Bod na obloze, odkud zdánlivě vylétují rojové meteory, se nazývá radiant a podle souhvězdí, v němž leží radiant, se označuje meteorický roj. Nejznámější jsou dubnové Lyridy, srpnové Perseidy a prosincové Geminidy. Začátkem roku jsou v činnosti v místech, kde na starých mapách bývalo souhvězdí Draka a Pastýře mimo maxima a doby činnosti uvedeny souřadnice kvadrantu. V tab. 7.14 jsou ve světovém čase (SCČ), hodinový počet meteorů a geocentrická rychlost v_0 . Z dalších elementů je udána délka výstupného uzlu Ω , úhlová vzdálenost perihelu od Slunce q ($q = (1 - e)a$, kde a je velká poloosa dráhy).

Radiolokačními metodami byly bezpečně zjištěny tři meteorické roje činné v denních hodinách. Je jasné, že maximum roje se dostává vždy (nebo téměř vždy), kdy Země prochází vzestupným nebo sestupným uzlem dráhy roje. Tim je výskyt meteorů určitého roje vymezen na určité datum v roce.

Rozborem drah rojových meteorů se dokázala v mnoha případech souvislost s periodickými, někdy již dávno zaniklými kometami. Například Andromedidy jsou zbytky Bielovy komety. Orionidy a eta Aquaridy souvisí s periodickou kometou Halleyovou. Meteorické roje nejsou útvarem příliš stabilním a rušivé síly pozmění časem dráhy jednotlivých částic natolik, že roj ztrácí své charakteristické vlastnosti.

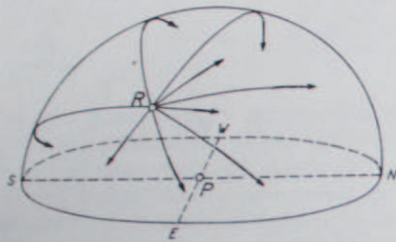
Zbytky meteorických těles dopadlých a nalezených na povrchu Země jsou meteority. Podle složení jsou rozděleny na čtyři hlavní skupiny.

1. Meteority železné (celkem 6 % z celkového množství) obsahují vedle železa vysoké procento niklu.
2. Meteority kamenné s vysokou příměsí železa. Složení je podobné jako v předěšlém případě, avšak podstatnou část tvoří též křemík a jeho sloučeniny. Vyskytují se vzácně (2 %).

3. Chondrity, které jsou nejpočetněji zastoupeny (84 %) a jsou nejvýznamnější z hlediska studia vývoje sluneční soustavy. Jsou nazvány podle tzv. chondrulí, malých silikátových kuliček v průměru kolem 1 mm v jemnozrnné struktuře meteoritu. Chondrity s větším obsahem kovu jsou enstatity, kdežto velký obsah uhlíku (4 %) charakterizuje poměrně vzácnější uhlíkaté chondrity. V uhlíkatých chondritech se vyskytují i jednoduché organické sloučeniny. Hlavní složkou jsou sloučeniny Si.

4. Achondrity (8 %) jsou charakteristické přítomností vápníku. Hlavní složkou jsou sloučeniny Si.

Uhlíkaté chondrity kondenzovaly ve sluneční mlhovině (viz kap. 7.20) při teplotách poměrně velmi nízkých (300 K) a malých tlacích. Relativní zastoupení prvků,



Obr. 7.24. Zdánlivé dráhy meteorů patřících určitému meteorickému roji. Prodloužením meteorických stop na nebeské sféře lze zjistit radiant R, ze kterého meteory zdánlivě vylétají.

s výjimkou H a He je v těchto meteoritech téměř stejně jako na Slunci. Předpokládá se, že jsou skutečným produktem prvotní kondenzace ve vznikající sluneční soustavě a jsou hojně zastoupeny v jádrech komet. Ostatní meteority kondenzovaly při teplotách vyšších, materiál s velkým obsahem vápníku, hliníku a titanu kondenzoval při teplotě 1300 K až 2000 K. Značná část meteoritů nese znaky přetavení.

Hmotnosti meteoritů jsou velice různé, a to od několika gramů až do padesáti tun. Jen meteority s velkou hmotností zanechávají na povrchu Země impaktní krátery. Impakty větších těles zanechávaly, podobně jako na Měsíci, i na Zemi stopy. Ty však v průběhu geologických změn většinou zcela vymizely. Zatím je prokázáno zcela spolehlivě čtrnáct dopadů kosmických těles, jež zanechaly stopy na souších v podobě kráterů devět a více metrů v průměru. Největší z nich je známý kráter Berringer v Arizoně o průměru 1,2 km. Jde vesměs o geologicky velmi mladé útvary, vzniklé většinou dopadem těles o relativně malé hmotnosti (sto až milion tun).

