

Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

Zdeněk Mikulášek, Jiří Krtička

Fyzika horkých hvězd

Skripta

Brno 2007

Skripta nově zavedeného specializovaného předmětu určeného všem zájemcům o problematiku výzkumu horkých hvězd. Revize textu 18.2.2007

1 Úvod.....	4
1.1 Proč zrovna fyzika horkých hvězd?	4
1.2 Definice horkých hvězd.....	4
1.3 Charakteristiky různých typů horkých hvězd a jejich vývojový status.....	5
1.3.1 (Herbigovy) Ae/Be hvězdy	7
1.3.2 Horké hvězdy hlavní posloupnosti	7
1.3.3 Proměnné typu δ Scuti	9
1.3.4 Proměnné typu β Cephei	11
1.3.5 B[e] hvězdy	11
1.3.6 Obří a veleobří populace I.....	12
1.3.7 Zařivé modré proměnné hvězdy.....	13
1.3.8 Wolfovy-Rayetovy hvězdy	13
1.3.9 Horcí podtrpaslíci	14
1.3.10 Jádra planetárních mlhovin	14
1.3.11 Bílí trpaslíci	14
1.3.12 Proměnné typu ZZ Ceti	15
1.3.13 Horizontální větev obrů populace II.....	15
1.3.14 Proměnné typu RR Lyrae	16
1.3.15 Modří opozdilci (blue stragglers).....	17
1.3.16 První hvězdy ve vesmíru	17
2 Stavba a vývoj hvězd a dvojhvězd.....	18
2.1 Obecné vlastnosti hvězdného vývoje	18
2.2 Před vstupem na hlavní posloupnost.....	19
2.3 Hvězdy hlavní posloupnosti.....	19
2.3.1 Délka fáze hvězdy hlavní posloupnosti.....	20
2.3.2 Protonově-protonový řetězec a CNO cyklus.....	21
2.3.3 Vývoj hvězd na hlavní posloupnosti	22
2.4 Obří a veleobří.....	24
2.4.1 Slupkové hoření vodíku	24
2.4.2 Hoření hélia a dalších prvků, vznik jader planetárních mlhovin.....	24
2.5 Vznik a vývoj bílých trpaslíků	25
2.6 Vývoj dvojhvězd	26
2.6.1 Klasifikace dvojhvězd	26
2.6.2 Vývoj těsných dvojhvězd	26
3 Horké hvězdy v galaxiích	29
3.1 Zastoupení horkých hvězd ve hvězdné populaci	29
3.2 Výskyt horkých hvězd v Galaxii	29
3.2.1 Asociace OB.....	30
3.2.2 Otevřené hvězdokupy.....	30
3.2.3 Horké hvězdy populace II	31
3.3 Horké hvězdy v jiných galaxiích.....	31

3.4	Horké hvězdy a mezihvězdná látka	32
3.4.1	Oblasti ionizovaného vodíku a jejich záření	32
3.4.2	Planetární mlhoviny	33
9	Chemicky pekuliární hvězdy	70
9.1	Úvod.....	70
9.2	Stručná historie výzkumu CP hvězd	70
9.2.1	α^2 CVn – prototyp pekuliárních hvězd	70
9.2.2	Cesta k modelu skloněného rotátoru	71
9.2.3	Spektrální klasifikace	71
9.3	Příčiny spektrální anomálie.....	72
9.3.1	Současná klasifikace CP hvězd	73
9.3.2	Proměnnost CP hvězd	74
9.3.3	Původ chemické anomálie.....	75
9.3.4	Původ magnetického pole	75
	Charakteristiky CP hvězd a metody jejich určování	75
9.4	Spektrální charakteristiky, abundance	76
9.4.1	Pořizování a zpracování spekter	76
9.4.2	Identifikace spektrálních čar	76
9.4.3	Abundance, modely atmosfér.....	77
9.5	Fotometrie CP hvězd.....	77
9.5.1	Fotometrie CP hvězd ve standardních systémech	78
9.5.2	Absolutní spektrofotometrie (monochromatická fotometrie)	78
9.5.3	Maitzenův index Δa	79
9.6	Rotace	79
9.6.1	Periody rotace.....	79
9.6.2	Projekce rotační rychlosti.....	80
9.6.3	Aplikace a testování modelu šikmého rotátoru	80
9.6.4	Poloměry CP hvězd.....	81
9.7	Magnetické pole a jeho změny	81
9.7.1	Zeemanův jev	81
9.7.2	Efektivní magnetické pole.....	82
9.7.3	Zeemanův analyzátor	82
9.7.4	Vodíkový magnetometr.....	83
9.7.5	Povrchové magnetické pole	83
9.7.6	Povaha magnetického pole.....	83
9.8	Spektroskopická proměnnost, rozložení prvků po povrchu	84
9.8.1	Mapování rozložení prvků (dopplerovské zobrazování, tomografie)	84
9.9	Fotometrická proměnnost,	84
9.9.1	Rychlá proměnnost CP2 hvězd	85
9.10	Vývojový status CP hvězd	86
9.10.1	Poloha CP hvězd v HR diagramech a jeho náhradách	86

1 Úvod

1.1 Proč zrovna fyzika *horkých* hvězd?

Studium horkých hvězd je výzkumným záměrem skupiny, k níž se počítá většina astrofyziků Ústavu teoretické fyziky a astrofyziky PřF MU v Brně, jmenovitě pak Jiří Krtička, Zdeněk Mikulášek, Jan Janík, Viktor Votruba a Miloslav Zejda. Fyzika horkých hvězd má v Česku a na Slovensku letitou tradici, je s kým spolupracovat. Na Astronomickém ústavu AV ČR v Ondřejově se horkými hvězdami zabývá Jiří Kubát, Adéla Kawka, Pavel Koubský, Daniela Korčáková a Stanislav Štefl, na AsÚ v Praze pak Jan Palouš, Soňa Ehlerová, Bruno Jungwirth a další. Na Astronomickém ústavu Univerzity Karlovy v Praze Petr Harmanec, Marek Wolf a Pavel Mayer. Na Astronomickém ústavu AV SAV v Tatranské Lomnici v této oblasti spolupracujeme zejména s Jurajem Zverkem, Jozefem Žižňovským, Jánem Budajem, Ladislavem Hricem, Augustinem Skopalem, Drahomírem Chocholem, Theodorem Pribullou a Martinem Vaňkem.

Projekt výzkumu horkých hvězd tak zachycuje hlavní směr výzkumu v oblasti stelární astronomie. Je proto logické, že i bakalářské, diplomové a disertační práce na zdejší univerzitě budou na problematiku výzkumu horkých hvězd a dvojhvězd s horkými komponentami přednostně zaměřeny.

1.2 Definice horkých hvězd

Proč vůbec zavádíme pojem horkých hvězd, a co je jeho obsahem? Dříve se hvězdy dělily na hvězdy *rané* (early) a *pozdní* (late), přičemž dělící čáru tu tvořilo naše Slunce. Terminologie vyplývala z dnes již překonané představy hvězdného vývoje, kdy hvězda na scénu vstupovala jako horký objekt, který postupem času chladnul. Hvězdy teplejší než Slunce, tedy hvězdy rané, by tak měly být mladší než Slunce, zatímco chladnější, pozdní typy hvězd se již dostaly do pokročilejšího stadia vývoje, než v jakém se dnes nachází Slunce. Teď se této klasifikace přidružuje spektroskopie, i když je jasné, nikdo nepochybuje, že vývoj hvězd probíhá zcela jinak.

Dělení na horké a chladné hvězdy v zásadě vychází z kvantitativních a kvalitativních charakteristik, zejména pak vnějšího chování hvězdy. Hvězda je charakterizována zejména svou hmotností M , zářivým výkonem L , poloměrem fotosféry, neboli té části svrchních částí hvězdy, odkud vychází podstatná část hvězdného světla, R , povrchovým gravitačním zrychlením g a efektivní teplotou T_{ef} . Mezi těmito charakteristikami přitom platí převodní vztahy, např.:

$$L = \sigma T_{\text{ef}}^4 4\pi R^2, \quad g = \kappa \frac{M}{R^2},$$

kde σ je Stefanova konstanta, $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$, κ je gravitační konstanta, $\kappa = 6,6742 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$.

Rozdělení hvězd na horké a chladné přitom lze provést různě, v závislosti na tom, na které vlastnosti hvězd se zaměříme. Hranici lze ovšem vést i zcela uměle, například postulováním dělící efektivní teploty. Nicméně přesto by bylo žádoucí, kdyby ono dělení odráželo nějaký rys, v němž se od sebe chladné a horké hvězdy liší kvalitativně. Vzhledem k tomu, že veškerá diag-

nostika hvězd se opírá o rozbor záření vycházející z vnějších vrstev hvězdy, zdá se být nejpřirozenější poohlédnout se po nějakých charakteristikách, týkajících se vnějších vrstev hvězd.

Oním kritériem může být existence či neexistence hvězdné aktivity slunečního typu, speciálně pak výskyt aktivních oblastí v povrchových vrstvách hvězdy, které jsou podmíněny generací a následným rozpadem lokálních magnetických polí. S tím vším dále souvisí výskyt chromosfér, korón slunečního typu a všech běžných, více či méně přechodných či krátkodobých projevů hvězdné aktivity jako jsou fotosférické skvrny, erupce a protuberance a konečně i všeobecně pomalejší rotace chladných hvězd. Tyto vlastnosti jsou charakteristické pro chladné hvězdy, zatímco pro hvězdy horké jsou typické klidné atmosféry, výskyt stabilních globálních magnetických polí a nejrůznější projevy pomalých procesů zářivé difúze, vedoucí až k jevu chemicky peculiárních hvězd či zářením urychlovaných hvězdných větrů.

Ukazuje se, že je to právě efektivní teplota, která hraje určující roli nejen ve stavu hvězdných atmosfér, ale i ve stavu podpovrchových vrstev, které nejsou přístupny přímému pozorování. Na teplotě hvězdy pak závisí zejména, zda se tok energie proudící z nitra hvězdy do prostoru v subfotosférických vrstvách bude přenášet převážně zářením (teplejší hvězdy) nebo spíše konvekcí (hvězdy typu Slunce a chladnější). U hvězd, kde se v malé průhlednosti částečně ionizovaného hvězdného vodíku přenáší energie konvekcí, jsou vnější vrstvy v pohybu, v jehož důsledku se tam generují mohutná lokální magnetická pole a v atmosféře hvězdy sledujeme celou řadu projevů hvězdné aktivity.

Rozhraní mezi těmito tzv. horkými a chladnými hvězdami je poměrně ostré, probíhá zhruba u spektrálního typu F2, čili kolem efektivní teploty 7000 K. Slunce je tak počítáno mezi chladné hvězdy, Sírius, Deneb a Vega jsou pak představiteli horkých hvězd. Ve spektrální klasifikaci zasahuje oblast horkých hvězd do spektrálních typů WR (WN3-8 a WC 5-9), O (O3-9.5), B (B0-9.5), A (A0-9) a zčásti F (F0-2). Hranici 7000 K lze ztotožnit s barevným indexem ($B-V$) cca +0,35 mag.

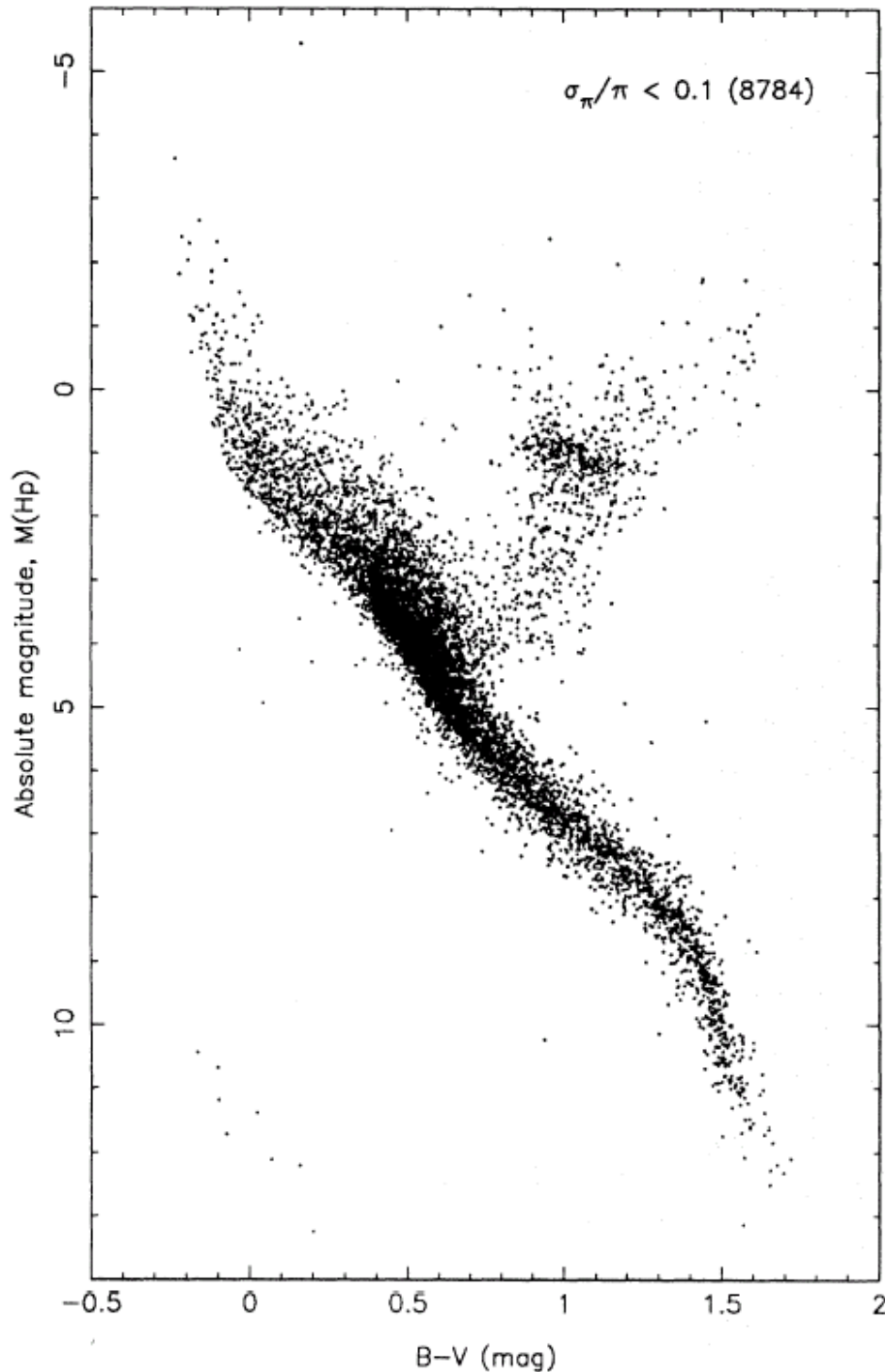
1.3 Charakteristiky různých typů horkých hvězd a jejich vývojový status

Horkých hvězd je ve srovnání s hvězdami chladnými ve vzorku nejbližších hvězd nepoměrně méně, což názorně dokládá třeba Hertzsprungův-Russellův (H-R) diagram hvězd z bezprostředního okolí Slunce získaný družicí Hipparcos. Na diagramu je patrné, že nejvíce horkých hvězd nacházíme v oblasti různě vyvinutých *hvězd hlavní posloupnosti* populace I, dále jsou tu patrní *bílé trpaslice* vytvářející jistou posloupnost v oblasti nízkých poloměrů. Na diagramu je pouze jediný *veleobraného spektrálního typu* a je tu náznak *horizontální větve* hvězd populace II.

Z důvodů malé četnosti způsobené krátkou dobou života zde zcela chybějí horcí podtrpaslice tzv. *héliové hlavní posloupnosti* (posunutá vůči běžné hlavní posloupnosti o jednu až dvě magnitudy směrem k nižším jasnostem), *Wolfovy-Rayetovy hvězdy* a *jádra planetárních mlhovin*, které se rovněž mezi horké hvězdy počítají.

Celkově lze říci, že horké hvězdy představují dosti nesourodou směsici hvězd s různou hmotností, stářím i předcházející historií. Celkový obraz dále komplikují horké složky těsných dvojhvězd, jejichž vlastnosti bývají občas drasticky dotčeny přenosem látky mezi komponentami.

Nicméně, pokud bychom studovali vzorek těch nejjasnějších hvězd na obloze, pak jsou tam horké hvězdy zastoupeny významnými dvěma pětinami.¹⁾ Vše je pochopitelně důsledek výběrového efektu, který v zastoupení hvězd na obloze silně zvýhodňuje hvězdy s vysokým zářivým výkonem. Podrobněji v podkapitole o výběrovém efektu.



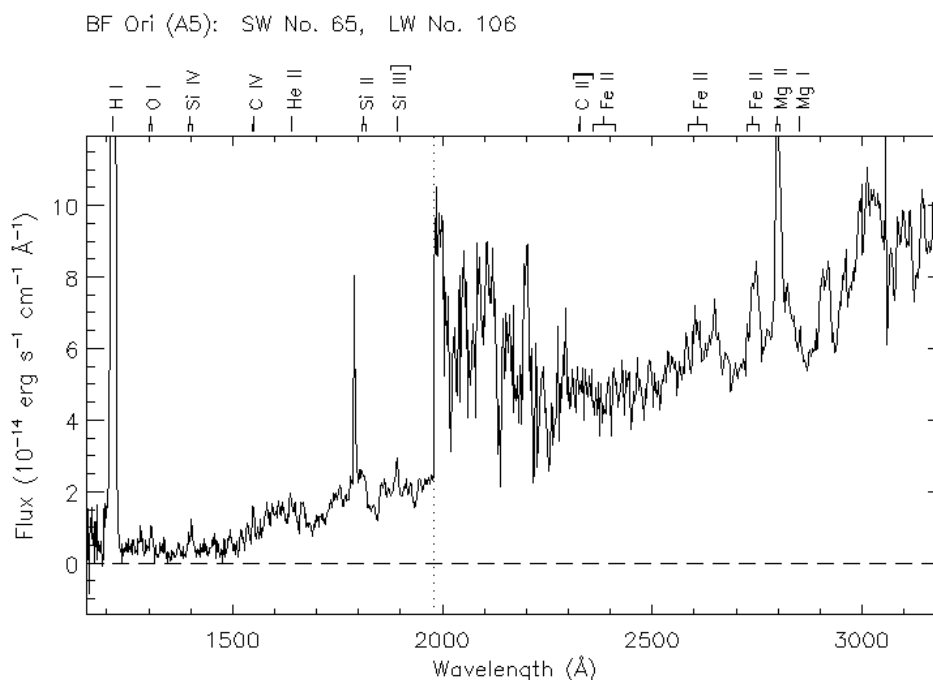
¹⁾ Tento fakt byl jedním z důvodů, proč se českoslovenští astronomové na studium horkých hvězd zaměřili. Chtěli-li totiž získat vlastní pozorovací materiál přístroji, které měli k dispozici, museli se nutně omezit na hvězdy s dostatečně velkou jasností.

Hvězdy a složky dvojhvězd se do oblasti horkých hvězd mohou dostat v různých stádiích svého vývoje. Vše závisí nejen na jejich počáteční hmotnosti dotyčných hvězd, ale i na obsahu těžších prvků a v případě složek dvojhvězd ještě na vlastnostech druhé složky a orbitálních charakteristikách soustavy.

V následujících podkapitolách je vždy uvedena stručná charakteristika příslušného typu horkých hvězd a jeho vývojový status, přičemž jednotlivé typy horkých hvězd jsou za sebou seřazeny podle pokročilosti stadia vývoje konkrétní hvězdy nebo hvězdné dvojice.

1.3.1 (Herbigovy) Ae/Be hvězdy

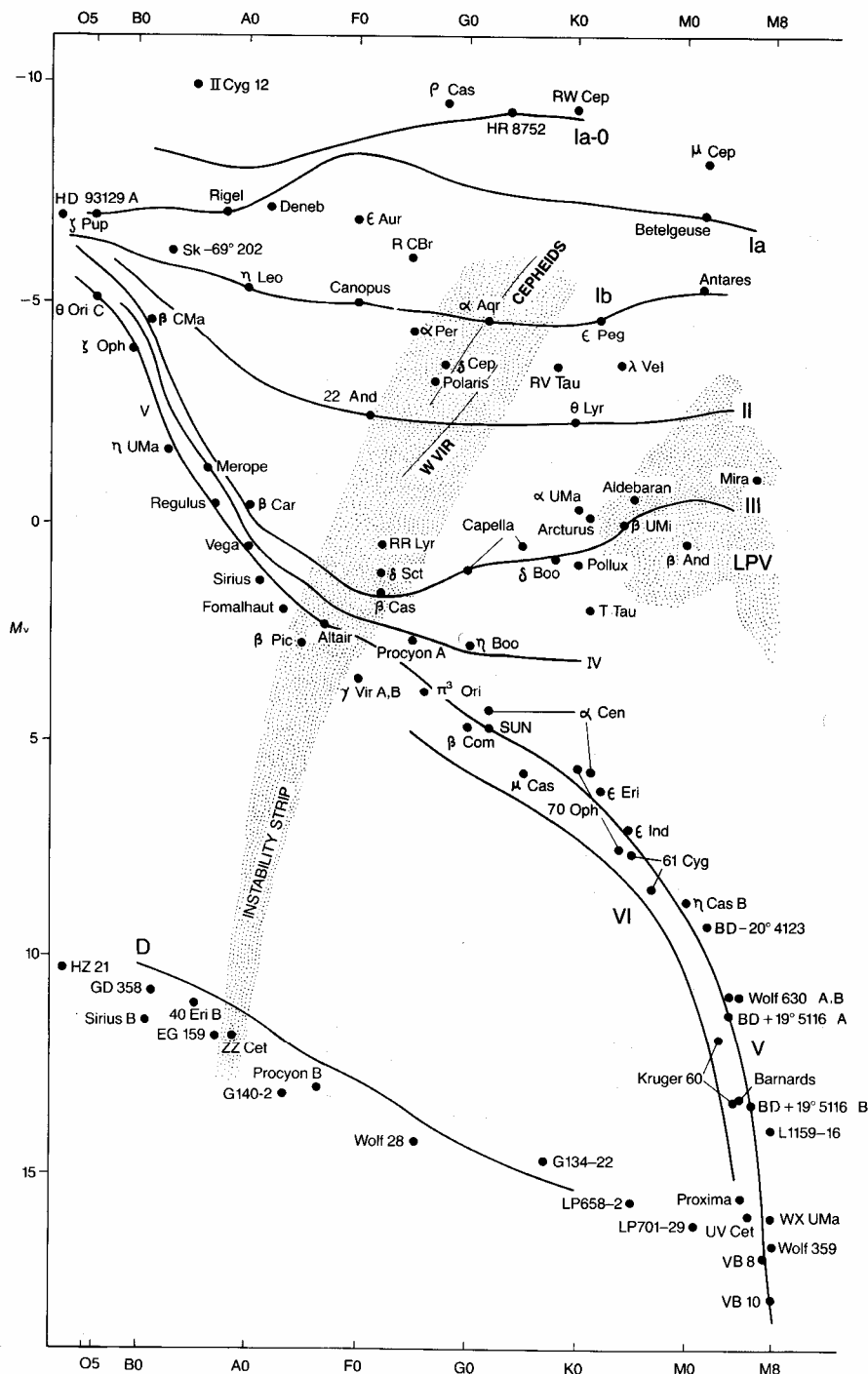
jsou poměrně vzácné nepravidelně proměnné hvězdy spektrálních tříd A a B, v jejichž spektrech nacházíme emisní čary vodíku a dalších prvků. Na HR diagramu nacházíme tyto hvězdy vpravo od hlavní posloupnosti – v oblasti tzv. podobrů. Jde o hvězdy o hmotnostech nad $1,5 M_{\odot}$, které jsou ve stadiu gravitačního smršťování, jež předchází vstupu hvězdy na hlavní posloupnost. Vývojově jsou to tedy analogie hvězd typu T Tauri (ty „pravé“ hvězdy typu T Tauri jsou ovšem chladné hvězdy spektrálního typu G a K). Hvězdy jsou to vzácné, neboť sama fáze Ae nebo Be hvězdy je z astronomického hlediska velice krátká, nejčastěji bývají nalézány v asociacích OB. Právě tam je také v roce 1960 objevil G. H. Herbig, po němž byly pojmenovány.



Ultrafialové spektrum relativně chladné Ae hvězdy BF Ori spektrálního typu A5 s velmi výraznými emisními čary vodíku ($L\alpha$) a řady těžších prvků.

1.3.2 Horké hvězdy hlavní posloupnosti

Mezi horkými hvězdami jsou nejpočetněji zastoupeny hvězdy hlavní posloupnosti o hmotnostech větších než cca $1,35 M_{\odot}$. Tyto hvězdy září takřka výhradně na účet energie uvolněné termionukleárními reakcemi, při nichž se v centrální části hvězdy postupně mění vodík na helium, a to nejčastěji prostřednictvím tzv. CNO cyklu. K vlastnímu jadernému hoření dochází ve středu konvektivně se promíchávajícího centrálního jádra, jehož chemické složení je prakticky homogenní. Jak patrné z HR diagramu, není hlavní posloupnost reprezentována absolutně tenkou čarou v ploše. Hvězdy se vyvíjejí – začínají jako hvězdy hlavní posloupnosti nulového stáří (ZAMS) a končí na konečné hlavní posloupnosti (TAMS).



Mezi jasné horké hvězdy hlavní posloupnosti do $m_v = 2,00$ mag patří Sirius (A1, $M_v = +1,43$ mag), Vega (A0, $+0,58$ mag), Achernar (B3, $-2,76$ mag), Altair (A7, $+2,21$ mag), Fomalhaut (A3, $+1,73$ mag), Regulus (B7, $-0,53$ mag), Alkaid (B3, $-0,59$ mag), delta Velorum (A1 $+0,02$ mag) a Castor (A1, $+0,99$ mag). Všimněte si, že standardně nebyvají absolutní hvězdné velikosti těchto hvězd nijak oslnivé, zde proti výběrovému efektu jde skutečnost, že s klesající teplotou zastoupení hvězd hlavní posloupnosti narůstá.

Charakteristiky hvězd hlavní posloupnosti jsou v prvním přiblížení určeny hmotností hvězdy, přičemž počáteční chemické složení (hlavně hmotnostní zastoupení těžších prvků Z), rota-

ce či stáří hvězdy jsou efekty druhého řádu. Následující tabulka uvádí střední hodnoty veličin pro vybrané spektrální typy.

Sp	T_{ef}/K	M/M_{\odot}	R/R_{\odot}	M_V/mag	$\log(L/L_{\odot})$	$\log(g/cm\ s^{-2})$	$\rho_s/kg\ m^{-3}$
O6	42 000	32	9,9	-5,4	5,4	3,95	47
O8	35 500	22	7,5	-4,8	4,9	4,00	73
B0	30 000	14,5	5,8	-4,0	4,4	4,05	100
B2	23 100	8,5	4,3	-2,4	3,7	4,10	150
B5	15 500	4,4	3,0	-1,2	2,7	4,10	230
A0	9 400	2,25	2,1	0,65	1,5	4,15	350
A5	8 000	1,85	1,85	1,95	1,2	4,20	420
F0	7 200	1,50	1,55	2,7	0,75	4,25	560
F5	6 450	1,35	1,40	3,5	0,50	4,25	660

Pro horké hvězdy hlavní posloupnosti zjevně platí, že se vzrůstající hmotností monotónně roste jejich střední efektivní teplota a poloměr, zatímco povrchové gravitační zrychlení g , stejně jako průměrná hustota hvězdy, s rostoucí hmotností klesají.

Horké hvězdy hlavní posloupnosti ve všeobecnosti poměrně rychle rotují. I v tom se výrazně liší od chladných hvězd hlavní posloupnosti, jejichž typická rotační rychlost je o řád i o dva řády nižší. Známe řadu horkých hvězd, jejichž ekvatoreální rotační rychlost se blíží kritické rychlosti, kdy se z rovníkových oblastí hvězdy začne rozstříkovat hmota do prostoru. Nejrychleji rotují hvězdy spektrálního typu B5-8V – průměr: 230 km/s. Od tohoto maxima rychlost klesá, pro hvězdy typu F5 dokazuje už je 30 km/s. Jistou výjimku mezi jinak rychle rotujícími horkými hvězdami představují chemicky pekuliární hvězdy všeho druhu, u nichž je pomalá rotace zřejmě i nutnou podmínkou k tomu, aby se u nich jev chemické anomálie svrchních vrstev hvězdy dostatečně rozvinul.

Pomalá rotace u chladnějších hvězd hlavní posloupnosti nejspíš souvisí se zvýšenou aktivitou hvězd, jejímž prostřednictvím se hvězda dostává do těsnějšího kontaktu s vnějším okolím, jemuž odevzdává část svého momentu hybnosti, a také s delší dobou života hvězdy v tomto stadiu – hvězda prostě má dostatek času, k tomu, aby se zabrzdila.

1.3.3 Proměnné typu δ Scuti

jsou radiálně i neradiálně pulzující hvězdy hlavní posloupnosti spektrálního typu A0 – F5. Nacházejí se v místech HR diagramu, kde pás pulzační nestability protíná hlavní posloupnost.

Světelné křivky proměnných hvězd typu δ Scuti mají amplitudy od 0,003 mag do 0,9 mag, periody změn jsou 0,01 až 0,2 dne. Tvar světelné křivky i amplituda se s časem obvykle silně mění. Je to důsledek skutečnosti, že se zde vedle sebe uplatňuje hned několik pulzačních period, hvězda pulzuje současně v několika modech. Vzhledem k tomu, že tyto periody se od sebe zpravidla příliš neliší, můžeme ve světelné křivce pozorovat rázy, období zvýšené amplitudy, někdy mohou světelné změny na čas vymizet.

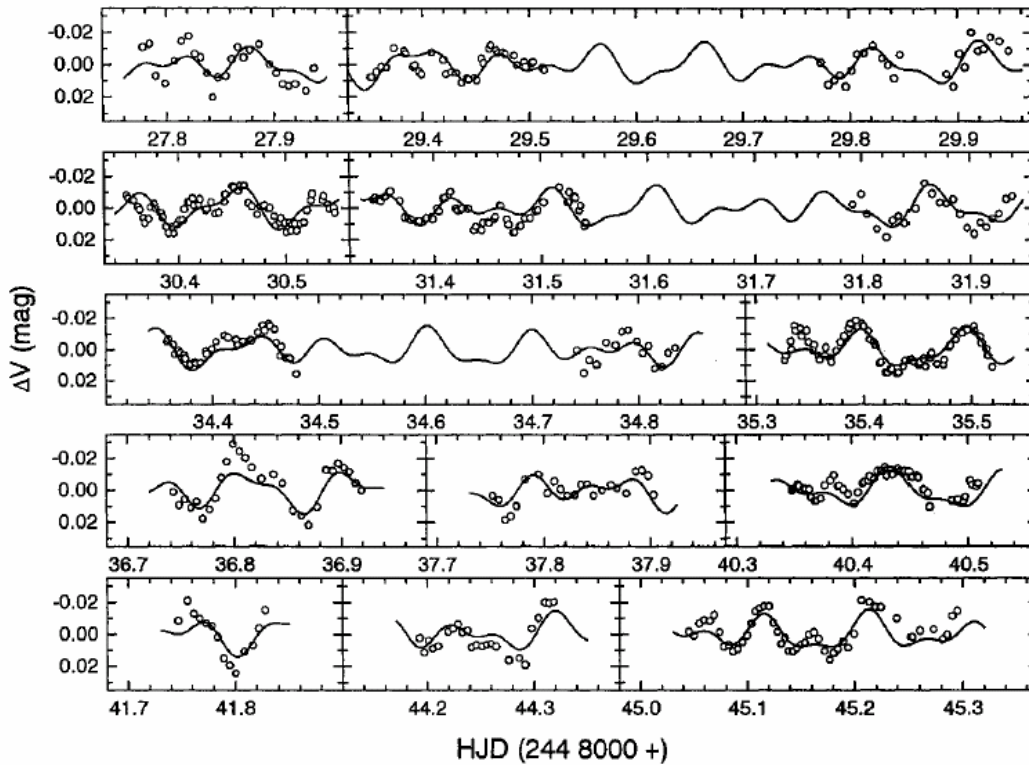
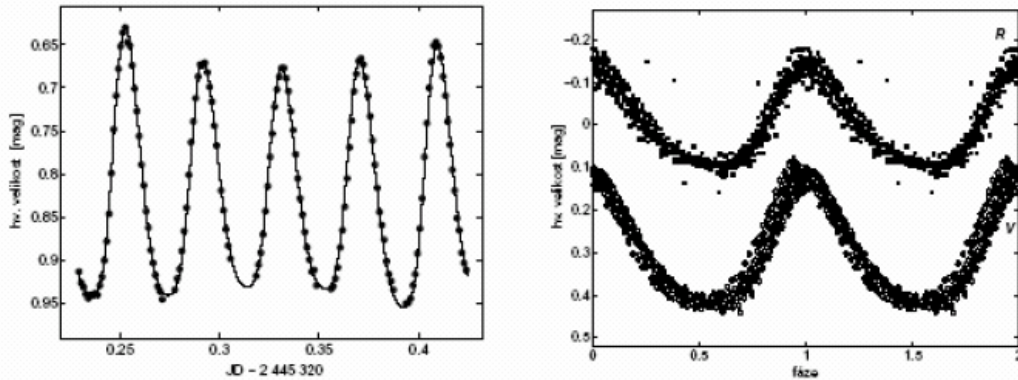
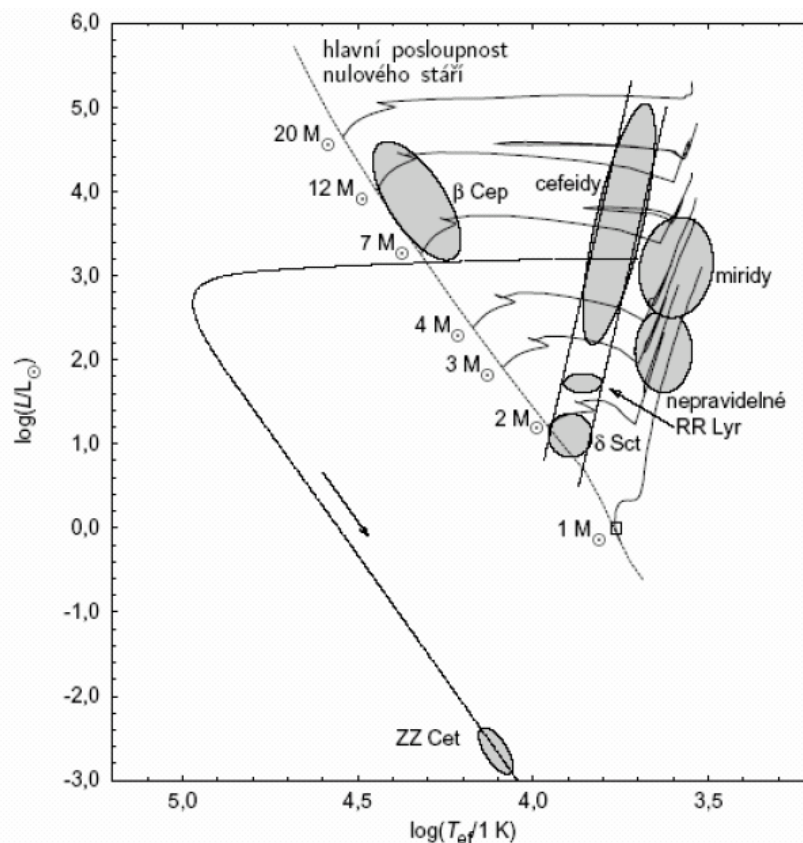


Fig. 1. Multisite photometry of 63 Her obtained on three continents during the 1990 campaign. ΔV is defined to be the magnitude difference (variable - comparison star) normalized to zero. The fit of the three-frequency solution derived in Sect. 3 is shown as a solid curve



Světelná křivka extrémně krátkoperiodické pulzující hvězdy BL Camelopardalis získaná během jediné noci! (a). Hvězda, jež zřejmě pulzuje ve dvou nesoudělných periodách s různou amplitudou světelných změn je proměnnou typu SX Phoenicis, který je novým podtypem hvězd typu multiperiodicky oscilujících hvězd typu δ Scuti. (b) Základní perioda BL Lac je 0,0390979777(37) dní (cca 58 minut). Vůči ní je vyneseno 1059 pozorování pořízených v 17 nocích v období listopad 2001 až březen 2005 fotometrickým dalekohledem Astronomického ústavu UK v Ondřejově ve filtru V a R (červený). Všimněte si, že amplituda světelných změn v červené barvě je menší než v barvě žlutozelené. Změny tvaru světelné křivky způsobené oscilacemi v druhé zmíněné periodě se projeví tak, že místo ostré spojitě fázové závislosti pozorujeme jistý víceméně rovnoměrně široký pás pozorování.



Poloha některých typů pulzujících proměnných hvězd populace I na HR diagramu vztažená k hlavní posloupnosti nulového stáří, kde jsou vyznačeny i hmotnosti hvězd. Mezi horké hvězdy se běžně počítají proměnné hvězdy typu δ Sct, β Cep, RR Lyr a pulsující bílé trpaslíci typu ZZ Cet.

1.3.4 Proměnné typu β Cephei

jsou pulzující horké hvězdy horní části hlavní posloupnosti v úzkém rozmezí spektrálních typů B0–B2, které vykazují světelné změny o amplitudě 0,01 až 0,3 mag a změny radiálních rychlostí, vše s periodou 0,1 až 0,6 dne. Křivky světelné a křivky radiálních rychlostí jsou proti sobě posunuty o čtvrt periody: maximální jasnost odpovídá minimálnímu poloměru a maximální teplotě. Vše je to důsledek pulzací, jež bývají jak radiální, tak neradiální.

Příčina udržení pulzací se podařila najít teprve nedávno – podobně jako u cefeid i v těchto hvězdách dochází k akumulaci prostupující zářivé energie, jenže zde je touto aktivní vrstvou vrstva neprůhledná v důsledku fotoionizace prvků skupiny železa.