Velmi staré stopy po dopadech kosmických těles větších hmotností, je možno dnes nalézt toliko na povrchu geologicky nejstarších a nejstabilnějších pevninských štítů, jakým je především velká část Kanady. Soustavným výzkumem bylo zde od roku 1950 nalezeno celkem 15 impaktních útvarů o průměru od 3 do 100 km. Největší z nich je Sadberry a je současně nejstarší. Vznikl před 1,7 miliardou let. Nejmladší kráter toho druhu (New Quebec) má průměr 3 km a stáří přibližně

Tabulka 7.14

Hlavní meteorické roje

Roj	Datum maxima	Doba činnosti	Souřadnice radiantu		Hod. počet	V_{∞} [km s ⁻¹]	Ω	ω	i	ϵ	$\frac{d}{dt}$ [AU]
			α	δ							
Quadrantidy	3. ledna	2.—4. ledna	231°	+52°	30	46	282°	213°	85°	1,0	0,9
Lyridy	21. dubna	20.—22. dubna	275°	+35°	10	51	30	213°	80	0,985	0,92
η Aquaridy	5. května	3.—10. května	336°	0	12	66	45	103°	162	0,967	0,595
δ Aquaridy	28. července	24. VII.—6. VIII.	340°	-14	20	50	308	308	56	1,0	0,04
α Piscidy	29. července	26. VII.—5. VIII.	341°	-32	46	46	282	155	85	0,99	0,9
Persidy	12. srpna	1.—20. srpna	45°	+57°	50	61	139	174	31	0,980	0,663
Giacobinidy	9. října	9. října	267°	+55°	22	28	196	143	116	0,715	1,00
Orionidy	20. října	15.—26. října	95°	+15°	16	27	23	177	163	0,907	0,57
Tauridy	7. listopadu	25. X.—25. XI.	55°	+15°	6	72	233	177	163	0,905	0,850
Leonidy	15. listopadu	11.—20. listopadu	151°	+22°	10	16	245	224	13	0,756	0,859
Andromedidy	23. listopadu	18.—26. listopadu	25°	+41°	1	36,2	259	326	34	0,00	0,14
Geminidy	12. prosince	9.—14. prosince	112°	+33°	50	36,2	259	326	34	0,00	0,14
Ursidy	22. prosince	21.—22. prosince	205°	+76°	12	36	259	326	34	0,00	0,14
Denní meteorické roje											
Arietidy	7. června	30. V.—14. VI.	45°	+25°	60	77	77	29	18	0,94	0,10
Persidy	7. června	2.—13. června	60°	+24°	40	27	77	61	4	0,79	0,35
β Tauridy	1. července	20. VI.—10. VII.	86°	+20°	24	29	278	244	5	0,85	0,34

1 milión let. Z patnácti kanadských impaktních útvarů mají jen dva průměr větší 30 km a patrně jen ty vznikly dopadem malé planety. Jeden z nejstarších a pravděpodobně nejrozsáhlejších kráterů ve střední Evropě je oblast Nordlinger Ries v jižním Německu (Bavorsku). Jak ukázal nedávný průzkum jde o impaktní útvar o průměru 25 km, jehož stáří se odhaduje na $1,46 \cdot 10^7$ let (tj. období třetihor). Vznikl zřejmě dopadem obrovského meteoritu nebo jádra komety a není vyloučeno, že současně vzniklo i rozsáhlé pole meteorických skel – tektitů, tzv. vltavinů (moldavitů) v jižních Čechách.

Srážky s meteority jsou na denním pořádku. Kolizi s planetkou či jádrem komety zažila Země již mnohokrát. Nejlépe prostudovaná událost tohoto druhu je tunguský dopad kosmického objektu z roku 1908. Nejpřednější světový znalec tunguského kosmického impaktu, sovětský vědec Krinov, nedávno shrnul výsledky padesátiletého studia tohoto jevu: Šlo o jádro velmi malé komety o hmotnosti jednoho miliónu tun, jež vstoupilo rychlostí 28 až 50 km s⁻¹ pod relativně malým úhlem k zemskému povrchu do atmosféry, kde ještě před dopadem explodovalo. Ničivé účinky impaktu se projeví na ploše 16 000 km², a uvolněná energie byla stotisíckrát menší než kolik by se uvolnilo při dopadu malé planety. Rozsah ničivých následků závisí zřejmě nejen na energii uvolněné při dopadu, ale i na tom, zda jde o velmi křehké jádro komety či pevnější planetoidu a konečně i na vlastnostech terénu a úhlu dopadu. Větší planetka by měla kinetickou energii přibližně $4 \cdot 10^{23}$ J, tj. energie, která by ohřála vody všech oceánů o 1 K nebo uvedla do varu Středozemní moře. Tyto energie se zdají obrovské a posuzovány lidskými měřítky obrovské jsou. O ničivém účinku dopadu nemůže být pochyb.