1.3.5 B[e] hvězdy

Charakteristikou těchto poměrně vzácně se vyskytujících hvězd jsou známky existence okolohvězdné prachové obálky a výskyt silných zakázaných emisních čar s nižším stupněm excitace. Označení B[e] pro tento typ hvězd poprvé uvědoměle použil Wackerling v roce 1970. Hvězdy tvoří dosti různorodou skupinu s nevyhraněným vývojovým statutem, obsahující tak odlišné typy objektů jako jsou hvězdy hlavní posloupnosti, vyvinuté proto-planetární mlhoviny s nízkou hmotností i hmotné veleobry v pokročilém stadiu vývoje. Historie jejich výzkumu je o dost kratší než historie studia klasických Be hvězd. První zprávu o nich zanechal Geisel v roce 1970, který pozoroval hvězdy s nízkou excitovanými emisemi. V téže době Wackerling a Ciatti et al. (1974) si rovněž všimli existence skupiny horkých objektů, jejichž spektra byla abnormální v tom, že obsahovala zakázané čáry v emisích.

Hlavní charakteristiky B[e] hvězd shrnul Zickgraf (1999) takto: silné emisní čáry Balmerovy série, dovolené emisní čáry s nízkou excitací, zejména pak iontu Fe II, zakázané čáry [Fe II] a [O I], bývají přítomny i čáry s vyšším stupněm ionizace, např. [O III], [He II], rozdělení energie v optickém a ultrafialovém oboru je obdobné jako v hvězdách raných typů a konečně silný přebytek záření v infračerveném oboru, který svědčí o existenci relativně horké prachové okolohvězdné obálky o teplotě 500 až 1000 K.

1.3.6 Obři a veleobři populace I

Na HR diagramu hvězd populace I v prostoru vpravo od hlavní posloupnosti (luminozitní třídy V) nacházíme postupně ještě podobry (IV), obry (III a II) a veleobry (Ib a Ia). Jedná se vesměs o poměrně hmotné, chemicky nehomogenní hvězdy v pokročilejším stadiu svého vývoje. V těchto hvězdách je vodíkové palivo v centrálních částech hvězdy již vyčerpáno, jejich výkon je však i nadále zajišťován vodíkovými TNR probíhajícími ve slupce obepínající vyhořelé heliové jádro, v němž mohou existovat i další aktivní oblasti, kde se energie uvolňuje v důsledku postupného spojování heliových a těžších jader až po železo.

Vývojové stopy HR diagramu modelů hvězd o hmotnosti nad 11 Sluncí jsou poměrně jednoduché: hvězda svou životní dráhu začíná jako chemicky homogenní hvězda hlavní posloupnosti nulového stáří, kdy začíná spalovat zásoby vodíku v centrálních oblastech. Po jejím vyčerpání se víceméně klidně zažehnou další jaderné zdroje. Po celou tu dobu se zářivý výkon hvězdy prakticky nemění, hvězda se však postupně zvětšuje. Znamená to, že její efektivní teplota pozvolna klesá. Tím se snižuje i gravitační zrychlení na povrchu hvězdy, což znamená, že z hvězdy snáze uniká hmota prostřednictvím hvězdného větru.

Proces obrušování vnějších částí veleobrů hvězdy dokáže zvrátit i směr dosavadního vývoje – poloměr hvězdy se začne zmenšovat, hvězda se z oblasti chladných veleobrů může vrátit zpět do oblasti horkých veleobrů. Vývoj hmotné hvězdy bývá násilně přerušeno, tím že hvězda vzplane jako supernova typu II (případ hvězdy Sanduleak $-69^{\circ}202$), k čemuž dochází v důsledku víceméně nezávislého vývoje vnitřních partií hvězdy.

Spektrum	V			III			I		
	M/M_{\odot}	R/R_{\odot}	V_{rot}	M/M_{\odot}	R/R_{\odot}	V_{rot}	M/M_{\odot}	R/R_{\odot}	V_{rot}
O6	37	10					40	25	
O8	23	8,5	200				28	20	125
B0	17,5	7,4	170	20	15	120	25	30	100
B5	5,9	3,9	240	7	8	130	20	50	40
A0	2,9	2,4	180	4	5	100	16	60	40
A5	2,0	1,7	170				13	60	38
F0	1,6	1,5	100				12	80	30
F5	1,4	1,3	30				10	100	< 25

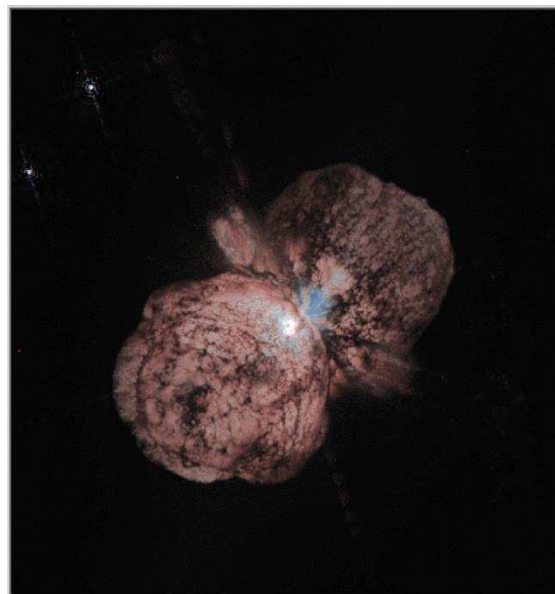
Všeobecně platí, že pro danou efektivní teplotu je zářivý výkon přímo úměrný čtverci poloměru hvězdy, tedy čím větší je zářivý výkon (absolutní jasnost) hvězdy, tím je hvězda rozměrnější. Poloměry veleobrů jsou tak vždy větší poloměry obrů téže teploty, a ty jsou zase větší než poloměry hvězd na hlavní posloupnosti. U horkých hvězd jsou rozdíly v rozměrech a výkonech hvězd různých luminozitních tříd od Ia do V nevýznamné, prohlubují se až u

chladnějších hvězd. Takže zatímco u spektrálního typu O5 jsou veleobří jen o 0,7 mag jasnější než hvězdy hlavní posloupnosti, u F0 tento rozdíl už činí typicky 9 magnitud! U veleobrů pak platí, že poloměry hvězd s klesající teplotou rostou, u hvězd hlavní posloupnosti je tomu však právě naopak! Viz tabulka. Rotační rychlosti horkých obřích a veleobřích hvězd jsou úctyhodné, nicméně nejsou tak velké jako rychlosti hvězd hlavní posloupnosti téže teploty, což je konečně přirozené, uvážíme-li větší rozměry těchto hvězd.

Z hvězd jasnějších než 2,00 mag vybíráme tyto obří a veleobří horké hvězdy (většina z nich leží na jižní hvězdné obloze): Canopus (F0 II, -5,6 mag), Rigel (B8 Ia, -6,8 mag), Hadar (B1 III, -5,4 mag), Mimosa (B0,5 III, -3,9 mag), Deneb (A2Ia, -8,5 mag), Acrux (B0,5 IV – 3,6 mag), Adhara (B2 II –4,1 mag), Bellatrix (B2 III, -2,7 mag), El Nath (B7 III, -1,4 mag), Míaplacidus (A2 IV, -1,0 mag), Alnila (B0 Ia, -6,4 mag). Je patrné, že tato skupina hvězd je v průměru podstatně zářivější než horké hvězdy hlavní posloupnosti – je to vskutku dáno především výběrovým efektem.

1.3.7 Zařivé modré proměnné hvězdy

označované nejčastěji jako LBV stars (Luminous Blue Variable stars), jsou vesměs velmi hmotní horké veleobří. Jejimi typickými představiteli jsou η Carinae, P Cygni, S Dor. Jsou to nestabilní hvězdy, u nichž nepravidelně dochází k výronu hmoty. Tyto epizody jsou doprovázeny zvýšením jasnosti. Kolem hvězd se přitom tvoří rozměrné, husté a relativně chladné obálky s efektivní teplotou 8000 až 9000 K, které způsobují to, že se hvězdy jeví jako veleobří spektrálního typu A. V klidové fázi proměnnosti pozorujeme v jejich spektru řadu emisních čar H, He, Fe, i zakázané čáry železa [Fe]. Rozložení energie ve spektru a výskyt čar dokazují, že uvnitř okolohvězdných obálek se nacházejí zářivé hvězdy s povrchovými teplotami cca 20 000 až 25 000 K.



Bipolární mlhovina Človíček (Homonculus) obklopující notorickou LBV hvězdu η Carinae. Fotografie z HST.

1.3.8 Wolfovy-Rayetovy hvězdy

Wolfovy-Rayetovy hvězdy jsou pokročilým vývojovým stadiem hvězd či dvojhvězd o počáteční hmotnosti větší než 40 Sluncí. Charakterizovány jsou zejména svým neobvyklým spektrem, jež obsahuje silné emisní čáry které vznikají v okolohvězdné obálce živěné prudkým hvězdným větrem. Existují tři typy WR hvězd: WN, kde převládají čáry ionizovaného hélia a dusíku, WC, kde nacházíme čáry hélia, uhlíku a kyslíku a konečně řídké zastoupený typ WO s velmi silnými čarami kyslíku. Neobvyklá spektra WR hvězd jsou nejspíše důsledkem chemické anomálie látky postihující celý vnější obal hvězdy včetně rozsáhlých atmosfér.

Globální charakteristiky Wolfových-Rayetových hvězd jsou velice nejisté, neboť velmi nejistá je i sama interpretace jejich bizarního spektra. Vlastní poloměry hvězd leží v intervalu

2 až 20 R_{\odot} , efektivní teploty jsou velmi vysoké: 30 000 – 70 000 K, rychlosti hvězdného větru jsou 1000 až 3000 km/s, velmi podstatná je ztráta hmoty, jež činí 10^{-5} až $10^{-4} M_{\odot}$ /rok!

1.3.9 Horcí podtrpaslíci

Občas pozorujeme nepříliš hmotné horké hvězdy s vysokým zastoupením hélia, které jsou vzhledem ke své efektivní teplotě (až 20 000 K) slabší než hvězdy hlavní posloupnosti v běžném slova smyslu. Hvězdám se někdy chápou jako prodloužení horizontální větve obrů do oblasti vysokých povrchových teplot. Hvězdám se ovšem častěji říká horcí podtrpaslíci nebo heliové hvězdy. Soudíme, že tyto stálice jsou příslušníky tzv. heliové hlavní posloupnosti, která je množinou více či méně chemicky homogenních hvězd s nedostatkem vodíku. Do tohoto stadia hvězda může dojít v důsledku předchozího vývoje – například působením silného hvězdného větru, který z ní odvane prakticky kompletně její vodíkovou obálku, nebo při vývoji v těsné dvojhvězdě s přenosem hmoty mezi složkami.

V centru heliové hvězdy se spaluje hélium na uhlík a kyslík. Vzhledem k tomu, že tyto reakce nejsou nijak energeticky efektivní, probíhá vývoj heliových hvězd relativně rychle, rychleji, než by odpovídalo jejich hmotnosti.

1.3.10 Jádra planetárních mlhovin

Tyto extrémně horké hvězdy (20 000 až 250 000 K, typicky ale 70 000 K) se nacházejí zpravidla v centrálních částech planetárních mlhovin. Jde o objekty, které jsou vývojovým mezíchánkem mezi vyvinutými AGB hvězdami a horkými bílými trpaslíky. Jádra planetárních mlhovin sestávají z hustého elektronově degenerovaného uhlíkokyslíkového jádra o hmotnosti kolem $0,6 M_{\odot}$, obtaženého tenkou heliovou slupkou a vnější atmosférou bohatou na vodík. Nedávno ztratily podstatnou část své hmoty odhozením planetární mlhoviny rychlostí několika desítek km/s.

Spektrum je typu WR, O, Of apod., poloměry od 0,005 do 1,5 R_{\odot} . Ultrafialové záření z jader planetárních mlhovin budí k záření řídký plyn planetárních mlhovin, které září převážně v emisních čarách vysoce ionizovaných iontů a vodíku.

1.3.11 Bílí trpaslíci

Bílí trpaslíci jsou horké kompaktní hvězdy se slunečními hmotnostmi a rozměry planet zemského typu. Jejich střední hustoty jsou řádově milionkrát větší než střední hustota Slunce, tedy asi 10^9 kg m^{-3} . Z větší části jsou tvořeny elektronově degenerovaným plynem, který je s to vytvořit v nitru těchto hvězd potřebný gradient tlaku, jímž hvězda vzdoruje své vlastní gravitaci.

Prvními objevenými představiteli tohoto typu objektů v závěrečné fázi svého vývoje byly bílí trpaslíci 40 Eridani B a Sírius B.²⁾ Tyto hvězdy raného spektrálního typu jsou řazeny mezi bílé hvězdy – odtud „bílí“ trpaslíci. Později byly objeveny žhavější, ale i chladnější hvězdy

²⁾ Sírius B byl objeven 1862 jako vedlejší složka nejjasnější hvězdy hvězdné oblohy Síría optikem Alvanem Clarkem. Existence průvodce však byla předpovězena už v roce 1834 německým astronomem a matematikem Besselem na základě rozboru vlastního pohybu Síría A. Efektivní teplota prakticky čistě vodíkové atmosféry (horní hranice He/H = $2 \cdot 10^{-5}$) Síría B činí (25 190±40) kelvinů, povrchové zrychlení $\log g = 8,56 \pm 0,01$. Parallaxa, zjištěná družicí Hipparcos $\pi = (0,3792 \pm 0,0016)''$, společně s novodobými astrometrickými daty vede k odhadu hmotnosti Síría B: $M = (0,99 \pm 0,01) M_{\odot}$ a poloměru hvězdy: $R = (0,0085 \pm 0,00001) R_{\odot}$ (Barston a kol. 2005, MNRAS 362, 1134).

tohoto typu. S tím, jak budou tyto hvězdy chladnout, stanou se postupně nezářivými „černými trpaslíky“.

Spektra bílých trpaslíků se již na první pohled liší od spekter jiných hvězd, byť stejného spektrálního typu. Charakteristické je silné rozšíření čar tlakem a mohutný gravitační červený posuv $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-4}$. Červený posuv je výsledkem ztráty energie fotonu nuceného překonat silné gravitační pole, lze jej však též interpretovat jako „nadbytečné vzdalování bílých trpaslíků“ od místa pozorovatele. Statisticky dochází ke střednímu excessu o velikosti 54 km s^{-1} . Při známé závislosti poloměru na hmotnosti, lze z této veličiny odvodit jak střední hmotnost bílých trpaslíků: $0,56 M_{\odot}$, tak i odpovídající střední poloměr tohoto typu hvězd, který činí $8\,800 \text{ km}$.

Chemické složení atmosfér bílých trpaslíků je velmi nezvyklé. Z tohoto hlediska pozorujeme několik spektrálních typů bílých trpaslíků: DA – atmosféry bílých trpaslíků tohoto spektrálního typu jsou složeny čistě z vodíku. Pokud se zde setkáváme s těžšími prvky, pak je jejich zastoupení desetkrát až stokrát menší než ve sluneční atmosféře. Tento fakt se ovšem vztahuje jen na tenkou atmosféru, pokud by byl vodíkový celý bílý trpaslík, již dávno by termonukleárně explodoval. Řidčeji se setkáváme s bílými trpaslíky, jejichž atmosféry jsou tvořeny čistě heliem (typ DB) či jinými prvky.

Pozorované chemické rozdíly ve složení atmosfér jsou výsledkem předchozího vývoje a dlouhodobého působení silného gravitačního pole ($10^5 g_Z$) v relativně klidné a tenké atmosféře. Za těchto podmínek dochází k chemické diferenciaci látky tak, že lehčí prvky vyplouvají na povrch a vytvářejí pak falešnou informaci o chemickém složení bílých trpaslíků. Pokud u některých bílých trpaslíků v důsledku předchozího vývoje byly odvrženy veškeré zbytky obalu obsahující vodík, pak se povrch dostane helium. Není-li zde pak ani to, dostávají příležitost i další prvky skupiny uhlíku.

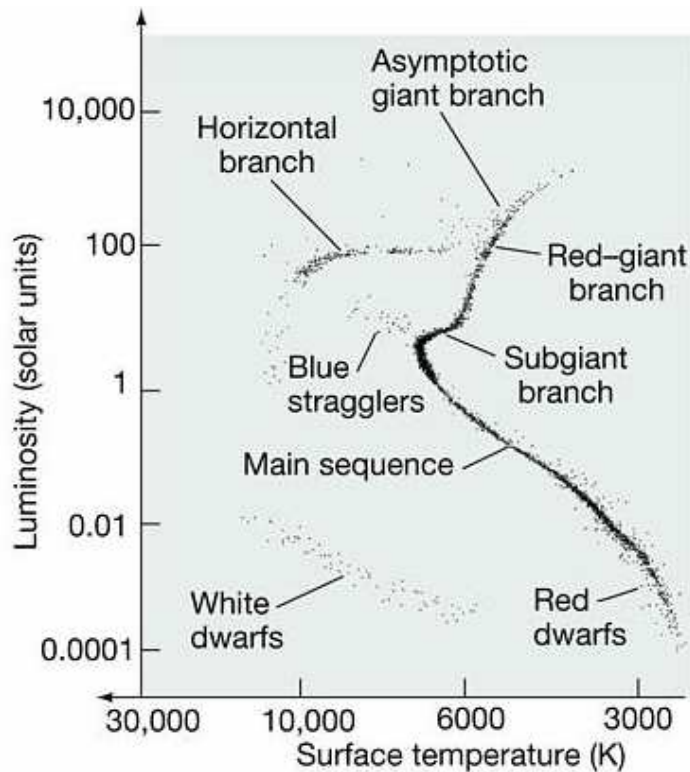
U několika desítek bílých trpaslíků byla pozorována silná polarizace záření (u polarů) působená silným *magnetickým polem*, podobně jako Zeemanovo rozštěpení spektrálních čar. Indukce pozorovaných magnetických polí jsou nezvykle vysoké: 10^2 až 10^4 teslů. Někteří bílí trpaslíci vykazují rychlé světelné oscilace téhož typu, jaké pozorujeme například u cefeid. Hlavním rozdílem tu je časová škála světelných změn – periody těchto proměnných bílých trpaslíků se pohybují mezi 10^2 až 10^4 s.

1.3.12 Proměnné typu ZZ Ceti

jsou neradiálně pulzující bílí trpaslíci nacházející se na prodloužení pásu nestability. Periody pulzací činí 30 s až 25 minut, světelné změny 0,001 až 0,2 mag. Obvykle pulzují současně v několika blízkých periodách. Známo je zatím jen několik kusů.

1.3.13 Horizontální větev obrů populace II

Hvězdy populace II v naší Galaxii se vyznačují relativně nízkým obsahem prvků těžších než helium ($Z < 0,01$) a všeobecně vyšším stářím než hvězdy populace I. Hmotnosti hvězd populace II, které jsou v aktivní fázi svého života, nebývají větší než $0,8 M_{\odot}$. Nejteplejšími hvězdy populace II jsou příslušníci tzv. *horizontální větve obrů* (HB – horizontal branch), jejíž modrý okraj výjimečně zasahuje až k $10\,000 \text{ K}$. Nejteplejší hvězdy horizontální větve jsou současně nejméně hmotné – $0,5 M_{\odot}$, směrem k větvi červených obrů střední hmotnosti hvězd narůstají, až do $0,8 M_{\odot}$. Zářivé výkony hvězd na horizontální větvi jsou zhruba stejné – cca $80 L_{\odot}$, což tedy znamená, že jejich poloměry se směrem k modrému konci zmenšují.



Schématický HR diagram zachycující typickou kulovou hvězdokupu tvořenou vesměs hvězdami populace II. V oblasti chladných hvězd je dobře definována hlavní posloupnost ukončena tzv. bodem obratu, na nějž se napojuje větev podobrů přecházející ve větev červených obrů. Na ni je napojena tzv. asymptotická větev přecházející v horizontální větev sestávající zpravidla ze dvou oddělených částí. V prodloužení hlavní posloupnosti jsou patrní modří opozdilci (blue stragglers). Úplně vlevo dole je oblast osídlená bílými trpaslíky.

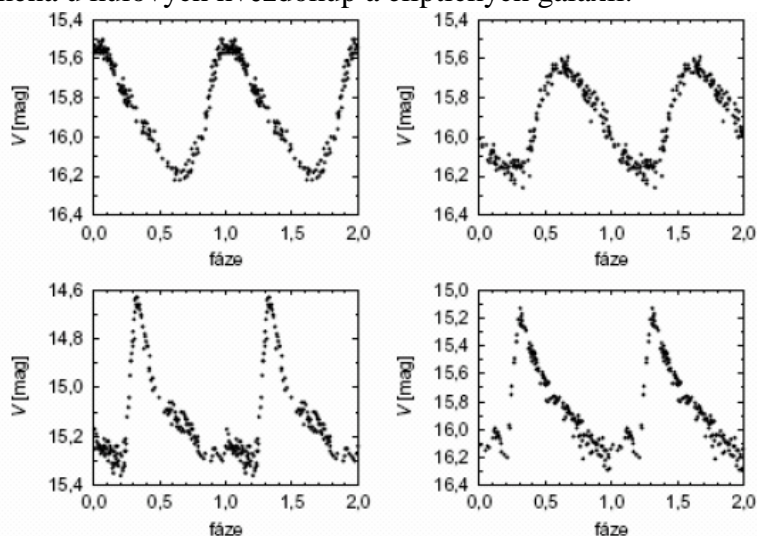
Na řadě HR diagramů větších skupin hvězd populace II, jakými jsou třeba kulové hvězdokupy, nepozorujeme horizontální větev kompletní, ale třeba jen některou její část, často je horizontální větev přerušena, a mluvíme pak o její teplejší *HBa* a chladnější části *HBb*.

Evoluční status hvězd horizontální větve obrů představoval pro teoretiky hvězdného vývoje tvrdý oříšek. Je zřejmé, že se vesměs jedná o hvězdy s původně sluneční hmotností a menší v pokročilém stadiu jejich vývoje, kdy se v nich již zažehlo hélium v centrálních částech hvězdy a souběžně tu ovšem existuje další zdroj hvězdné energie – spalování vodíku na hélium. Vodík zde hoří ve velice tenké slupce obklopující vyhořelé héliové jádro. Hvězdy horizontální větve musely během svého předcházejícího vývoje (například v momentu héliového záblesku, při němž se v nich zapálilo hélium) utrpět citelnou ztrátu hmoty, při nichž přišly o vnější části své řídké, na vodík bohaté obálky. Čím důkladněji tak byly svého vnějšku zbaveny, tím jsou menší a současně teplejší. Stav hvězdného nitra, v němž se uvolňuje energie, tímto dějem nebyl nijak poznamenán, což vcelku vysvětluje skutečnost, že zářivý výkon hvězd zde na celkové hmotnosti v podstatě nezávisí.

1.3.14 Proměnné typu RR Lyrae

Uprostřed horizontální větve, v místech, kde se protíná z tzv. pásem pulsační nestability se setkáváme s radiálně pulzujícími hvězdami typu *RR Lyrae* – jde o hvězdy spektrálního typu A až F, jež jsou též nazývány krátkoperiodické cefeidy, cefeidy populace II. Periody mají v intervalu 0,2 až 1,2 dní, amplitudy 0,2 až 2 mag. Proměnné jsou tvary světelných křivek a

občas i periody. Maximum expanzní rychlosti odpovídá maximu jasnosti. Hvězdy typu RR Lyrae lze použít jako standardy při stanovování vzdáleností hvězdných soustav, neboť všechny mají zhruba tutéž střední absolutní hvězdnou velikost ($M_V = 0,7$ mag). S výhodou se tak činí zejména u kulových hvězdokup a eliptických galaxií.



Světelné křivky vybraných hvězd typu RR Lyr (Silbermann, Smith Horace 1995), nacházejících se v kulové hvězdokupě M15. V grafech je vynesena závislost hvězdné velikosti ve fotometrické barvě V na fázi. Pro větší názornost je pro fázi $1 < \varphi < 2$ světelná křivka zakreslena opakovaně. Hvězdy typu RR Lyrae jsou radiálně pulzující obři slunečních hmotností. Stejně jako v případě klasických cefeid mají jejich pulzace svůj původ ve vrstvě pod povrchem hvězdy, ve které dochází k ionizaci HeII. Maximum jasnosti u těchto hvězd odpovídá maximu expanzní rychlosti.

1.3.15 Modří opozdilci (blue stragglers)

Jedná se o hvězdy hlavní posloupnosti s hmotností 1,2 až 1,7 M_{\odot} , zpravidla rychle rotující. To vše jsou charakteristiky standardních horkých hvězd populace I, mladších než několik miliard let. Problém ovšem je v tom, že v případě modrých opozdilců jde o hvězdy prokazatelně staré nejméně 10 miliard let, jež nejčastěji nacházíme v centrálních partiích kulových hvězdokup. Hypotéz vysvětlujících jejich vznik je řada, nejčastěji se však soudí, že jde o výsledek splynutí dvou hvězd kulové hvězdokupy. V hustých částech kulových hvězdokup nejsou tyto srážky ničím zvlášť neobvyklým, podobně omlazených hvězd ve větších hvězdokupách může být i několik desítek.

Při splynutí dojde k promíchání, a tím i chemické homogenizaci hvězdy, která se tak zase vrátí do údobí hvězdy hlavní posloupnosti, ovšem s vyšší hmotností. Modří opozdilci jsou ve hvězdokupách nápadní jak svým zbarvením, tak i relativně vysokou jasností – konkurují červeným a obrům asymptotické větve.

1.3.16 První hvězdy ve vesmíru

Všeobecně se soudí, že v úplně první generaci hvězd, které se ve vesmíru objevily bezprostředně po velkém třesku, byly mimořádně hmotné, horké a zářivé hvězdy složené takřka výhradně z vodíku a helia. Tyto hvězdy velmi rychle dokončily svůj jaderný vývoj a vybuchly jako supernovy typu II. Tyto pak obohatily zárodečný materiál pro další generaci hvězd populace II o těžší prvky, jež vznikly v jejich nitru. S hvězdami podobných vlastností se v současném vesmíru již nesetkáváme.

2 Stavba a vývoj hvězd a dvojhvězd

Ve skupině horkých hvězd mají největší zastoupení hvězdy s hmotností větší než $1,35 M_{\odot}$, (pracovně je budeme nazývat *hmotné hvězdy*), na druhém místě jsou pak bílí trpaslíci, kteří jsou závěrečným vývojovým stadiem hvězd s počáteční hmotností větší než cca $0,8 M_{\odot}$. V této kapitole se proto stručně připomeneme vývoj hvězd a pojednáme jejich vnitřní stavbu zejména v těch etapách vývoje, kdy efektivní teplota hvězdy vystoupí nad 7500 kelvinů a na venek se tak bude jevit jako horká hvězda.

2.1 Obecné vlastnosti hvězdného vývoje

Hvězdy jsou stabilní útvary o hmotnostech od 0,01 do několika stovek M_{\odot} udržované pohromadě vlastní gravitací, které jsou po rozhodující část svého života v mechanické a energetické rovnováze. *Hvězdným vývojem* pak rozumíme časovou změnu charakteristik hvězdy a její vnitřní stavby. Obecně lze říci, že *primární příčinou* hvězdného vývoje je fakt, že hvězdy nejsou se svým okolím v termodynamické rovnováze. Přinejmenším proto, že září do prostoru, zatímco z vnějšku dostávají energie nesrovnatelně méně.

Bezprostřední důvody hvězdného vývoje pak souvisejí s povahou mechanismu, jímž se ve hvězdě uvolňuje energie. Pokud je jím smršťování, pak je důvod vývoje nasnadě: hvězda se zmenšuje, mění se její poloměr i výkon. Termonukleární reakce, jejichž prostřednictvím se v nitru hvězdy uvolňuje valná část hvězdné energie, která pak opouští hvězdu, samy o sobě stavbu hvězdy nemění. Nicméně způsobují to, že se v místech, kde probíhají, postupně zmenšuje počet částic obsažených v 1 kg hvězdné látky. To vede k tomu, že tato látka hůře odolává tíze horních vrstev hvězdy - takřka nepřetržitě se proto zahušťuje, klesá směrem k centru hvězdy a tím se dále ohřívá. Tyto změny jsou pak příčinou dalšího jaderného vývoje, během něž se postupně zažehují reakce se stále vyšší „zápalnou“ teplotou. Jaderné reakce probíhající v nitru hvězd jsou tak nejen rozhodujícím zdrojem hvězdné energie, ale i motorem jejich nerovnoměrného vývoje.

Další významnou příčinou hvězdného vývoje je *výměna látky s okolím*. Hvězda může látku jak přijímat, což se děje nejčastěji v průběhu vývoje těsných podvojných hvězdných soustav, tak i ztrácet. Hvězdy vracejí svou látku do prostoru prostřednictvím hvězdného větru, při pulsacích, při rychlých i pomalých přetocích látky v těsných dvojhvězdách a konečně i během rozličných více či méně bouřlivých epizod jejich vývoje, jako jsou oddělení obalu hvězdy vedoucí ke vzniku planetární mlhoviny, exploze nov a supernov všech druhů. Těmito procesy se může do mezihvězdného prostoru postupně vrátit i 100% hmoty hvězdy (vývoj zakončený explozí supernovy typu Ia).

Tempo vývoje hvězdy je dána mírou „otevřenosti“ systému, prakticky pak tím, jak mnoho hvězda září. Ze zákonitostí stavby hvězd vyplývá, že ve srovnatelných fázích vývoje jsou hmotnější hvězdy v nitru zpravidla řídkší a teplejší, a jejich obal tak hůře chrání teplý vnitřek hvězdy před chladem okolního prostoru. Kvalitativní i kvantitativní stránky vývoje hvězd jsou tak určeny především jejich hmotností, přičemž všeobecně platí, že čím je hvězda hmotnější, tím více září a rychleji se vyvíjí.

2.2 Před vstupem na hlavní posloupnost

Ve chvíli, kdy se zárodek hvězdy osamostatní a zahřeje se, začne předávat svou energii okolí, nejčastěji prostřednictvím záření. Úbytek energie hvězdy je v rozhodující míře uhrazován z uvolněné potenciální energie – hvězda se víceméně monotónně smršťuje. Podle teorému viriálu se ovšem jen polovina z uvolněné energie dostává mimo hvězdu, druhá polovina slouží k zvýšení vnitřní energie hvězdného materiálu – tedy k jeho zahřátí. Období života hvězdy před jejím vstupem na hlavní posloupnost je z astronomického hlediska velmi krátké, a to zejména u hmotnějších hvězd, počítá se nejvýše na desítky milionů let.

Zářivý výkon hvězdy závisí na vnitřní stavbě hvězdy, na schopnosti vnějších vrstev hvězdy izolovat její žhavý vnitřek. Izolační schopnost těchto slupek je určena zejména počáteční hmotností hvězdy, na samotném poloměru hvězdy závisí již mnohem méně. Pokud se hvězda vyskytuje poblíž hlavní posloupnosti nulového stáří, pak platí, že zářivý výkon hvězdy L je zhruba úměrný $M^{3,5}$.

Tempo počátečního smršťování není rovnoměrné, pokud je hvězda rozměrná, pak probíhá velmi rychle, pakliže se poloměr hvězdy počítá na jednotky poloměru Slunce, tak se značně zvolní. Je to přirozený důsledek skutečnosti, že potenciální energie hvězdy je nepřímo úměrná jejímu poloměru. Většina hvězd ve fázi gravitačního smršťování se tak nutně musí na HR diagramu nacházet v oblasti tzv. podobrů – vpravo od hlavní posloupnosti.

Celková doba smršťování je tak dána stavem hvězdy ve fázi před samotným vstupem na hlavní posloupnost. Tuto dobu lze odhadnout na základě tzv. *Kelvinovy-Helmholtzovy škály*, kterou dostaneme tak, že podělíme celkovou vyzářenou energii uvolněnou kontrakcí (polovina záporně vzaté potenciální energie) středním zářivým výkonem v průběhu této fáze.

$$E_{\text{pot}} \cong \frac{1,7 \kappa M^2}{R} \Rightarrow t_{\text{KH}} = \frac{E_{\text{pot}}}{2L}.$$

Celková doba smršťování je tak úměrná $M^2 / M^{3,5} / R$, kde R je poloměr hvězdy na hlavní posloupnosti nulového stáří. Tam platí, že R je zhruba úměrný $M^{0,6}$. Kelvinova-Helmholtzova škála je tak úměrná $M^{-2,1}$ a pro Slunce je rovna $3 \cdot 10^7$ let.

$$t_{\text{KH}} \cong 3 \cdot 10^7 \text{ let} \left(\frac{M}{M_{\text{S}}} \right)^{-2,1}.$$

Hmotné hvězdy tedy procházejí fází gravitačního smršťování mnohem rychleji, než hvězdy méně hmotné.

2.3 Hvězdy hlavní posloupnosti

Hvězdy vstupují do etapy hvězd hlavní posloupnosti jako důkladně promíchané, chemicky víceméně stejnorodé objekty. To je důsledek jejich předchozího vývoje, kdy prošly fází zcela konvektivní hvězdy. Ve chvíli, kdy se chemicky homogenní hvězda smršťováním zahřeje natolik, že se v jejím centru rozhoří termonukleární reakce natolik silně, že jejich výkon je s to právě uhradit energetické ztráty dané tokem energie z nitra na povrch, stává se hvězda *hvězdou hlavní posloupnosti nulového stáří (ZAMS)*. S ohledem na to, že valná většina hvězd na počátku svého vývoje obsahuje dostatečné množství vodíku, který má poměrně nízký bod zážehu (cca 11 milionů kelvinů) a velmi dobrou účinnost uvolňování energie, můžeme prak-

ticky vždy tvrdit, že hvězda se stává hvězdou ZAMS ve chvíli, kdy se v jejím centru zažehne vodík.³⁾ Ve stadiu hvězdy hlavní posloupnosti hvězdy stráví 80–90% svého aktivního života.

2.3.1 Délka fáze hvězdy hlavní posloupnosti

Poloha na ZAMS, čili start ve fázi hvězdy hlavní posloupnosti, je jednoznačně dána hmotností hvězdy. Závislost hmotnost–zářivý výkon (zhruba $L \sim M^{3,5}$) je výsledkem vlastností vnitřní stavby hvězd, kdy teplejší hvězdy s větší hmotností jsou od okolí hůře izolovány než hvězdy méně hmotné. Potřebný výkon se ve hvězdě snadno zajistí vhodnou centrální teplotou. Hvězdy hmotnější musejí proto mít v centru vyšší teplotu, než hvězdy méně hmotné.

Mimořádná stabilita hvězd na hlavní posloupnosti je dána faktem, že se zde jaderně mění nejvýhřevnější známé nukleární palivo – vodík, který je současně nejběžnějším prvkem ve hvězdách. Během fáze, kdy je objekt hvězdou hlavní posloupnosti, se jeho charakteristiky mění jen málo. Hvězda si podržuje svůj výkon, což je přirozený důsledek faktu, že tento výkon je dán izolačními vlastnostmi obalu hvězdy, který se v průběhu jaderného hoření v centru prakticky nemění. Díky tomu lze vcelku spolehlivě odhadnout celkovou dobu, kterou hvězda na hlavní posloupnosti stráví.

Celkové množství zásob jaderné energie E :

$$E = 0,0071 X q M c^2 = 8,9 \cdot 10^{44} \text{ J } q(M) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right),$$

kde X je hmotnostní podíl vodíku (předpokládáme, že $X = 0,7$), $q(M)$ je poměrná část vodíku, která se ve stadiu hvězdy hlavní posloupnosti přemění na helium (ta je obecně funkcí hmotnosti hvězdy), 0,0071 je relativní hmotnostní deficit při této termonukleární reakci, M je hmotnost hvězdy (počáteční). Dobu τ_{HP} , kterou hvězda stráví na hlavní posloupnosti lze pak odhadnout:

$$\tau_{HP} \cong \frac{E}{L} \cong 73 \cdot 10^9 \text{ let} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) q(M) \left(\frac{L_{\odot}}{\bar{L}} \right) \approx 10^{10} \text{ let} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2,6},$$

kde \bar{L} je střední hodnota zářivého výkonu během stadia hvězdy na hlavní posloupnosti. V poslední části výrazu jsou střední zářivý výkon a parametr q nahrazeny mocninou hmotnosti hvězdy. Tato aproximace platí pro hvězdy s počáteční hmotností menší než $15 M_{\odot}$. Vše lze porovnat s některými ze sítě modelů hvězd od Gerarda Schallera et al. (1992).

M/M_{\odot}	L/L_{\odot}	$\tau_{HP}/10^6 \text{ let}$	q	M/M_{\odot}	L/L_{\odot}	$\tau_{HP}/10^6 \text{ let}$	q
0,8	0,44	25 000	0,19	7	2 900	43	0,24
1,0	1,09	10 000	0,15	15	32 500	11,6	0,34
2,5	56	580	0,18	40	330 000	4,3	0,49

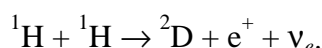
³⁾ Každé pravidlo má své výjimky, např. v těsné dvojhvězdě občas dojde k situaci, kdy se v centrální oblasti původně primární složky přemění takřka všechny vodík na helium a současně tato hvězda ztratí přetokem svrchních vrstev hvězdy na druhou složku svůj vodíkový obal. Stane se tak chemicky víceméně homogenní hvězdou, která se začne smršťovat a činí tak dlouho, než se v jejím nitru zažehne helium. Hvězda se stane hvězdou heliové hlavní posloupnosti nulového stáří, která na HR diagramu leží pod běžnou hlavní posloupností. Hvězda ač právě zapálila helium se diametrálně odlišuje od samostatné hvězdy, která v té chvíli vypadá jako rozměrný červený obr.

Ty nejhmotnější hvězdy stráví na hlavní posloupnosti řádově miliony let, nejméně hmotné pak stovky miliard let. Vzhledem k tomu, že vesmír zřejmě není starší než 15 miliard let, ani ty nejstarší hvězdy ve vesmíru o hmotnosti menší než $0,85 M_{\odot}$ nestačily opustit hlavní posloupnost. Jejich vývoj po opuštění hlavní posloupnosti nelze tudíž ověřit pozorováním. Největší část svých zásob vodíku dokáží během stadia hvězdy na hlavní posloupnosti spořádat hmotné hvězdy – q zde dosahuje až $1/2$.

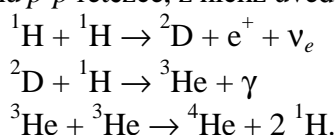
2.3.2 Protonově-protonový řetězec a CNO cyklus

Ve hvězdných nitrech se termonukleární syntéza vodíku na helium uskutečňuje řadou řetězců jaderných reakcí, či jaderných cyklů, jejichž energetická účinnost silně závisí na teplotě. Ve hvězdách s centrální teplotou od 7 do 17 milionů kelvinů se nejvíce energie uvolní prostřednictvím tzv. *protonově-protonového (p-p) řetězce*.