7.19. Zodiakální světlo

Podél ekliptiky lze pozorovat za příznivých okolností zvýšený jas noční oblohy, který se vzrůstající ekliptikální délkou od Slunce klesá. Jelikož tento jev se váže na ekliptikální souhvězdí – zvířetník – má název zvířetníkové nebo zodiakální světlo. V rovníkových krajinách je pozorovatelný po západu Slunce nad západním obzorem a ráno na východě, než zanikne v rozptýleném světle vycházejícího Slunce. V zeměpisných šířkách střední Evropy je dobře pozorovatelný na západním obzoru večer v době jarní rovnodennosti, kdy při západu Slunce má ekliptika větší sklon k obzoru než nebeský rovník. Analogicky v době podzimní rovnodennosti je situace příznivá pro východní obzor v ranních hodinách. Tvar zodiakálního světla lze popsat jako světelný kužel s širokou základnou nad obzorem a s vrcholem v úhlové vzdálenosti – elongaci – 90° a 100° od Slunce (které je ovšem v době pozorování pod obzorem). Jde o jediný přímý pozorovatelný úkaz způsobený meziplanetárním prachem, na kterém se rozptyluje sluneční světlo. Plošný jas v elongaci 35° až 40° je přibližně 1000 S_v (10) (ekvivalent jasu 1000 hvězd 10 m_v na čtvereční stupeň), to odpovídá přibližně 10^{-12} plošného jasu středu slunečního

kotouče. Rozdělení intenzity ve spektru zvířetníkového světla jakož i polarizace ukazují, že jde o rozptýlené světlo sluneční. Zodiakální světlo není omezeno jen na oblast kolem Slunce. V bodě, který leží proti Slunci, je možno pozorovat zjasnění oblohy, tzv. protisvit. V tomto případě jde patrně o zpětný odraz slunečního světla na prachových částicích meziplanetárního prostoru. Je též jisté, i když se zcela nevyklučuje, že je to projev jakéhosi chvostu zemské atmosféry protažené tlakem slunečního záření do bodě systému Země-Slunce. Je též jisté, i když nevelká pravděpodobnost, že v libračním bodě systému Země-Slunce, tj. ve vzdálenosti přibližně 0,01 AU ve směru od Slunce, by mohl být nahromaděn meziplanetární prach, který by vyvolal jev protisvitu. Podle pozorování z družic je nepochybně, že mezi zodiakálním světlem, F korónou Slunce (viz kapitola 7.3) a protisvitem existuje přímá souvislost. Skutečnost, že maxima jasu jsou v blízkosti Slunce a současně v antisolárním bodu, plyne z fázové funkce rozptylu světla na částicích, jejichž rozměr je srovnatelný s vlnovou délkou záření, ve kterém se rozptyl pozoruje. Fázová funkce prodopředu, tj. v původním směru fotonů. (Jde v podstatě o Tyndallův rozptyl známý z průchodu světla aerosolem.) Se zvyšujícím se fázovým úhlem θ intenzita rozptylu světla klesá, avšak poblíž $\theta \sim 180^\circ$ projeví opět vliv odrazu světla zpět. Minimum jasu je v okolí fázových úhlů 90°–120°. Proto bylo velmi obtížné nalézt jakýsi most mezi zodiakálním světlem a protisvitem.

Jisté je možno namítnout, že rozptylující částice nejsou pouze prachová zrna, ale volné elektrony. Proti tomu mluví však určitá selektivita rozptýleného slunečního záření: zodiakální světlo je poněkud červenější, než je barva Slunce. Mimoto Frauenhoferovy čáry slunečního spektra jsou nerozmnazány i po rozptylu v meziplanetárním prachu. Pokud by byl rozptylujícím prostředím oblak volných elektronů, pak by v důsledku jejich vysoké rychlosti byly spektrální čáry dokonale rozostřené. Z Dopplerova posuvu nerozmnazaných čar lze odhadnout i celkový pohyb prachových částic kolem Slunce a ukázalo se, že putují po keplerovských drahách v přímém směru, tedy v tomtéž směru jako planety.

Nejpravděpodobnější rozměry prachových částic v zodiakálním světle jsou 10^{-3} cm až 10^{-4} cm a jejich prostorová hustota v okolí dráhy Země je přibližně 10^{-14} cm⁻³ meziplanetárního prostoru čili 10 částic km⁻³. Vzhledem k tomu, že na tak malé částice působí tlak slunečního záření (Poyntingův-Robertsonův efekt), zodiakální světlo, pokud to není jev dočasný, musí být neustále doplňováno z nějakého zdroje. Rozpad komet zřejmě nestačí. Proto byly vysloveny domněnky, že prachové částice jsou neustále dodávány srážkami malých planet. Avšak ani tento zdroj meziplanetárního prachu není dostatečný. Není vyloučeno, že původ částic nutno hledat i v kondenzaci ochlazených útržků plynů vyvržených ze Slunce. Otázka původu zodiakálního světla není dosud uspokojivě vysvětlena.