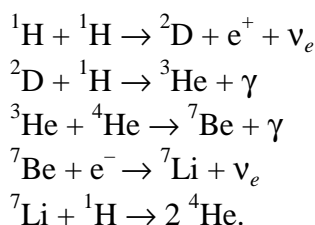
Rozhodující reakce, která určuje tempo *p-p řetězce*, je ta první, při níž se dva protony spojí v jádro deuteria:



Třebaže dochází neustále k vzájemným srážkám protonů, na dostatečně prudkou srážku, mající za následek nepružné splnutí obou částic, čeká proton řádově 10^{10} let. Další reakce jsou již mnohem rychlejší. Existuje řada variant průběhu *p-p řetězce*, z nichž uvedme dvě nejefektivnější:



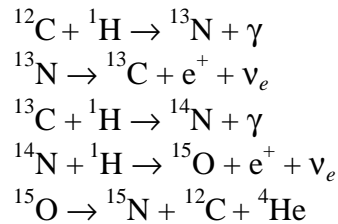
Ve Slunci, čili ve hvězdě s běžnou centrální teplotou, takto proběhne 69% reakcí; zbylých 31% se realizuje komplikovaněji:



Během reakcí vznikají jeden až dva pozitrony, které okamžitě po vzniku anihilují s některým z volných elektronů. Uvolněná energie v daném místě nahřívá materiál hvězdy, podobně jako energie absorbovaných nebo rozptýlených fotonů. Rychlost reakcí *p-p řetězce*, určená tempem první z reakcí, závisí při teplotách 10 až 18 milionů K na 4. až 6. mocnině teploty.

Protonově-protonový řetězec hraje rozhodující roli ve hvězdách o hmotnosti Slunce a menší. Jaderné reakce tam hoří v blízkosti centra, přenos energie se děje zářivou difúzí, vyhořelý materiál se tu tudíž nepromíchává. Nejrychleji probíhají jaderné reakce v samotném centru, protože tam je největší teplota i hustota; směrem od centra se tempo jaderných reakcí zvolňuje. Největší odchylku od standardního chemického složení proto lze očekávat právě v centru, směrem k povrchu bude chemické složení monotónně přecházet ve složení standardní.

V centrech hvězd, kde vládne teplota vyšší než 17 milionů K, je energeticky významnější *uhlíko-dusíko-kyslíkový (CNO) cyklus*, v němž jádra uhlíku, dusíku a kyslíku slouží jako katalyzátory. Vyšší teplota je tu zapotřebí z toho důvodu, že zde do reakcí vstupují atomová jádra s vyšším nábojem; jádra při srážkách musejí překonávat vyšší potenciálovou bariéru. Jedna z variant cyklu je naznačena zde:



Závislost energetické vydatnosti cyklu je ještě strmější, než v případě protonově-protonového řetězce, udává se 16. až 18. mocnina teploty. V důsledku této přecitlivělosti dochází ke spalování vodíku dostatečně rychle jen v nepatrném ohnisku v samotném centru, kde je teplota nejvyšší. Zdroj energie je zde takřka bodový a zářivá difúze není schopna veškerou energii přenést. Nastupuje tedy konvekce, která nejen že odvádí teplo z této přehřáté oblasti, ale slouží též jako účinný mechanismus dopravující do místa jaderného hoření stále čerstvý jaderný materiál.

Ve hvězdách, i v místech kde dochází k hoření vodíku na helium, vždy počet vodíkových jader mnohonásobně převyšuje počet atomů skupiny CNO. Je zřejmé, že pak všechny zde přítomné CNO atomy v průběhu jaderného hoření musí vstoupit do CNO reakcí a to zpravidla několikrát. Jejich zastoupení se pak upraví v poměru jejich životních dob v rámci CNO cyklu.

Vzhledem k tomu, že u CNO cyklu nejpomaleji probíhá předposlední reakce, čili ta s ${}^{14}\text{N}$, musí v oblastech vodíkového hoření velmi rychle narůst zastoupení tohoto izotopu na úkor zastoupení jiných izotopů skupiny CNO. Pokud se v průběhu vývoje hvězdy dostane na povrch látka s takto pozměněným chemickým složením, může to sloužit jako závažný nepřímý důkaz toho, že ve hvězdě probíhaly vodíkové reakce CNO cyklem.

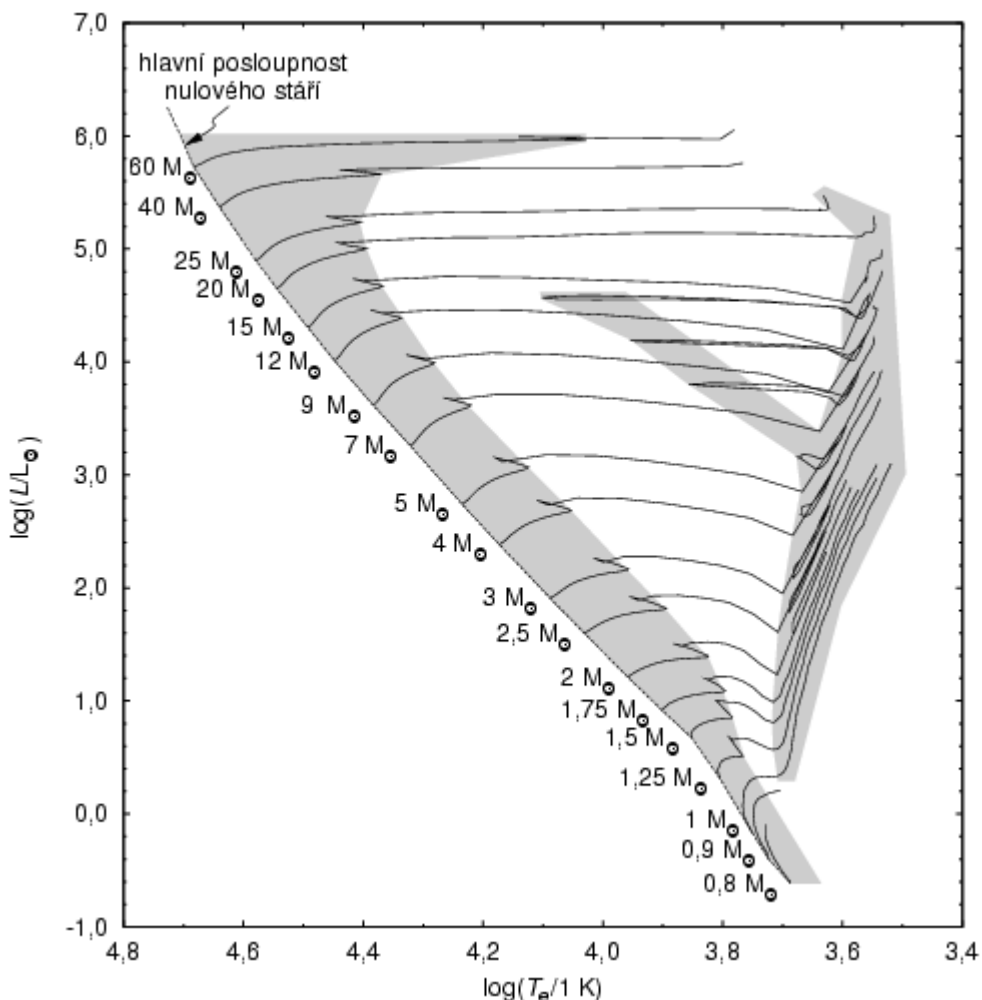
2.3.3 Vývoj hvězd na hlavní posloupnosti

I během vývoje hvězd hlavní posloupnosti dochází k závažným změnám ve vnitřní stavbě hvězdy, které se pak odrazí i v jistém pozvolném vývoji pozorovatelných charakteristik hvězd. Rozhodující příčinou vývoje je změna chemického složení hvězdy v oblasti jaderného hoření (u hmotných hvězd v oblasti konvektivního jádra). V centrálních oblastech hvězd se postupně hromadí popel vodíkových jaderných reakcí – helium. Tato oblast je oddělena od povrchových vrstev hvězdy statickou zónou, kde se energie přenáší výhradně zářivou difúzí, k místům jaderného hoření se nemůže dostat čerstvý hvězdný materiál bohatý na vodík, třebaže je ho ve hvězdě dostatek.

V jádru se postupně zásoba vodíku vyčerpává. Dalo by se tak očekávat, že s postupem času bude jaderný výkon centra klesat. Opak je však pravdou. Souvisí to se skutečností, že při vodíkových reakcích klesá počet částic na 1 kg látky. Pokud by se udržovala na stejné teplotě a hustotě, pak by v ní klesal tlak, což by ovšem nutně muselo vést k narušení stavu mechanické rovnováhy. Ve skutečnosti je však tato rovnováha ve hvězdě neustále úzkostlivě udržována, což znamená, že se hvězda uvnitř přestavuje – centrální části hvězdy se pozvolna hroutí, zahušťují, jejich konfigurační energie klesá. Při tomto pozvolném procesu se uvolňuje energie, která z části odchází z hvězdy, zčásti v ní však zůstává a způsobuje, že se vnitřek hvězdy pomalu dále nahřívá. Zvyšující se teplota a hustota jsou pak příčinou toho, že v centru tempo jaderných reakcí i jejich energetická vydatnost rostou, výkon jádra roste. Během vývoje na hlavní posloupnosti se mění i podíl *pp* řetězce a CNO cyklu na celkovém výkonu hvězdy, obecně lze říci, že relativní výkon CNO cyklu během vývoje monotónně roste.

Na počátku stadia hvězdy hlavní posloupnosti bylo jen obtížné najít hranici mezi vnějším obalem hvězdy a jejím jádrem. S tím však, jak se jádro se zvyšujícím se podílem helia hroutí a

zahušťuje, je však tento rozdíl stále patrnější. Pozorujeme zde i jistý skok, a to nejen v chemickém složení, ale i v hustotě. Jádru se v průběhu vývoje pozvolna osamostatňuje a začíná určovat i to, jak vyhlíží zbytek hvězdy.



Postupně rostoucí tok energie uvolňované v jádru hvězdy vede jak ke zvyšování jejího výkonu, tak slouží k nárůstu potenciální energie obalu. Vnější vrstvy hvězdy expandují, hvězda se rozpíná, její poloměr i povrch se zvětšují. Dochází též k jisté pozvolné změně efektivní teploty hvězdy – u hvězd, v nichž dominuje CNO cyklus probíhající v samotném centru promíchávající konvektivního jádra, efektivní teplota postupně klesá. U hvězd s hmotností sluneční a menší naopak po celou dobu stadia hvězdy hlavní posloupnosti mírně roste - obrazy hvězd na HR diagramu vzdalují od hlavní posloupnosti nulového stáří směrem doprava.

Hvězda opouští hlavní posloupnost v okamžiku, kdy se v centrální části hvězdy vyčerpá takřka veškerá zásoba vodíku. Tehdy se hvězda na HR diagramu dostává do oblasti konečné hlavní posloupnosti TAMS. Rozdíl mezi ZAMS a TAMS je pak jedním z důvodů, proč se hlavní posloupnost na HR diagramech sestavených pro hvězdy rozličného stáří (vzorek hvězd ze slunečního okolí) jeví jako poměrně široký pás o tloušťce přes jednu magnitudu. Dalším důvodem ovšem jsou i nerozlišené dvojhvězdy a rozptýl v hodnotě absolutní hvězdné velikosti způsobený nejistotou v určení vzdálenosti stálice.

2.4 Obři a veleobři

2.4.1 Slupkové hoření vodíku

Jestliže v centrálních částech hvězdy poklesne obsah vodíku pod cca 5%, přestane energie uvolňovaná v centrálních oblastech hvězdy stačit na úhradu zářivého výkonu hvězdy. Ke slovu se dostane gravitační smršťování centrálních partií hvězdy, které vede k zahuštění a zahřátí vnitřku hvězdy. Brzy se tu pak na povrchu vyhořelého héliového jádra zažehnou vodíkové reakce. Výkon hvězdy se mírně zvětší, na což vnějšek hvězdy reaguje tak, že expanduje, hvězda se stává obrem, případně veleobrem. Na HR diagramu se hvězdy pohybují do oblasti chladnějších a zářivějších hvězd, takže záhy opouštějí zájmovou oblast horkých hvězd, což se týká zejména hvězd méně hmotných.

Vrstvička hořícího vodíku se postupně ztenčuje, teplota roste, tempo reakcí se zvyšuje. Hmotnost vyhořelého héliového jádra roste. S tím se zvyšuje jeho hustota, v hustějších a chladnějších méně hmotných hvězdách do $2 M_{\odot}$ posléze dochází k elektronové degeneraci héliového jádra, což kvalitativně ovlivní další vývoj hvězdy. Vývoj hvězdy nabírá na tempu, výkon vodíkových reakcí exponenciálně narůstá, hvězda se nadýmá a mění se v červeného obra, přičemž dochází k podstatnému úniku látky ze hvězdy. Katastrofický vývoj ukončuje prudké zažehnutí héliových reakcí, jímž se elektronová degenerace jádra potlačí. Ve hvězdě pak existují dvě oblasti termonukleárního hoření – centrální héliové a vrstvičkové vodíkové.

U hvězd hmotnějších než $2 M_{\odot}$ degenerace nenastává a zapálení héliových reakcí je tak klidné. U zvláště hmotných hvězd k němu dochází i ve fázi horkých veleobrů. Zde však jsou modelové výpočty vnějšího vzhledu hvězdy zatíženy značnou nejistotou, kterou představuje únik hmoty z povrchu hvězdy způsobený hvězdným větrem hnaným zářením nebo aktivními procesy v podpovrchových vrstvách hvězdy. Obecně lze říci, že působení hvězdného větru hmotnou hvězdu obrušuje a vrací ji do oblasti horkých hvězd.

2.4.2 Hoření hélia a dalších prvků, vznik jader planetárních mlhovin

Po zažehnutí hélia v centru nastává poměrně klidná etapa hvězdného vývoje, kdy se z hvězdy stane nevelký žlutý obr či veleobr třídy G nebo K, tedy opět nikoli horká hvězda. V případě, že u hvězdy působí dostatečně intenzivní hvězdný vítr, může se hvězda posunout do oblasti horkých hvězd, což nastává jak u velmi hmotných hvězd, tak i u hvězd o počáteční hmotnosti do $0,8 M_{\odot}$ populace II, kdy mluvíme o tzv. obrech horizontální větve.

Provozní teplota aktivního héliového jádra je vysoká, reakce navíc nejsou tak vydatné jako vodíkové, a proto fáze hoření hélia v centru hvězdy brzy končí. V centru se utvoří uhlíko-kyslíkové vyhořelé jádro, které u hvězd s počáteční hmotností do $11 M_{\odot}$ elektronově degeneruje. Hvězda se začne chovat obdobně jako méně hmotné hvězdy ve fázi červeného obra – stávají se hvězdami tzv. *asymptotické větve obrů*, jen s tím rozdílem, že u nich nedojde k zažehnutí jaderného popela – uhlíku a kyslíku. V důsledku silného hvězdného větru hvězda dojde až k obnažení degenerovaného, jadernými reakcemi silně chemicky pozměněného vnitřku hvězdy – zárodku budoucího bílého trpaslíka. Poslední zbytky obalu hvězdy jsou přitom odhozeny formou planetární mlhoviny a my máme možnost pozorovat po několik tisíc let velice horké *jádro planetární mlhoviny*, které postupně chladne a mění se v klasického bílého trpaslíka.

V řídkých a horkých hvězdách o hmotnosti nad $11 M_{\odot}$ se zapalují další a další reakce těžší prvků až po železo, které je již termonukleárně neaktivní. Ve hvězdách roste hmotnost elek-

tronově degenerovaného železného jádro, které když překročí kritickou Chandrasekharovu mez, se začne hroutit na neutronovou hvězdu. Dojde k rychlému uvolnění obrovské energie, která se do prostoru dostává v podobě množství energetických neutrin. I ta malá část energie, kterou stačí neutrino předat obalu hvězdy způsobí jeho nahřátí a následnou explozi rychlostí cca 10 000 km/s – vzniká tu supernova typu II. Vnitřní neutronová hvězda má typicky hmotnost $1,2 M_{\odot}$ a teplotu hvězdného nitra – lze ji tedy též považovat za extrémně horkou hvězdu.

V okamžiku, kdy hvězda exploduje jako supernova typu II může se hvězda jevit jako modrý veleobr (supernova 1987A v VMM) nebo červený veleobr (supernova 1993J v M 81).

2.5 Vznik a vývoj bílých trpaslíků

Bílí trpaslíci, tvořeni z větší částí elektronově degenerovaným plynem, jsou závěrečnou vývojovou fází hvězd s počáteční hmotností od $0,5 M_{\odot}$ do $11 M_{\odot}$. Fází bílého a posléze černého trpaslíka skončí přes 85 % hvězd.

Závěrečné fáze vývoje hvězd s hmotností mezi $0,5 M_{\odot}$ a $11 M_{\odot}$ jsou ve znamení závodu mezi rychlostí ztráty hmoty z obalu a tempem jaderného vývoje. V jádru hvězdy se postupně zapálí vodík, vodík ve slupce, helium a helium ve slupce. U hmotnějších hvězd se podaří i zažehnout uhlík a kyslík. V tempu vývoje ale nakonec „zvítězí“ obal hvězdy, který se působením hvězdného větru a pulsací dokáže rozptýlit do prostoru rychleji, než stačí hvězdné jádro projít kompletním jaderným vývojem.

Celé obnažené husté jádro o hmotnosti menší než $1,4 M_{\odot}$ po odhození posledních zbytků obalu degeneruje, mění se na ultrafialového bílého trpaslíka – jádro planetární mlhoviny o teplotě stovek tisíc kelvinů, jež v časové škále řady miliard let postupně chladne a vyhasíná. Hvězda končí jako černý degenerovaný trpaslík obsahující převážně produkty předchozího jaderného vývoje – uhlík a kyslík u hvězd sluneční hmotnosti, křemík, hořčík a jiné prvky v případě hvězd hmotnějších.

Maximální hmotnost stabilní elektronově degenerované hvězdy byla teoreticky odvozena 1931 S. Chandrasekharem, pro standardní vnitřní chemické složení těchto hvězd činí $1,4 M_{\odot}$.⁴⁾ Většina bílých trpaslíků po odhození posledních zbytků obalu hvězdy v podobě planetární mlhoviny se hustý žhavý degenerovaný zbytek hvězd o teplotě až $2 \cdot 10^5$ kelvinů stává tzv. *jádrem planetární mlhoviny*. Nejteplejší známí osamocení bílí trpaslíci mají efektivní teploty kolem 70 000 K, nejchladnější 5 000 K. Svůj výkon čerpají ze zásob vnitřní energie. Ochlazování nitra se zpočátku nejúčinněji děje prostřednictvím neutrin, později hraje hlavní roli vyzařování z povrchu hvězdy. Během ochlazování se poloměr stálice prakticky nemění – je to dáno skutečností, že teplota degenerace je mnohokrát větší než vnitřní teplota hvězdy.

Povrch hvězd je vcelku malý, malý je tedy i zářivý výkon. Chladnutí hvězdy je natolik pomalé, že dosud žádný z bílých trpaslíků nestačil dospět do závěrečné vývojové etapy – do stadia degenerovaného černého trpaslíka. V současnosti je standardní zářivý výkon bílých trpaslíků asi $10^{-3} L_{\odot}$.

V bílých trpaslících, jejichž povrch vychladne na sluneční teplotu a výkon tudíž dosahuje řádově $10^{-4} L_{\odot}$, začne vnitřek bílého trpaslíka krystalizovat. Až doposud volná, kladně nabitá jádra se začínají uspořádat do krychlové, prostorově centrované krystalové mřížky. Hvězda

⁴⁾ Nejhmotnějším známým bílým trpaslíkem je zhroucená složka v soustavě, která v roce 1992 vybuchla jako Nova Cygni 1992. Jeho hmotnost se udává na $1,25 M_{\odot}$ - je to tedy výrazně méně, než kolik činí horní hmotnostní mez pro bílé trpaslíky.

postupně chladne a její výkon klesá. Nakonec se hvězda ztratí jako nezářící degenerovaný černý trpaslík.

Zcela zvláštní povahu má vývoj bílých trpaslíků v těsných dvojhvězdách s přenosem látky. Zde mohou nastávat nejrůznější, často i velmi komplikované děje jako jsou vzplanutí nov a trpasličích nov všeho druhu aj.

2.6 Vývoj dvojhvězd

Většina horkých hvězd je vázána ve dvojhvězdách nebo vícenásobných hvězdných systémech. Členové dvojhvězd a vícenásobných hvězdných soustav zřejmě tvoří vázaný systém už od momentu svého vzniku. Hvězdy v násobných systémech vznikly společně.

Poměrně vysoké procento hvězd vázaných ve dvojhvězdách (až 70 %) naznačuje, že vznik hvězd ve dvojhvězdách je výhodnější, než vznik samostatných hvězd. Vysvětlujeme si to tak, že dvojhvězdy elegantně odstraňují jednu z hlavních překážek, které stojí v cestě formování nových hvězd – kam s přebytečným momentem hybnosti. Ve dvojhvězdách se tento moment, který by jinak zrodu hvězdy bránil, uloží do orbitálního pohybu složek. Členové dvojhvězdy jsou tak hvězdná dvojčata, hvězdy jež se zrodily současně, mají stejné stáří. Dál je nepochybné, že se zformovaly ve stejné části zárodečného oblaku, mají tedy totéž počáteční chemické složení. Pozorováním systémů, zejména zákrytových dvojhvězd, získáváme spolehlivé informace o hmotnostech, absolutních rozměrech, efektivních teplotách a vzdálenostech jednotlivých hvězd.

2.6.1 Klasifikace dvojhvězd

Těsné dvojhvězdy jsou takové podvojně systémy, kde v průběhu vývoje dojde k tomu, že alespoň jedna ze složek vyplní svůj Rocheův lalok a dojde tak k přenosu látky směrem k druhé složce. Při běžných hmotnostech složek můžeme mezi těsné dvojhvězdy řadit všechny, jejichž perioda je kratší než několik desítek dní. Vzhledem k tomu, že se toto týká většiny dvojhvězd, je zřejmé, že ve většině pozorovaných dvojhvězd buď již došlo k přenosu látky nebo k němu dříve či později dojde.

V roce 1955 zavedl astronom českého původu Zdeněk Kopal (1914-95) pro těsné dvojhvězdy velmi důležitou a dodnes všeobecně používanou vývojovou klasifikaci dvojhvězd podle jejich vztahu k Rocheově ploše.

Oddělené soustavy (detached systems), jsou ty, v nichž jsou povrchy obou složek uvnitř Rocheovy plochy. *Polodotykové soustavy* (semidetached systems), jsou takové, kde jedna ze složek vyplňuje svůj Rocheův lalok. V těchto soustavách dochází přes bod L_1 k přenosu látky směrem od dotykové složky na složku oddělenou. Příkladem mohou být těsné dvojhvězdy typu Algolu. *Dotykové soustavy* (contact systems) – zde své Rocheovy laloky vyplňují obě složky. Tyto složky mají pak třeba společnou atmosféru (případ zákrytových dvojhvězd typu W Ursae Majoris).

2.6.2 Vývoj těsných dvojhvězd

Pro většinu těsných dvojhvězd v hrubých rysech platí tento základní vývojový scénář:

- 1) Obě hvězdy, pokud se nacházejí na hlavní posloupnosti, leží uvnitř svých Rocheových laloků a tvoří tak oddělené systémy. Hvězdy mají též tvar jako hvězdy osamocené a vyvíjejí stejně jako ony.

- 2) V soustavě se rychleji vyvíjí hmotnější (primární) složka systému. Když v jejím centru poklesne obsah vodíku v jádru pod 5 %, dojde k poměrně rychlé expanzi svrchních vrstev hvězdy, při níž se poloměr osamocené hvězdy zvětšuje mnohonásobně. V těsné dvojhvězdě však prostor není neomezený, v jistém okamžiku se stane, že hvězda vyplní svůj Rocheův lalok. Vzniká tak *polodotyková soustava*.
- 3) Bodem L_1 začne z primární složky prýštit na sekundární složku látka. Ta přijímá nejen tuto látku, ale i moment hybnosti, který se nutně též přenáší. Oběžná perioda klesá. Dochází k rychlému vývoji, na jehož závěru si obě složky vymění své role, primární složka se stane složkou sekundární a naopak.
- 4) Po výměně rolí v systému se nyní již sekundární složka vyvíjí tak, jak tomu odpovídá stav jejího nitra. To je natolik husté a tudíž samostatné, že se jej děje probíhající ve svrchních vrstvách hvězdy takřka nijak nedotknou. To znamená, že i když je faktická hmotnost hvězdy stále zkracována přenosem, hvězda se vyvíjí zhruba tak, jako by neustále měla svou počáteční hmotnost. Sekundární složka tak bude mít i nadále před složkou primární ve vývoji náskok. Vzhledem k tomu, že vývoj hvězdného nitra vede k neustálému rozpínání obalu hvězdy, bude přenos látky pokračovat, byť v pomalejším tempu, perioda soustavy by přitom měla opět pozvolna růst. Ve fázi tohoto *pomalého přetoku látky* nacházíme řadu zákrytových dvojhvězd, kde se běžně setkáváme s tím, že hmotnější a jasnější složka je hvězdou hlavní posloupnosti pod Rocheovou plochou, zatímco sekundární složkou bývá vývojově pokročilý podobr vyplňující svůj Rocheův lalok.
- 5) Během rychlého a později pomalého přetoku látky může původně hmotnější hvězda předat druhé složce až 85 % své hmoty, vesměs přitom jde o kvalitní, na vodík bohatý materiál, který nebyl dotčen předchozím jaderným vývojem hvězdy. Přetok látky z jedné složky na druhou nemusí vždy probíhat bezprostředně. Plynný proud látky si sebou nese svůj moment hybnosti, což vede k tomu, že nesměřuje přímo na druhou složku, ale poněkud stranou. Pokud není hmotu přijímající složka dostatečně rozměrná, pak se kolem ní nejprve vytvoří poměrně tenký disk ležící v orbitální rovině soustavy. Vlivem tření v disku (zejména turbulentního) se moment hybnosti vnitřních částí disku přenáší do vnějších oblastí, což umožňuje vnitřním částicím, aby se po spirále postupně snesly na povrch hmotu přijímající složky. Zvyšování hmotnosti hvězdy na hlavní posloupnosti vede k nárůstu vnitřní teploty, tím k snížení opacity a zvýšení koncentrace nosičů tepla (fotonů) a rychlosti přenosu energie, čili k nárůstu výkonu hvězdy. Vývoj hvězdy se tak patřičně zrychlí, náskok hmotu darující složky však nedožene.
- 6) Sekundární složka při pomalém přetoku postupně přichází o svůj takřka veškerý svůj obal. Její další vývoj pak závisí na její počáteční hmotnosti:
 - a) Je-li počáteční hmotnost hvězdy menší než 3 Slunce, pak vznikne horká *heliová hvězda* o hmotnosti menší než $0,45 M_{\odot}$. Ta elektronově zdegeneruje dříve, než se v ní vytvoří teplota dostatečná k zapálení heliových reakcí. Z hvězdy se pak časem vyvine elektronově zdegenerovaný *heliový bílý trpaslík*.
 - b) Je-li počáteční hmotnost hvězdy větší než $3 M_{\odot}$, pak se při smrštění hvězdy heliové reakce přece jen vznítí a hvězda se na 10^5 až 10^6 let stává horkou *hvězdou hlavní heliové posloupnosti*. Pro ně je charakteristický silný hvězdný vítr. Brzy ve hvězdě pokročí degenerace natolik, že se z ní stane *uhlíkokyslíkový bílý trpaslík*.

Pokud na něj bude přetékat látka z druhé složky, pak může cyklicky vybuchovat jako nova, eventuálně se může stát supernovou typu Ia.

c) Je-li hmotnost větší než 15 Sluncí, pak je vývoj podobný, jen s tím rozdílem, že v nitru hvězdy, které je díky své vyšší teplotě a nižší hustotě více vzdáleno elektronové degeneraci, se postupně zapalují stále další a další jaderné reakce. Vše končí u reakcí, které produkují jaderně dále nehořlavé železo. Pakliže hmotnost elektronově degenerovaného železného jádra překročí $1,4 M_{\odot}$, tento vnitřek se zhroutlí v neutronovou hvězdu, případně černou díru. Hvězda vzplane jako supernova typu II nebo Ib, zůstává po ní *neutronová hvězda* či *černá díra*. Dvojice hvězd, v nichž sekundární složku tvoří takovýto objekt, běžně pozorujeme. Jde o tzv. *rentgenové dvojhvězdy*, *burstery* apod., kde z primární složky přitéká látka ke zhroucenému objektu, což dává vznik měkkému rentgenovému záření.

- 7) V dalším vývoji se do aktivní role dostává primární složka. Když ta vyplní svůj lalok, začne látka z této hvězdy přetékat směrem k zhroucené sekundární složce (bílý trpaslík, neutronová hvězda, černá díra).⁵⁾ V důsledku ztráty látky se může podvojný systém i úplně rozpadnout nebo v něm nakonec najdeme dva bílé trpaslíky, či jiné kombinace objektů v závěrečném stadiu vývoje.

⁵⁾ Vzhledem k tomu, že tyto hvězdy jsou lineárně nesmírně malé, látka na ně přímo nedopadá, vždy se kolem nich vytváří *akreční disk*. Postupný pád látky na zhroucenou složku je doprovázen uvolňováním značné energie, která vlastně reguluje příliv nové hmoty na zhroucenou složku.

3 Horké hvězdy v galaxiích

3.1 Zastoupení horkých hvězd ve hvězdné populaci

Prohlédneme-li si reprezentativní vzorek stovky nejjasnějších hvězd oblohy, pak zjistíme, že je z 2/3 tvořen horkými hvězdami všeho druhu, zejména pak hmotnými hvězdami hlavní posloupnosti a horkými hvězdnými obry a veleobry. Tyto hvězdy mají zpravidla velmi vysokou svítivost a velice se u nich projevuje výběrový efekt.

Nepříliš odlišný obrázek nám poskytne přehled zastoupení hvězd podle spektrálního typu v HD katalogu obsahujícího hvězdy jasnější než $V = 8,5$ mag:

Sp. typ	O	B	A	F	G	K	M
% hvězd	1	10	22	19	14	31	3

Podle naší definice horké hvězdy lze tak mezi ně zařadit cca 2/5 hvězd oblohy do 8,5 magnitudy. Uvedená tabulka též orientačně sděluje, jak se hvězdy jednotlivých spektrálních tříd podílejí na celkovém zářivém výkonu Galaxie – zhruba polovinu její iluminace zajišťují velmi zářivé, horké hvězdy, druhá polovina světla celé Galaxie ponejvíce hvězdní obři typu K, snad i G populace I i II.

Na obloze jsou horké hvězdy rozloženy nerovnoměrně, nejvíce z nich nacházíme v blízkosti pásu Mléčné dráhy, v okolí centra a anticentra (oblast Orionu), čili v místech, kam se na oblohu promítají spirální ramena.

Zcela jiný obrázek si utvoříme, pokud budeme sledovat zastoupení horkých hvězd ve stovce nejbližších hvězd. Zde najdeme dvě až tři hvězdy hlavní posloupnosti (Sirius, Atair, napůl Prokyon), a cca 5 bílých trpaslíků, ostatní hvězdy jsou chladné, vesměs chladnější než naše Slunce. V horkých hvězdách hlavní posloupnosti ve vzorku hvězd z okolí Slunce je uloženo 18% hmotnosti hvězdné populace, v bílých trpaslících 9 %, zbytek je pak uložen v množství chladných hvězd, vesměs trpaslíků hlavní posloupnosti třídy M a K. Budiž poznamenáno, že v okolí Slunce je střední hustota látky uložené ve hvězdách a v mezihvězdné látce zhruba totéž.

Přepočítáme-li zastoupení horkých hvězd na hvězdnou populaci celé Galaxie, budou horké hvězdy představovat jen nepatrný přívažek (několik procent), neboť v Galaxii početně, ale i hmotnostně převládají hvězdy populace II, v níž se horké hvězdy vyskytují jen v nepatrném množství v podobě modrých opozdílů a horké části horizontální větve obrů. Mezihvězdná látka složená z plynu a prachu pak hmotnostně představuje jen několik procent celkové hmotnosti uložené ve hvězdách. Pokud jde o bílé trpaslíky, lze na jejich zastoupení usuzovat jen nepřímou, jelikož jsou špatně pozorovatelní, vcelku se však soudí, že jejich podíl v celé hvězdné populaci nebude vyšší než 7%, hmotnostně pak cca 10-12%.

3.2 Výskyt horkých hvězd v Galaxii

Horké hvězdy o hmotnosti větší než $1,4 M_{\odot}$ se zářivým výkonem nad $3,5 L_{\odot}$ jeví velmi silnou koncentraci k rovině Galaxie. Jsou typickými představitelkami objektů *populace I*, které jsou charakterizovány vyšším počátečním hmotnostním zastoupením těžších prvků Z (cca 2-5 %),

víceméně kruhovými oběžnými drahami, jež leží zhruba v rovině Galaxie, a stářím nepřesahujícím stáří Slunce.

Valnou většinu horkých hvězd, zejména pak méně hmotných hvězd hlavní posloupnosti raných A0 – F5, řadíme mezi objekty populace I tzv. *starého disku*. Tyto hvězdy jeví silnou koncentraci k rovině Galaxie, kde před několika miliardami nebo stovkami milionů vznikly, nejeví však příliš silnou koncentraci ke spirálním ramenům. Hmotné a mladé hvězdy tříd B a O patří k tzv. *extrémní populaci I*, neboli k populaci *mladého disku*. Vesměs se jedná o nedávno vzniklé hvězdy, které se ještě nestačily dostatečně vzdálit od místa svého zrodu. Vzhledem k tomu, že hmotnější hvězdy v Galaxii v současnosti vznikají takřka výhradně v molekulových mracích, které se mimořádně silně koncentrují k spirálním ramenům, vykazují i tyto hvězdy zjevnou spirální strukturu.

Hvězdy populace I se v Galaxii pohybují ve stejném směru a v blízkém okolí jsou jejich relativní rychlosti jen nevelké – nejvýše několik desítek km/s. Díky této skutečnosti lze kinematicky objekty populace II a I dobře odlišit.

3.2.1 Asociace OB

K nejtypičtějším objektům extrémní populace I náleží hvězdné asociace složené z hvězd, které spojuje společné místo i okamžik vzniku. Členové asociace ovšem nejsou spolu dostatečně pevně gravitačně vázány tak, aby vytvořily stabilní systém typu hvězdokupy. Hvězdné asociace nacházíme výhradně tam, kde v současnosti dochází k hromadnému vzniku hvězd, čili zejména ve spirálních ramenech. Celkově jsou to velice jasné a nápadné objekty, což ovšem není ani tak dáno počtem hvězd (ten se počítá na desítky, nejvýše stovky kusů), jako spíše zářivým výkonem nejjasnějších členů asociací. Jsou jimi poměrně velmi hmotné hvězdy s výkonem až 10^6 Sluncí, tedy mnohonásobně větším, než je výkon i těch nejjasnějších členů kulových hvězdokup. Tyto hvězdy jsou poměrně žhavé, takže náležejí vesměs k spektrálním třídám O a B. O asociacích, v níž dominují hmotné hvězdy tohoto typu, se hovoří jako o asociacích O, B nebo též asociacích OB. Zmíněné hmotné hvězdy mají velice krátkou dobu života, která se počítá na milióny let a nemohly se tak příliš vzdálit od místa svého vzniku. Svou polohou tak indikují místa zrodu hmotných hvězd, která leží vesměs ve spirálních ramenech.⁶⁾

Hmotnosti hvězdných asociací činí několik stovek hmotností Slunce, střední průměr těchto soustav se odhaduje na 200 pc. V blízkosti Slunce nalézáme i řadu menších o průměru cca 60 pc. Vlastní gravitační vazba nestačí udržet členy asociace pohromadě, a ty se v průběhu několika málo milionů let se rozptýlí do okolního prostoru a stávají se běžnými hvězdami galaktického pole.

3.2.2 Otevřené hvězdokupy

Z jader rozpadlých asociací OB povstávají tzv. *otevřené hvězdokupy* obsahující desítky až stovky hvězd, z nichž část bychom mohli zařadit mezi horké hvězdy. Rozložení otevřených hvězdokup v Galaxii je obdobné jako rozložení hmotných horkých hvězd. Silně se koncentrují ke galaktické rovině, a již méně výrazně klesá jejich počet se vzdáleností od centra Galaxie. Rekordní zářivý výkon otevřené hvězdokupy činí 50 tisíc Sluncí, typický ovšem je zářivý

⁶⁾ Kromě asociací OB pozorujeme též asociace T, kde se setkáváme velkým množstvím hvězd typu T Tauri. Tyto soustavy nejsou tak nápadné jako asociace OB, protože v nich chybějí extrémně jasné hmotné hvězdy. Nicméně i ony jsou velice mladé a jsou tudíž dobrými indikátory spirální struktury.

výkon 500 Sluncí. Hmotnosti valné většiny otevřených hvězdokup činí cca $50 M_{\odot}$. Průměry otevřených hvězdokup se pohybují v rozmezí od dvou tří světelných let do 20, přičemž nejčastější hodnotou, s níž se u nich setkáváme, je 5 sv. let. Otevřené hvězdokupy nejsou dostatečně pevně gravitačně vázané soustavy k tomu, aby dlouhodobě vzdorovaly slapovým účinkům Galaxie. V okolí Slunce pouze polovina z nich může vydržet slapům více než 200 milionů let, zatímco jenom 2% má životnost delší než miliardu let.

Otevřené hvězdokupy tak musejí náležet k velmi mladým, nedávno vytvořeným hvězdným soustavám. Staří jen několika ze známých otevřených hvězdokup přesahuje 10^9 let, většina z nich je mladších než $2 \cdot 10^8$ let, některé jsou ještě mladší než 10^6 let. Stáří otevřených hvězdokup se určuje srovnáním vývojového stavu jejich členů podle teoretických vývojových modelů sestrojených pro tentýž věk a pozorované počáteční chemické složení, konkrétně podle polohy tzv. bodu obratu, nejranější části hlavní posloupnosti. Vzhledem k tomu, že otevřené hvězdokupy patří k nejmladším galaktickým objektům, obsahují dvakrát až třikrát více těžších prvků než Slunce.