7.20. Vznik sluneční soustavy

Vznik sluneční soustavy je nesporně jednou z nejvýznamnějších otázek kosmogonie, žel dosud neuspokojivě rozřešených. Podrobný výčet a hodnocení jednotlivých, vědecky podložených, teorií by přesahoval zdaleka rámec nejen této kapitoly, ale celé knihy. Proto je výklad omezen jen na řadu stručných poznámek. Důležité skutečnosti, které musí teorie vzniku sluneční soustavy respektovat, jsou:

1. Dráhy planet jsou téměř kruhové, leží téměř v jedné rovině, smysl pohybu planet kolem Slunce je stejný a souhlasí se smyslem rotace Slunce samotného.

2. Velké poloosy a drah planet (včetně větších planetek) vyhovují přibližně vztahu

$$a_n = a_0 k^n, \quad (7.20.1)$$

kde $a_0 = 1 \text{ AU}$, $k = 1,85$ a n je pořadové číslo planety volené tak, že pro Zemi je $n = 0$, Merkur -2 , Venuše -1 , Mars $+1$ atd. Tento vztah se obvykle označuje jako Titiusova-Bodeova řada.

3. Většina přirozených satelitů planet se pohybuje kolem mateřské planety v málo výstředných drahách. Sklony těchto drah vzhledem k rovině ekliptiky jsou většinou malé.

4. Planety ve vnitřní oblasti soustavy (Merkur, Venuše, Země-Měsíc, Mars) mají větší hustotu a obsahují převážně těžké prvky. Tím se liší od Slunce. Naproti tomu vnější planety mají nízkou hustotu a relativní zastoupení prvků je přibližně stejné jako na Slunci. Planety podobné Zemi mají málo přirozených satelitů (celkem tři – Země jeden, Mars dva) a rotují pomalu. Vnější planety rotují rychle a mají velký počet satelitů.

5. Slunce představuje 99,87 % veškeré hmoty sluneční soustavy, avšak jen

Tabulka 7.15

Tlak vodíku, čpavku, metanu a poměr vodíku k uhlíku na vnějších planetách a dvou měsících.* (Podle Owena)

Objekt	H ₂	NH ₃	CH ₄	H/C
Jupiter	10 ³ m Pa	10 ³ m Pa	10 ³ m Pa	
Saturn	75 ± 15	12 ± 5	50 ± 15	3000 ± 300
Uran	75 ± 20	2 ± 1	60 ± 12	2500 ± 400
Neptun	450 ± 100	< 2,5	< 10 ⁴	< 100
Pluto	450 ± 100	—	> 10 ⁴	< 100
Titan	—	< 10	2?	—
Triton	5 ± 2,5	< 2,5	200 – 1600	6 – 50
Slunce	—	—	< 2?	—
				2700 ± 300

* V tabulce nejsou zachyceny příměsi C₂H₂, C₂H₄ a PH₃, jejichž relativní obsah je zatím určen velmi nespolehlivě.

0,54 % celkového momentu hybnosti soustavy (rozumí se $\sum mrv$) Planety, které obsahují pouze 0,135 % celkové hmoty soustavy, mají 99,46 % $\sum mrv$ (z čehož podstatný podíl připadá na Jupitera a Saturna).

Pozorovaná fakta uvedená pod 1. a 3. jasně mluví ve prospěch vzniku sluneční soustavy procesem, který nevyžaduje vnějších sil (tj. mimo soustavu). Takové byly i nejstarší známé teorie Kanta (1755) a Laplaceho (1796) založené na představě rotující zploštělé sluneční mlhoviny.

Paradox v rozdělení momentu hybnosti však vedl k teoriím, které vyžadují pro počátek sluneční soustavy náhodné blízké setkání Slunce s jinou hvězdou, která by nejen vyvolala na Slunci slapy, ale i vytrhla část hmoty ze Slunce, a předala tak vzniklému zárodku budoucích planet část své energie.

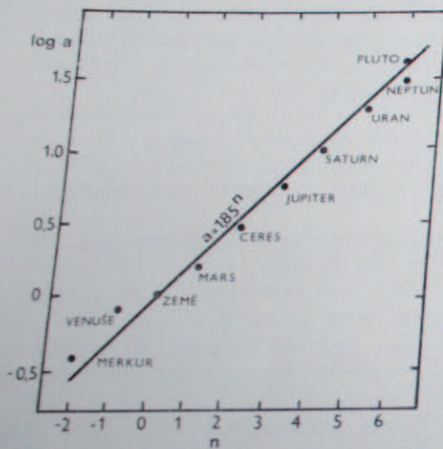
Ovšem takové setkání je velmi málo pravděpodobné, což by podstatně snížilo pravděpodobnost výskytu obdobných soustav jiných hvězd. Avšak dnes je známo několik hvězd z blízkého slunečního okolí, které zřejmě mají průvodce podobné planetám a zdá se, že soustavy alespoň vzdálené podobné sluneční soustavě jsou poměrně běžný případ.

Anomální rozložení momentu hybnosti zřejmě souvisí s tím, že původní sluneční mlhovina byla ionizována a magnetické pole zde sehrálo důležitou úlohu.

Většina hvězd, o kterých možno soudit, že jsou poměrně velmi mladé, tj. hvězdy O, B na hlavní posloupnosti, rotují velmi rychle. Hvězdy F až M, mezi kterými je velmi značné procento starých hvězd, rotují podstatně pomaleji. Tento rozdíl mezi mladými a starými hvězdnými objekty je zdánlivě nevysvětlitelný, neboť jakmile je hvězda izolovaná, je hodnota $\sum mrv$ konstantní.

Není ani žádný důvod, proč by hvězdy vznikající prakticky v současné době měly rotovat rychleji než hvězdy vzniklé před 10¹⁰ lety. Zpomalování rotace zřejmě nastává v určitém období po vzniku hvězdy. Je třeba si uvědomit, že vznikající hvězda v období před dosažením hlavní posloupnosti diagramu spektrum-svitivost je prostoupena rozsáhlými konvektivními proudy. Jsou to proudy ionizované hmoty, plazmatu, které nutně vytvoří magnetická pole. Tato pole jsou zamrzlá do proudící hmoty a současně absorbují část celkové pohybové energie hvězdy, tedy i jistý zlomek energie „ukryté“ v rotaci smršťující se hvězdy. Tím se část momentu hybnosti přenáší do vnějších oblastí prvotní mlhoviny, která ještě těsně obepíná hvězdu a je vlastně její součástí. Vlastní rotace hvězdy se zpomaluje, ale moment hybnosti obklopující mlhoviny zůstává stejný nebo se zvyšuje. V současné době rotuje sluneční rovník rychlostí 2 km s⁻¹. Kdyby však Slunce mělo moment hybnosti srovnatelný s momentem hybnosti Jupitera, pak by bod na slunečním rovníku postupoval rychlostí přibližně 370 km s⁻¹, tedy Slunce by rotovalo podstatně rychleji. Mladé hvězdy skutečně rotují rychlostmi 100–400 km s⁻¹. Rychle rotující hvězda je silně zploštělá a přenos momentu hybnosti magnetohydrodynamickou cestou do okolní mlhoviny vytvoří velmi plochý plynný rychle rotující disk. Nestability v plynném disku (víry) mohou být pak příčinou dalšího rozpadání chladnoucí mlhoviny na zárodky jednotlivých větších těles.

Moment hybnosti získává protohvězda z diferenciální rotace Galaxie. Částice v oblaku blíže ke galaktickému centru mají jinou postupnou rychlost, než částice od galaktického centra vzdálenější. Jestliže poloměr protohvězdného oblaku ve vzdálenosti 10 Kpc od centra Galaxie je na počátku kontrakce $0,1 \text{ pc} \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ m}$ a zachovávali se moment hybnosti, pak po smrštění oblaku na poloměr Slunce, tj. $7 \cdot 10^8 \text{ m}$ bude perioda jeho rotace 2 hodiny.



Obr. 7.25. Grafické znázornění Titiusovy-Bodeovy řady. Plně vytažená čára vyhovuje vztahu $\log a = n \log 1,85$, kde n je celé číslo, vyjadřující pořadí planety (viz text). Vzdálenost a je vyjádřena v astronomických jednotkách. Planety Neptun a Pluto se považují za dvojpλανety, a proto pro obě platí $n = 6$. Body vyznačují skutečnou střední hodnotu $\log a$. Jsou i jiné formulace Titiusovy-Bodeovy řady, např. $a = 0,4 + 0,3 \cdot 2^n$, kde pro Merkur je $n = -\infty$ (Venuše $n = 0$; Země $n = 1, \dots$).

Podle dosavadních představ o vzniku hvězd v asociacích lze předpokládat, že i Slunce bylo členem podobné, dnes však již dávno rozpadlé, hvězdné skupiny, vzniklé smrštěním mezihvězdného oblaku o hmotnosti $10^3 M_{\odot}$. Jednotlivé hvězdy vznikly z jednotlivých zhuštění protohvězd v oblaku, pro které byla splněna Jeansova podmínka gravitační nestability (viz kap. 5.13). Aby tato podmínka byla splněna, nesmí být poloměr protohvězdy větší než dvojnásobek poloměru R homogenní plyně koule daný vztahem

$$R = 4 \cdot 10^{-15} \frac{M\mu}{T}, \quad (7.20.2)$$

kde T je teplota plynu, M hmotnost koule, μ střední molekulová hmotnost. Pro protohvězdu o hmotnosti Slunce $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ a při teplotě plynu $T = 10 \text{ K}$ je $R \sim 1,6 \cdot 10^{15} \text{ m} \sim 0,05 \text{ pc}$. Hustota takové protohvězdy je $10^{-16} \text{ kg m}^{-3}$, tedy je to hustota prachoplynové mlhoviny, jakou je např. známá mlhovina v Orionu.