3.2.3 Horké hvězdy populace II

Méně hmotné horké hvězdy populace II, které se dostávají do epizodického stadia svého vývoje jako hvězdy horkého konce horizontální větve, jsou, stejně jako bílí trpaslíci a jádra planetárních mlhovin, rozloženy v Galaxii víceméně rovnoměrně, nejeví žádnou spirální strukturu, jejich dráhy jsou dosti chaotické, mohou se i dosti výrazně vzdálit od roviny Galaxie. Nápadné jsou v kulových hvězdokupách, najít se dají i na barevných snímcích těchto hvězdných soustav.

3.3 Horké hvězdy v jiných galaxiích

Rozložení hmotných horkých hvězd v cizích galaxiích lze názorně demonstrovat porovnáním dvou snímků téže galaxie pořízených v červeném a modrém světle. Zatímco na modrém snímku, kde se projevují zářivé hmotné hvězdy, zpravidla spatříme komplikovanou spirální strukturu, na červeném snímku, kde svým světlem dominují nepříliš hmotní žlutí a červení obři, obvykle nezjistíme ani náznak podobné struktury. To se ovšem týká jenom spirálních galaxií typů od Sb do Sd a většiny nepravidelných galaxií. U galaxií typu Sa, S0 a eliptických galaxií všech zploštění je horkých, tedy modrých hvězd, poskrovnu a jejich modrý a červený vzhled je zhruba týž.

Z naznačeného vyplývá, že hmotné horké hvězdy lze běžně najít pouze ve spirálních galaxiích s výraznými spirálními rameny nebo i lokálními ohnisky hvězdné tvorby, kde v současnosti vznikají hmotnější hvězdy⁷⁾. Speciálním případem jsou horké hmotné hvězdy vzniklé při vzájemné interakci dvojice galaxií, zejména pak při *galaktickém kanibalismu*, kdy jsme svědky procesu, při němž jedna galaxie pohlcuje druhou. Při těchto násilných procesech často dochází ke střetu oblastí mezihvězdné látky, které mají často za následek explozi vznikání nových hvězd. Často jsme pak svědky toho, že mezi galaxiemi nacházíme vlákna či celé mosty tvořené mezihvězdnou látkou a osvětlované množstvím masivních, zářivých hvězd. Příkladem takového kanibalismem indukovaného vzniku hvězd je interakce mezi Galaxií a jejími souputníky, zejména pak oběma Magellanovými mračny.

⁷⁾ Místem zrodu nových hvězd jsou ovšem centrální oblasti galaxií (výduť, bulge), zde však z důvodů, který mi zatím není znám, vznikají takřka výhradně méně hmotné, tedy chladnější hvězdy.

3.4 Horké hvězdy a mezihvězdná látka

V blízkosti horkých hvězd často nacházíme oblasti s vyšší koncentrací mezihvězdné látky. Má to dvě příčiny. Jednak se hmotné hvězdy se často nestačily vzdálit z míst, kde vznikly, tedy míst, kde se nachází mezihvězdná látka, jednak horké hvězdy samy bývají zdrojem rozptýlené látky, která z jejich povrchu uniká působením tzv. *hvězdného větru*. Platí, že čím větší je výkon hvězdy, tím vyšší je tempo, s nímž hvězda ztrácí svou hmotnost. Kolem hvězdy se vytváří okolohvězdná obálka, která je k záření buzena ultrafialovým zářením hvězdy. Zvláštním případem takové okolohvězdné obálky je planetární mlhovina buzená k záření jádrem planetární mlhoviny.

3.4.1 Oblasti ionizovaného vodíku a jejich záření

Z fotosféry žhavých hvězd třídy O a B s teplotou nad 18 000 K vystupuje množství fotonů ultrafialového záření. Je-li jejich vlnová délka kratší než 91,2 nm, mají dostatek energie k tomu, aby atom vodíku v základním stavu rozbily na proton a elektron. Pohltí-li atom kvantum takového záření, pak se jeho energie spotřebuje na samu fotoionizaci (13,59 eV), čili na překonání vazby mezi elektronem a protonem, zbytek případně na kinetickou energii protonu a především elektronu.

Volné elektrony dříve nebo později rekombinují a pozpátku vytvářejí neutrální atomy. Většina z nich nesekočí do základní hladiny přímo, některé se ale zachytí na některé z vyšších energetických hladin a do nejnižšího stavu se sestupují postupně. Tomu ději se říká *kaskádní přechod* nebo *fluorescence*. Vždy přitom vyzáří foton o energii odpovídající energetickému rozdílu příslušných hladin. Z pozorovatelského hlediska je zvlášť důležité, že při přeskočích do druhé hladiny vyzařují atomy vodíku záření ve spektrálních čárách Balmerovy série očima viditelného světla. Tam, kde je v okolí žhavých hvězd přítomen mezihvězdný plyn, tak pozorujeme rozsáhlé plynné mlhoviny, v jejichž spektrech dominují mohutné emisní čáry Balmerovy série, zejména pak šarlatově rudá čára H α o vlnové délce 656,3 nm, vznikající při přechodu z 3. do 2. hladiny, intenzita vyšších členů Balmerovy série pak monotónně klesá.

Mezihvězdný plyn září ovšem intenzivně též na milimetrových a centimetrových vlnách zachytitelných pozemskými radioteleskopy. Spojité záření zde vzniká při volně-volných přechodech, kdy se elektron k jádru jen přiblíží, ale nespojí se v atom, pouze se přitom poněkud přibrzdí. Pozorujeme zde však i emisní čáry vodíku, které vznikají při přechodech mezi velmi vysokými energetickými hladinami, kde rozdíl energií je velmi malý (řádově tisíce eV i méně).

Svítilící oblasti ionizovaného mezihvězdného vodíku s charakteristickou teplotou 8000 kelvinů se označují jako *oblasti H II*. Tyto *emisní mlhoviny*, kterých je v naší Galaxii několik tisíc, náležejí k nejatraktivnějším objektům na obloze.

Jednou z nejznámějších je Velká mlhovina označovaná nejčastěji jako M 42 v meči Oriona. Mlhovina je částí komplexu Orion A vzdáleného cca 450 pc, jenž též zahrnuje obří molekulový oblak a hvězdokupu s velmi mladými hvězdami (hvězdokupa Trapez). První kandidáti na tzv. protohvězdy byli nalezeni rovněž právě zde.

Pokud je žhavá hvězda, jež vysílá krátkovlnné ionizující záření obklopena mezihvězdným (převážně vodíkovým) plynem, pak je toto záření dříve nebo později tímto plynem pohlceno. Plyn je v tomto oboru velice málo průhledný. Energie pohlcených kvant záření se vynaloží především na fotoionizaci atomů a k ohřátí plynu. Ionizované atomy pak opět rekombinují s volný-

mi elektrony, přičemž jsou vyzařovány fotony i delších vlnových délek, pro něž už je mezihvězdný plyn průhledný – tyto fotony mohou toto prostředí opustit. Prostřednictvím mezihvězdného plynu tu dochází k transformaci neviditelného ultrafialového záření na viditelné.

Vzhledem k tomu, že mezihvězdný plyn nemá žádné vlastní zdroje energie, musí platit, že v ustáleném stavu bude celkový zářivý výkon oblasti H II roven ultrafialovému výkonu budící hvězdy L_{UV} v oblasti vlnových délek menších než 91,2 nm. Tento výkon ovšem velmi citlivě závisí na teplotě hvězdy, což je též příčinou toho, proč oblasti H II pozorujeme takřka výhradně v okolí velmi hmotných hvězd spektrální třídy O a raných typů třídy B. Tyto hvězdy jsou jakožto budící hvězdy vhodné i z toho důvodu, že žijí natolik krátce, že nemají dostatek času vzdálit od své mateřské mlhoviny. V bezprostřední blízkosti žhavých hvězd panuje natolik vysoká teplota, že se veškerý mezihvězdný prach vypaří a v okolí hvězd se tak setkáváme jen s horkým plynem, v němž jednoznačně převládá vodík.

Největší a nejjasnější oblasti H II představují z hlediska svého světelného výkonu v Galaxii absolutní špičku. Co do absolutní jasnosti mohou soupeřit i otevřenými hvězdokupami. I když je většina jejich viditelného záření soustředěna do několika emisních čar, celkový výkon, který je zde vyzářen odpovídá zářivému výkonu desítek tisíc Sluncí. Jsou nepřehlédnutelné i pokud se týká jejich velikosti – dosahují rozměru až 1000 světelných let, ovšem typicky jsou jejich rozměry menší – cca 50 světelných let.⁸⁾ Oblasti H II v sobě zahrnují plyn o celkové hmotnosti od 1 do 1000 hmotností Slunce. Nezřídka se setkáváme se situací, že hmotnost budící hvězdy je menší než hmotnost oblasti H II, která ji obklopuje. Po chemické stránce se oblasti H II skládají převážně z vodíku, významně je v nich však obsaženo také helium, v menší míře pak uhlík, dusík a kyslík.

Tvary oblastí H II bývají občas dosti bizarní, vše zde záleží na rozložení hustoty a teploty v plynu, který žhavé hvězdy obklopuje. Pokud je okolohvězdné prostředí homogenní, pak nás nepřekvapí, že oblast ionizovaného materiálu má tvar koule. Poloměr koule R_S , nazývaný *Strömgrenovým poloměrem* bude nepochybně záviset na počtu ionizujících fotonů, které hvězda vyše za jednotku času N_{UV} a též na koncentraci vodíkových atomů v okolí n_H . Čím vyšší tato koncentrace bude, tím dříve se ionizující fotony spotřebují a dosah ultrafialového záření vycházejícího z hvězdy bude menší.

3.4.2 Planetární mlhoviny

Velmi podobně jako oblasti ionizovaného vodíku se chovají i tzv. *planetární mlhoviny*, které představují krátkodobou epizodu (cca $5 \cdot 10^4$ let) ve vývoji hvězd sluneční hmotnosti. Planetární mlhoviny jsou odvrženými plynnými obálkami hvězd o poloměru cca 0,1 pc, hmotností typicky $0,5 M_\odot$ a zářivým výkonem až 100 Sluncí (!), střední hustotou $10^9 - 10^{10}$ částic/m³. Planetární mlhoviny se zvolna rozpínají, a to rychlostí cca 20 km/s.

K záření jsou planetární mlhoviny buzeny centrálním elektronově degenerovaným zbytkem hvězdy o teplotě 10^4 až 10^5 kelvinů, který září v ultrafialovém oboru elektromagnetického záření. Viditelné záření planetárních mlhovin je tak rovněž výsledkem transformace ionizujícího záření budící hvězdy. Ve spektru těchto plynných mlhovin najdeme kromě emisních čar Balmerovy série četné emisní čáry zakázaných přechodů silně ionizovaných atomů [O II], [O III], [Ne III].

V současnosti známe v naší Galaxii přes tisíc planetárních mlhovin, je však možné, že jsme jich určitý počet přehledli v důsledku mezihvězdné extinkce.

⁸⁾ Takto velická je i známá oblast H II, známá též jako velká mlhovina v Orionu

4 Atmosféry horkých hvězd

4.1 Popis záření ve hvězdných atmosférách

V podstatě všechny informace, které o hvězdách máme, získáváme studiem jejich elektromagnetického záření. Proto je znalost přesného fyzikálního stavu oblasti, ze které k nám elektromagnetické záření hvězdy přichází, klíčová k pochopení dějů, které ve hvězdě probíhají, i k pochopení jejího předchozího i budoucího vývoje. Oblast, z níž k nám elektromagnetické záření hvězdy přichází, se nazývá *hvězdná atmosféra*. Ačkoliv hmotnost hvězdné atmosféry představuje jen velmi malou část hmotnosti celé hvězdy, je její studium stejně důležité, jako studium vnitřní struktury hvězdy.

Proto byla také vypracována velice podrobná teorie, které popisuje šíření elektromagnetického záření v atmosféře hvězdy a jeho interakci s látkou. Základy této teorie si nyní ukážeme. Jednou z nejdůležitějších veličin používaných pro popis hvězdných atmosfér je *specifická intenzita záření* $I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t)$. Ta se definuje pomocí množství energie $d\mathcal{E}$, prošlé jednotkovou plochou dS v bodě \mathbf{r} ve směru \mathbf{n} do prostorového úhlu $d\omega$ v intervalu frekvencí $(\nu, \nu + d\nu)$ v čase t za čas dt . Tedy

$$d\mathcal{E} = I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) dS \cos\theta d\omega d\nu dt, \quad (1)$$

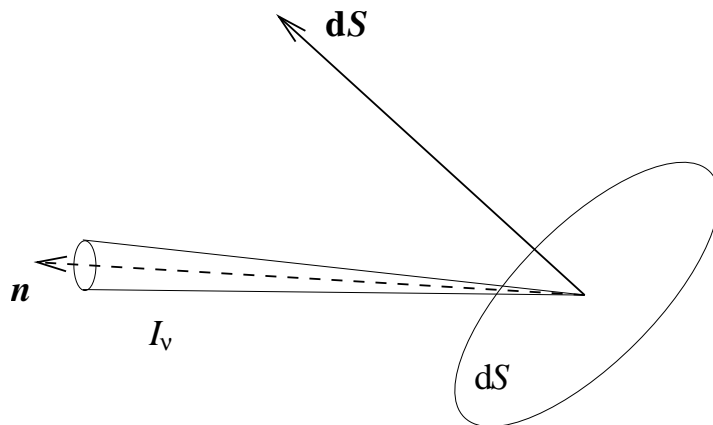
kde θ je úhel mezi směrem \mathbf{n} a normálou k ploše dS (viz. obr. 1). Při zavádění dalších veličin budeme pro jednoduchost předpokládat, že studovaná atmosféra je stacionární (ale ne nutně statická) a sféricky symetrická. V takovémto případě závisí intenzita záření pouze na poloměru r , úhlu θ a frekvenci ν . V astrofyzice je navíc zvykem vyznačovat závislost veličin prostřednictvím indexu, tedy například $I_\nu \equiv I(r, \nu)$. *Střední intenzita záření* $J(r, \nu)$ (nultý moment intenzity) se zavádí vztahem

$$J_\nu \equiv J(r, \nu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(r, \mu, \nu) d\mu. \quad (2)$$

Zde je zavedena, jak je v astrofyzice běžným zvykem, proměnná μ vztahem $\mu = \cos\theta$. Je možné ukázat, že střední intenzita záření souvisí s hustotou zářivé energie $E_R(r)$,

$$E_R(r) = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty J(r, \nu) d\nu. \quad (3)$$

Dále zavedeme *tok záření* $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \nu)$ tak, aby veličina $\mathbf{F} \cdot d\mathbf{S}$ vyjadřovala množství energie, protékající ploškou $d\mathbf{S}$ za jednotku času v jednotkovém intervalu frekvencí. V případě sféricky



Obrázek 1: K definici specifické intenzity záření $I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t)$

symetrického prostředí je nenulová pouze radiální složka vektoru toku záření,

$$F(r, \nu) \equiv F_r(r, \nu) = 2\pi \int_{-1}^1 I(r, \mu, \nu) \mu d\mu. \quad (4)$$

Vidíme, že tok záření je prvním momentem intenzity záření. Při výpočtech je též důležitý integrál vektoru toku záření přes frekvence,

$$F(r) \equiv \int_0^\infty F(r, \nu) d\nu. \quad (5)$$

Podíl F/c^2 je hustota hybnosti, svázaná s polem záření.

4.2 Opacita a emisivita v atmosférách horkých hvězd

Během průchodu fotonů hvězdnou atmosférou dochází k jejich pohlcování a opětovnému vyzařování, případně k jejich rozptylu. Tyto procesy se jako celek označují jako přenos záření. Je rozumné procesy vedoucí k pohlcování záření a procesy vedoucí k emisi záření popisovat odděleně. Proto se zavádí *extinkční koeficient*¹ $\chi(r, \mu, \nu)$ a *emisní koeficient* $\eta(r, \mu, \nu)$. Budeme sledovat elementární objem, omezený plochou dS a tloušťkou ds . Část energie $\delta\mathcal{E}$ pohlcené tímto elementem za čas dt ze záření o intenzitě $I(r, \mu, \nu)$ v intervalu frekvencí $d\nu$, dopadajícího ve směru normály k dS v elementu tělesného úhlu $d\omega$ je rovna

$$\delta\mathcal{E} = \chi(r, \mu, \nu) I(r, \mu, \nu) dS ds d\omega d\nu dt. \quad (6)$$

Dále tento element vyzařuje energii $\delta\mathcal{E}$ v intervalu frekvencí $d\nu$ do tělesného úhlu $d\omega$ ve směru \mathbf{n} za čas dt , pro kterou platí:

$$\delta\mathcal{E} = \eta(r, \mu, \nu) dS ds d\omega d\nu dt. \quad (7)$$

Při popisu pohlcování záření látkou se obvykle rozděluje extinkční koeficient na dva členy. Zavádí se absorpční koeficient $\chi^a(r, \mu, \nu)$ pro „pravou absorpci“, při které dochází k pohlcování jednotlivých fotonů a na koeficient $\chi^r(r, \mu, \nu)$ popisující rozptyl. Přitom platí vztah

$$\chi(r, \mu, \nu) = \chi^a(r, \mu, \nu) + \chi^r(r, \mu, \nu). \quad (8)$$

V případě nepohyblivé atmosféry je často koeficient $\chi^a(r, \mu, \nu)$ izotropní. Naopak v pohybujícím se prostředí absorpční koeficient díky Dopplerovu jevu závisí na velikosti projekce vektoru rychlosti látky ve směru pozorovatele, ztrácí tedy svoji izotropii. Podobně emisní koeficient způsobený tepelným zářením je v nepohyblivých prostředích izotropní. Příspěvek zapříčiněný rozptylem však není izotropní ani ve statickém prostředí. Pro jednoduchost však v dalším textu prostorovou závislost koeficientů absorpce a emise zanedbáme.

Pokud v dané atmosféře je celkem N procesů, v důsledku kterých je atmosféra schopna absorbovat a rozptylovat záření, pak je celkový absorpční koeficient dán součtem příspěvků $\chi_i(r, \mu, \nu)$ jednotlivých procesů

$$\chi(r, \mu, \nu) = \sum_{i=1}^N \chi_i(r, \mu, \nu) = \sum_{i=1}^N \sigma_i(r, \mu, \nu) n_i(r), \quad (9)$$

kde $n_i(r)$ je koncentrace částic schopných absorbovat záření v důsledku i -tého procesu a σ_i je účinný průřez tohoto procesu. Pokud je například extinkční koeficient dán pouze rozptylem záření na volných elektronech, pak

$$\chi(r, \mu, \nu) = \sigma_{\text{Th}} n_e, \quad (10)$$

¹Označovaný také jako absorpční koeficient.

kde n_e je koncentrace volných elektronů a σ_{Th} je účinný průřez Thomsonova rozptylu.