Postupným smršťováním protohvězdy vzniklo vlastní Slunce, obklopené sluneční mlhovinou, ze které dále vznikala jednotlivá tělesa sluneční soustavy. Minimální hustota pro gravitačně nestabilní oblak protoplanety (planetesimalu), ze které

by vznikla planeta o hmotnosti Jupitera, je při teplotě $T = 10 \text{ K}$ přibližně $10^{-8} \text{ kg m}^{-3}$. Aby však planetesimal byl odolný proti účinkům slapových sil Slunce, musí jeho hustota ρ vyhovovat vztahu

$$\rho \geq 2 \cdot 10^{-3} r^{-3} \text{ [kg m}^{-3}\text{]}, \quad (7.20.3)$$

kde r je heliocentrická vzdálenost vyjádřená v astronomických jednotkách. Z toho plyne minimální hustota planetesimalu na astronomických jednotkách. Z toho plyne, že aby planetesimal byl odolný proti účinkům slapových sil Slunce, musí jeho hustota ρ vyhovovat vztahu (7.20.3). Aby však planetesimal byl odolný proti účinkům slapových sil Slunce, musí jeho hustota ρ vyhovovat vztahu (7.20.3). Aby však planetesimal byl odolný proti účinkům slapových sil Slunce, musí jeho hustota ρ vyhovovat vztahu (7.20.3).

Hmota, ze které vznikly planety nepochází ze samotného Slunce. Svědčí o tom skutečnost, že např. meteority obsahují ze samotného Slunce. Svědčí o tom lithia než Slunce. Obsah tohoto prvku byl snížen jadernými reakcemi již v mladém Slunci na 1 % původního množství. Slunce i sluneční mlhovina vznikly téměř současně a od počáteční fáze vzniku Slunce až do závěrečného formování planet hornin je tedy stáří Slunce i celé sluneční soustavy (4,55 ± 0,05) · 10⁹ let.

Vznik vnitřních planet probíhal velmi pravděpodobně v období, kdy sluneční mlhovina byla poměrně chladná. Je totiž zřejmé, že řada větších těles nebyla v tezné míře i Země a Venuše. Vnitřní část původní sluneční mlhoviny sice byla dosti teplá, aby při postupné kondenzaci se vytratil z jednotlivých kondenzátů lehké prvky, avšak teplota nebyla tak vysoká, aby velký vzniklý celek byl tekutý. Vnitřní planety mají relativní nedostatek vodíku a jeho sloučenin, které se zřejmě při formování těchto planet kondenzace zúčastnily v malé míře. Teplota vnější části mlhoviny byla však již tak nízká, že při vytvoření velkých planet vodík a jeho sloučeniny nevyprchaly, ale naopak dnes dominují v chemickém složení Jupitera, Saturna a dalších vzdálených planet. Není bez zajímavosti, že celkový obsah těžkých prvků na Jupiteru a Saturnu je srovnatelný (co do hmotnosti) s hmotností planet, jako je Země nebo Venuše. Rozdíl v chemickém složení vnějších planet možno tedy připisat na vrub rozdělení teploty a rychlosti chladnutí v původní mlhovině. Toto je ovšem jen hrubý popis možných procesů počátku sluneční soustavy. Nicméně je zřejmé, že původní Kantova a Laplaceova myšlenka o původu sluneční soustavy se objevuje, ovšem v pozměněné formě, i v moderních teoriích.

Naznačený proces napovídá, že vytváření planetárních systémů je přirozenou součástí vývoje hvězdy, i když snad nemusí vždy dojít ke vzniku planet podobných Zemi.

Že mladé hvězdy jsou obklopeny mlhovinami patrně diskovitého tvaru, bylo pozorováno nejméně v jednom případě (VY CMa). Polarizace světla a infračervený exces ve spektrech některých hvězd prozrazuje přítomnost prachového oblaku v jejich těsné blízkosti. Nelze tedy pochybovat o tom, že cirkumstelární mlhoviny existují a že mohou být u mladých hvězd stavebním materiálem budoucích planet.

Jak se zdá, je téměř jisté, že mlhovina obklopující mladé Slunce před 4,5 miliardami let byla prostředím, ve kterém se zrodily planety. Vlastní proces zrodu planet, jakož i význam Titius-Bodeovy řady není uspokojivě objasněn.

Astrometrická měření podle některých autorů dokazují existenci těles podobných planetám, obíhajících kolem hvězd. Přímých důkazů je několik. Z 55 známých hvězd ve slunečním okolí do vzdálenosti pěti parsek je 9 dvojhvězd a 6 tvoří dva systémy o třech složkách (α Centauri, θ^2 Eridani). Do vzdálenosti dvaceti parsek je známo několik set dvojhvězd. Zdá se, že dvojhvězdy jsou mnohem čtenější než hvězdy jednotlivé.

Jestliže pravděpodobnost vzniku dvou velkých těles je tak velká, pak nejméně stejně pravděpodobný je vznik hvězdy provázené velmi malými tělesy. Klasickým příkladem je Barnardova hvězda o hmotnosti asi $0,1 M_{\odot}$ s největším ročním vlastním pohybem (viz kapitola 6.6). Z nepravidelnosti vlastního pohybu van de Kamp a Dennison již před více než 25 lety usoudili, že tato hvězda je provázena průvodcem o hmotnosti $0,0015 M_{\odot}$, tedy 1,5 hmoty planety Jupitera. Jiný příklad je hvězda 61 Cygni, která podle van de Kampa má průvodce s hmotností $0,008 M_{\odot}$, obíhající kolem centrální hvězdy jednou za 4,8 let. U hvězdy Lalande 21185 se na základě astrometrických měření předpokládá průvodce s hmotností $0,01 M_{\odot}$ s dobou oběhu přibližně 8 let.

Všechny tyto případy se týkají toliko několika blízkých hvězd, kdy nepravidelnosti v jejich vlastním pohybu jsou zjištělné a je jisté, že průvodce s hmotností menší než několik tisíců hmotností Slunce současnými, běžně užívanými astronomickými metodami nelze odhalit.

Je nepravděpodobné, že by tyto příklady byly nějakou výjimkou a nutno počítat s tím, že v naší Galaxii je obrovské množství hvězd s planetami podobnými planetě Jupiter a patrně i planetami podobnými naší Zemi.

Dlužno však poznamenat, že byla vznesena i kritika těchto předpokladů. Výše uvedené závěry o planetárních průvodcích blízkých hvězd jsou sice založené na dlouholetých astrometrických měřeních, avšak rozptyl jednotlivých měření je velký a směrodatná odchylka je mnohem větší než hledané periodické změny ve vlastním pohybu hvězdy.

Ať již budoucí, mnohem přesnější, měření potvrdí či vyvrátí dosavadní představy o malých neviditelných průvodcích blízkých hvězd, zdá se téměř jisté, že planetární soustava, podobná rodině planet Slunce, není v Galaxii ojedinělá. Hvězdy s planetami nepochybně existují. Můžeme s jistotou předpokládat, že na velkém počtu těchto těles existuje jistá forma života, i když toto tvrzení patrně nikdy nebude možné pozorováním prokázat. Přesvědčivým důkazem o existenci života v Galaxii by bylo spojení s inteligentními bytostmi v jiných planetárních soustavách. Avšak pravděpodobnost, že existuje obydlená planeta naší odpovídající nebo dokonce vyšší civilizací, je velmi malá. Období civilizace, která by byla schopna komunikovat na mezihvězdné vzdálenosti, je z hlediska časové škály vývoje hvězdy na hlavní posloupnosti jen krátkou epizodou.

SEZNAM SOUHVĚZDÍ

Latinský název	Druhý pád	Zkratka	Český název
Andromeda	Andromedae		Andromeda
Antlia	Antliae	And	Vývěva
Apus	Apodis	Ant	Rajka
Aquarius	Aquarii	Aps	Vodňář
Aquila	Aquilae	Aqr	Orel
Ara	Arae	Aql	Oltář
Aries	Arietis	Ara	Beran
Auriga	Aurigae	Ari	Vozka
Bootes	Bootis	Aur	Bootes
Caelum	Caeli	Boo	Rydló
Camelopardalis	Camelopardalis	Cae	Žirafa
Cancer	Canceri	Cam	Rak
Canes venatici	Canum venaticorum	Cnc	Honici psi
Canis major	Canis majoris	CVn	Velký pes
Canis minor	Canis minoris	CMa	Malý pes
Capricornus	Capricorni	CMi	Kozorožec
Carina	Carinae	Cap	Kyl lodní
Cassiopeia	Cassiopeiae	Car	Kasiopeja
Centaurus	Centauri	Cas	Kentaur
Cepheus	Cephei	Cen	Cefeus
Cetus	Ceti	Cep	Velryba
Chamaeleon	Chamaeleontis	Cet	Chameleon
Circinus	Circini	Cha	Kružítko
Columba	Columbae	Cir	Holubice
Coma Berenices	Comae Berenices	Col	Vlas Bereničin
Corona Australis	Coronae Australis	Com	Jižní koruna
Corona Borealis	Coronae Borealis	CrA	Severní koruna
Corvus	Corvi	CrB	Havran
Crater	Crateri	Crv	Pohár

Seznam souhvězdí (pokračování)

Latinský název	Druhý pád	Zkratka	Český název
Crux	Crucis	Cru	Kříž
Cygnus	Cygni	Cyg	Labuť
Delphinus	Delphini	Del	Delfin
Dorado	Doradus	Dor	Mečoun
Draco	Draconis	Dra	Drak
Equuleus	Equulei	Equ	Koniček
Eridanus	Eridani	Eri	Eridanus
Fornax	Fornacis	For	Pec
Gemini	Geminorum	Gem	Bliženci
Grus	Gruis	Gru	Jeřáb
Hercules	Herculis	Her	Herkules
Horologium	Horologii	Hor	Hodiny
Hydra	Hydrae	Hya	Vodní had
Hydrus	Hydri	Hya	Malý vodní had
Indus	Indi	Ind	Indián
Lacerta	Lacertae	Lac	Ještěrka
Leo	Leonis	Leo	Lev
Leo minor	Leonis minoris	LMi	Malý lev
Lepus	Leporis	Lep	Zajíc
Libra	Librae	Lib	Váhy
Lupus	Lupi	Lup	Vlk
Lynx	Lyncis	Lyn	Rys
Lyra	Lyrae	Lyr	Lyra
Mensa	Mensae	Men	Tabulová hora
Microscopium	Microscopii	Mic	Drobnohled
Monoceros	Monocerotis	Mon	Jednorožec
Musca	Muscae	Mus	Moucha
Norma	Normae	Nor	Pravitko
Octans	Octantis	Oct	Oktant
Ophiuchus	Ophiuchi	Oph	Hadonoš
Orion	Orionis	Ori	Orion
Pavo	Pavonis	Pav	Páv
Pegasus	Pegasi	Peg	Pegas
Perseus	Persei	Per	Perseus
Phoenix	Pheoniceis	Phe	Fénix
Pictor	Pictoris	Pic	Malif
Pisces	Piscium	Psc	Ryby
Piscis austrinus	Piscis austrini	PsA	Jižní ryba
Puppis	Puppis	Pup	Lodní záď
Pyxis	Pyxidis	Pyx	Kompas
Reticulum	Reticuli	Ret	Šif
Sagitta	Sagittae	Sge	Šíp
Sagittarius	Sagittarii	Sgr	štřelec
Scorpius	Scorpii	Sco	Štír
Sculptor	Sculptoris	Scl	Sochaf

Seznam souhvězdí (pokračování)

Latinský název	Druhý pád	Zkratka	Český název
Scutum	Scuti	Scr	Štit
Serpens	Serpentis	Ser	Had
Sextans	Sextantis	Sex	Sextant
Taurus	Tauri	Tau	Byk
Telescopium	Telescopii	Tel	Dalekohled
Triangulum	Trianguli	Tri	Trojúhelník
Triangulum australe	Trianguli australis	TrA	Trojúhelník
Tucana	Tucanae	Tuc	Tukan
Ursa maior	Ursae maioris	UMa	Velký medvěd
Ursa minor	Ursae minoris	UMi	Malý medvěd
Vela	Velorum	Vel	Plachty
Virgo	Virginis	Vir	Panna
Volans	Volantis	Vol	Létající ryba
Vulpecula	Vulpeculae	Vul	Liška

NÁZVY NĚKTERÝCH JASNÝCH HVĚZD

Název	Označení	1950	
		α	δ
Achernar	α Eri	1 ^h 36 ^m	-57°29'
Alamak	γ And	2 01	+42 05
Albireo	β Cyg	19 29	+27 51
Alcor	80 UMa	13 23	+55 15
Acyone	η Tau	3 45	+23 57
Aldebaran	α Tau	4 33	+16 25
Aigol	β Per	3 05	+40 46
Altair	α Aql	19 48	+ 8 44
Antares	α Sco	16 26	-26 19
Arcturus	α Boo	14 13	+19 27
Bellatrix	γ Ori	5 22	+ 6 18
Benetnash	η UMa	13 46	+49 34
Beteigeuse	α Ori	5 52	+ 7 24
Canopus	α Car	6 21	-52 40
Capella	α Aur	5 13	+45 57
Castor	α Gem	7 31	+32 00
Cor Caroli	α CVn	12 54	+38 35
Deneb	α Cyg	20 40	+45 06
Deneboia	β Leo	11 47	+14 51
Dubhe	α UMa	11 01	+62 01
Fomalhaut	α PsA	22 55	-29 53
Gemma	α CrB	15 33	+26 53
Kochab	β UMi	14 51	+74 22
Mira	σ Cet	2 17	- 3 12
Mizar	ζ UMa	13 22	+55 11
Pleione	28 Tau	3 46	+23 59
Polaris	α UMi	1 49	+89 02
Pollux	β Gem	7 42	-28 09

Názvy některých jasných hvězd (pokračování)

Název	Označení	1950	
		α	δ
Procyon			
Regulus			
Rigel	α CMi		
Sirius	α Leo		
Spica	β Ori	7 37	
Vega	α CMa	10 06	+ 5 21
	α Vir	5 12	+12 13
	α Lyr	6 43	- 8 15
		13 23	-16 39
		18 35	-10 54
			+38 44