Jednotlivé zdroje opacity v atmosférách hvězd je možné rozdělit na *vázaně-vázané* (přechody mezi energiovými hladinami daného iontu), *vázaně-volné* (přechody vedoucí k ionizaci) a *volně-volné* (interakce mezi ionty a volnými elektrony, při kterých dochází k absorpci fotonu). Vázaně-vázané přechody vedou ke vzniku spektrálních čar, vázaně-volné a volně-volné přechody tvoří spojitě spektrum (kontinuum).

Mezi nejdůležitější zdroje čarového spektra horkých hvězd ve viditelné oblasti patří především procesy spojené s vodíkem a heliem a CNO prvky v oblasti ultrafialové. Pro vytváření spojitěho spektra horkých hvězd jsou rozhodující rovněž vázaně-volné a volně-volné přechody vodíku a helia. U zvlášť horkých hvězd je významný i rozptyl záření na volných elektronech.

4.3 Rovnice přenosu záření a její řešení

4.3.1 Rovnice přenosu záření

Rovnice přenosu záření je analogií Boltzmannovy rovnice pro případ fotonového plynu. V ne-relativistickém případě nabývá pro sféricky symetrickou stacionární atmosféru tato rovnice tvar

$$\mu \frac{\partial}{\partial r} I(r, \mu, \nu) + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} I(r, \mu, \nu) = \eta(r, \nu) - \chi(r, \nu) I(r, \mu, \nu). \quad (11)$$

Označíme-li *zdrojovou funkci (vydatnost)* $S(r, \nu)$ jako podíl koeficientu emise a absorpce

$$S(r, \nu) = \frac{\eta(r, \nu)}{\chi(r, \nu)}, \quad (12)$$

pak je možné rovnici přenosu záření přepsat též jako

$$\mu \frac{\partial}{\partial r} I(r, \mu, \nu) + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} I(r, \mu, \nu) = -\chi(r, \nu) [I(r, \mu, \nu) - S(r, \nu)]. \quad (13)$$

Pro případ planparalelní stacionární atmosféry má rovnice přenosu záření tvar

$$\mu \frac{\partial}{\partial z} I(z, \mu, \nu) = \eta(z, \nu) - \chi(z, \nu) I(z, \mu, \nu). \quad (14)$$

Zavedeme-li *optickou hloubku* τ jako celkovou absorpci záření látkou podél normály, pak za předpokladu izotropnosti absorpčního koeficientu

$$d\tau(z, \nu) = -\chi(z, \nu) dz, \quad \tau(z, \nu) = \int_z^{z_{\text{max}}} \chi(z', \nu) dz', \quad (15)$$

kde z_{max} značí povrch atmosféry, na kterém je optická hloubka rovna nule. Záporné znaménko ve vzorci (15) vyjadřuje, že optická hloubka s rostoucí výškou v atmosféře klesá. S použitím této optické hloubky a definice vydatnosti (12) je možné přepsat rovnici přenosu záření (14) jako

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu} = I_\nu - S_\nu. \quad (16)$$

Připomeňme, že indexy ν , případě λ označují veličiny vztažené k jednotce frekvence (ν) nebo vlnové délky (λ).

Zářivá síla (na jednotku objemu) je způsobena předáváním hybnosti fotonů látce hvězdné atmosféry při procesech absorpce a rozptylu, a je dána integrálem

$$f_{\text{zář}} = \frac{1}{c} \int_0^\infty \chi(r, \nu) F(r, \nu) d\nu. \quad (17)$$

4.3.2 Záření v neabsorbujícím prostředí za předpokladu sférické symetrie

Budeme studovat přenos záření v neabsorbujícím a nevyzařujícím prostředí (v oblasti nad atmosférou hvězdy) za předpokladu sférické symetrie. Nejprve si všimněme, že z rovnice přenosu záření (11) plyne, že intenzita záření je na daném paprsku konstantní a nezávisí tedy na vzdálenosti od hvězdy,

$$\frac{\partial}{\partial r} I(r, \mu, \nu) = 0 \quad \text{pro } \mu = \text{konst.} \quad (18)$$

Pokud sledujeme záření hvězdy o poloměru R_* procházející průhledným prostředím, pak při výpočtu střední intenzity (2) není nutné integrovat přes všechny úhly μ ale pouze od úhlu μ_c , pod kterým vidíme poloměr hvězdy

$$\mu_c = \sqrt{1 - \left(\frac{R_*}{r}\right)^2}. \quad (19)$$

Vzorec (2) je tedy možné přepsat jako

$$J(r, \nu) = \frac{1}{2} \int_{\mu_c}^1 I(r, \mu, \nu) d\mu. \quad (20)$$

Ve zjednodušeném případě kdy specifická intenzita $I(r, \mu, \nu)$ nezávisí na úhlu μ , je možné s užitím nezávislosti intenzity záření na vzdálenosti od hvězdy předchozí vzorec přepsat jako

$$J(r, \nu) = WI(R_*, \nu), \quad (21)$$

kde koeficient zředění W popisuje oslabení záření vlivem vzdálenosti od zdroje

$$W = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{R_*}{r}\right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (22)$$

Obdobně lze v našem případě zjednodušit vzorec (4) pro tok záření jako

$$F(r, \nu) = 2\pi \int_{\mu_c}^1 I(r, \mu, \nu) \mu d\mu = \pi \left(\frac{R_*}{r}\right)^2 I(R_*, \nu). \quad (23)$$

Vidíme, že součin $r^2 F(r, \nu)$ zůstává konstantní. Protože tok záření udává množství energie prošlé jednotkovou plochou, proto předchozí vzorec znamená, že celková zářivá energie se zachovává. To platí v atmosférách horkých hvězd, kde jediným důležitým mechanismem přenosu energie je přenos energie zářením. O takovýchto atmosférách říkáme, že se nacházejí v *zářivé rovnováze*. Protože součin $r^2 F(r, \nu)$ nezávisí na poloměru, je výhodné zavést *zářivý výkon hvězdy* pomocí toku záření (5) jako celkové množství energie vyzařené hvězdou

$$L \equiv 4\pi r^2 F(r). \quad (24)$$

S pomocí zářivého výkonu hvězdy je možné zavést *efektivní teplotu* hvězdy T_{ef} jako

$$T_{\text{ef}}^4 = \frac{L}{4\pi\sigma_{\text{R}}R_*^2}, \quad (25)$$

kde σ_{R} je Stefanova–Bolzmannova konstanta,

$$\sigma_{\text{R}} = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5,67051 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4} = 5,67051 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}. \quad (26)$$

4.3.3 Homogenní planparalelní vrstva

Pro případ homogenní planparalelní vrstvy, ve které zdrojová funkce nezávisí na výšce z , je možné rovnici přenosu záření (16) jednoduše integrovat. Budeme předpokládat, že na vrstvu v bodě $z = 0$ dopadá záření o intenzitě $I_\nu(0)$, geometrická hloubka vrstvy je D a optická hloubka vrstvy je τ_D . Za těchto předpokladů je intenzita záření vystupujícího z vrstvy rovna

$$I_\nu(D) = I_\nu(0)e^{-\tau_D} + S_\nu(1 - e^{-\tau_D}). \quad (27)$$

Vrstva, která je *opticky tlustá*, má velkou optickou hloubku, $\tau_D > 1$, intenzita vystupujícího záření z takovéto vrstvy je dána funkcí zdroje této vrstvy,

$$I_\nu(D) \approx S_\nu. \quad (28)$$

Naopak vrstva s malou optickou hloubkou, $\tau_D < 1$, se nazývá *opticky tenká* a pro intenzitu vystupující z vrstvy platí

$$I_\nu(D) \approx I_\nu(0) + [S_\nu - I_\nu(0)]\tau_D. \quad (29)$$

Různé typy řešení rovnice přenosu záření (27) jsou uvedeny na obr.2.

4.4 Termodynamika látky hvězdné atmosféry

Interakce elektromagnetického záření je v teorii hvězdných atmosfér popisována extinkčním a emisním koeficientem. Tyto koeficienty jsou složitě závislé na poloze ve hvězdné atmosféře, na frekvenci záření a jsou určeny obsazením energetických hladin a stupněm ionizace atomů a iontů. Proto pro popis atmosfér hvězd musíme znát termodynamický stav jejich látky.

Látka v atmosférách horkých hvězd je většinou silně ionizována. Při výpočtu termodynamického stavu atmosféry tedy většinou můžeme zanedbat vliv molekul a prachu a stačí uvažovat pouze procesy ionizace, excitace a opačné procesy.

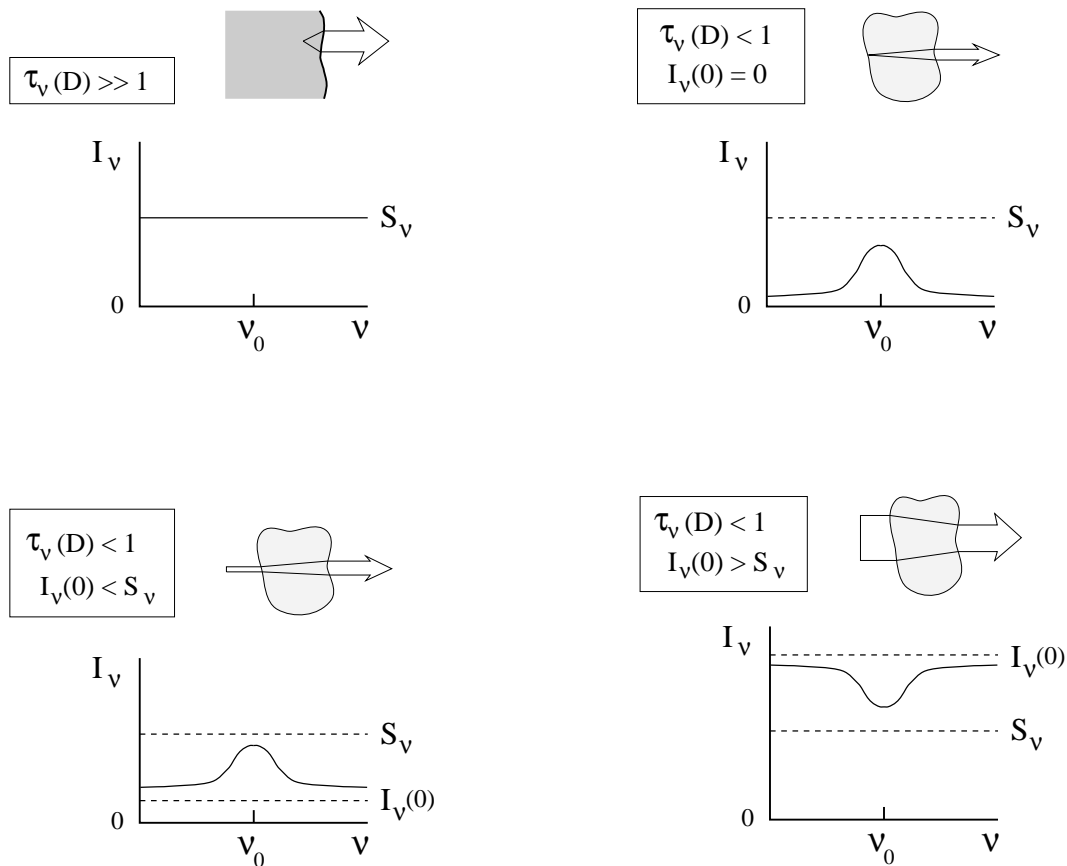
Pro popis ionizační a excitační rovnováhy ve hvězdných atmosférách se nejčastěji používají dva odlišné přístupy. Při popisu atmosfér hvězd nemůžeme z principu předpokládat, že se tyto atmosféry nacházejí ve stavu termodynamické rovnováhy, protože pak by ve hvězdné atmosféře nesměl existovat nenulový tok záření. Pro mnohé hvězdy je však vhodný předpoklad tzv. *lokální termodynamické rovnováhy (LTE)*, v rámci které předpokládáme, že obsazení hladin a jednotlivých ionizačních stupňů je dáno stejnými vztahy jako v případě termodynamické rovnováhy (pro plazma s danou hustotou a chemickým složením tedy závisí pouze na lokální hodnotě teploty T). V případě LTE však již nepředpokládáme, že i záření je v tepelné rovnováze a proto teoretické spektrum atmosféry v LTE již neodpovídá Planckově funkci. Předpoklad LTE je obvykle splněn v případě, kdy obsazení hladin a ionizace jsou určeny především srážkami atomů a iontů s elektrony.

Ionizační rovnováha v případě LTE je určena tzv. *Sahovou rovnicí*. V takovémto případě pro podíl koncentrací iontů ionizačních stupňů j a $j + 1$ platí vztah

$$\frac{N_j}{N_{j+1}} = n_e \frac{U_j(T)}{U_{j+1}(T)} \frac{1}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\chi_{I,j}}{kT}\right), \quad (30)$$

kde n_e je koncentrace elektronů, $U_j(T)$ a $U_{j+1}(T)$ jsou partiční funkce jednotlivých ionizačních stupňů, m_e je hmotnost elektronu a $\chi_{I,j}$ je ionizační potenciál. Excitační rovnováha v případě LTE je dána Boltzmannovým rozdělením

$$\frac{n_{ij}}{N_j} = \frac{g_{ij}}{U_j(T)} \exp\left(-\frac{\chi_{ij}}{kT}\right), \quad (31)$$



Obrázek 2: Vystupující záření z homogenní planparalelní vrstvy pro různé hodnoty optické hloubky a zdrojové funkce vrstvy spočtené podle ν zorce (27). *Vlevo nahoře:* V případě opticky tlusté homogenní vrstvy žádné spektrální čáry nepozorujeme. Tento případ v astrofyzice běžně nenastává, protože opticky tlustou látku v astrofyzice ve většině případů nelze považovat za homogenní. *Vpravo nahoře:* Pokud na opticky tenkou vrstvu nedopadá žádné záření v daném intervalu frekvencí, pak pozorujeme ve spektru emisní čáry. Tento obrázek dobře ilustruje například vznik emisních čar planetárních mlhovin. *Vlevo dole:* Pokud na opticky tenkou vrstvu dopadá záření s intenzitou menší než je zdrojová funkce vrstvy, pak opět pozorujeme emisní čáru. Tento obrázek ilustruje vznik emisních čar ve hvězdném větru. *Vpravo dole:* Pokud na opticky tenkou vrstvu dopadá záření s intenzitou větší než je zdrojová funkce vrstvy, pak pozorujeme absorpční čáru. Obrázek ilustruje vznik absorpčních čar ve hvězdných atmosférách.

kde n_{ij} je obsazení i hladiny iontu j , g_{ij} je statistická váha dané hladiny a χ_{ij} je její excitační potenciál. V případě LTE navíc platí, že poměr koeficientu emise a absorpce je roven Planckově funkci B_ν ,

$$S_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (32)$$

Pro mnohé hvězdy však ani předpoklad LTE nestačí. Pokud je ionizační nebo excitační rovnováha určena spíše zářivými procesy než procesy srážkovými (nepružnými srážkami mezi atomy, ionty a elektrony), pak je nutné použít předpoklad tzv. *statistické (dynamické) rovnováhy*, často nepříliš vhodně označované jako NLTE. To se týká nejčastěji právě horkých hvězd, jejichž intenzivní pole záření podstatně ovlivňuje procesy ionizace a excitace. Excitační a ionizační rovnováha pak nezávisí pouze na teplotě a hustotě plazmatu, ale také na střední intenzitě záření. Při zápisu rovnic statistické (dynamické) rovnováhy je nutné pro každou studovanou hladinu započítat četnosti všech procesů, které ovlivňují obsazení dané hladiny. Je tedy nutné započítat srážkovou excitaci a deexcitaci (v případě horkých hvězd tedy především vliv srážek s volnými elektrony), zářivou excitaci a deexcitaci a samozřejmě odpovídající přechody pro ionizaci a rekombinaci. Lze ukázat, že pokud jsou obsazení jednotlivých hladin určována především srážkovými procesy, potom rovnice statistické rovnováhy vedou k týmž výsledkům jako rovnice popisující LTE (za předpokladu, že rozdělení rychlostí volných elektronů je dáno Maxwellovým rozdělením).

4.5 Modely atmosfér horkých hvězd

Rovnici přenosu záření spolu s rovnicemi popisujícími obsazení hladin, rovnicí hydrostatické rovnováhy a případně rovnicí popisující tok energie prostřednictvím konvekce (která se však v povrchových vrstvách horkých hvězd naštěstí příliš neuplatňuje) je možné využít pro výpočet *modelů hvězdných atmosfér*. Modelem atmosféry se rozumí průběh různých fyzikálních veličin a parametrů (hustoty látky a elektronů, elektronové teploty, obsazení energiových hladin a další) v atmosféře hvězdy. Parametry pro výpočet modelů hvězdných atmosfér jsou efektivní teplota, velikost gravitačního zrychlení na povrchu hvězdy, chemické složení atmosféry a případně poloměr hvězdy v případě sféricky symetrických modelů atmosfér.

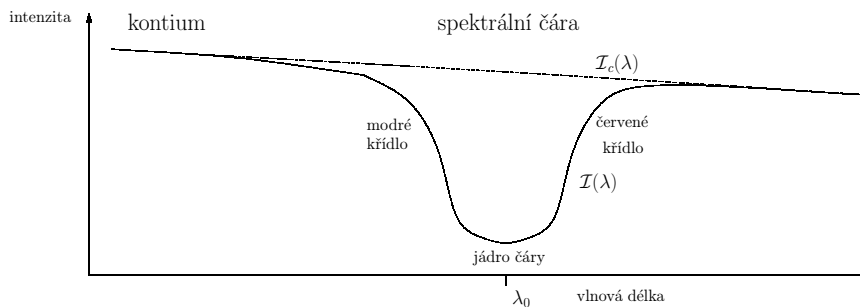
Modely hvězdných atmosfér dělíme na dva druhy. Pokud pro výpočet obsazení používáme předpoklad LTE, pak se tyto modely nazývají LTE modely hvězdných atmosfér, pokud však používáme obecnější rovnice statistické rovnováhy pak získáváme tzv. NLTE modely. Pro horké hvězdy především spektrálních tříd OB se často používají NLTE planparalelní modely TLUSTY (Hubený). V případě chladnějších horkých hvězd se často můžeme setkat s LTE modely ATLAS9 (Kurucz).

Na základě spočteného modelu atmosféry je možné spočítat podrobné teoretické (syntetické) spektrum hvězdy. Syntetická spektra je pak možné porovnat s pozorovanými. Lze je případně využít pro určování parametrů hvězdných atmosfér (efektivní teploty hvězdy, gravitačního zrychlení na povrchu, chemického složení).

5 Spektroskopická diagnostika horkých hvězd

5.1 Spektrum horkých hvězd

Hvězdné spektrum je zobrazení záření hvězdy jako funkce vlnové délky. Veličina, kterou při kreslení spektra obvykle zobrazujeme, je intenzita záření $\mathcal{I}(\lambda)$ (ta je však odlišná od specifické intenzity I_ν), přímo úměrná zářivému toku F_λ . Z praktických důvodů se odlišují dvě složky spektra, *spojité spektrum* a *čarové spektrum*. Spojité spektrum se obvykle mění relativně pomalu s vlnovou délkou, pro jeho vznik jsou důležité vázaně–volné a volně–volné přechody a rozptyl záření na volných elektronech, tedy procesy, které nejsou na vlnové délce příliš závislé. Naopak čarové spektrum vznikající jako důsledek vázaně–vázaných přechodů (viz. obr. 3) se podstatně více mění s vlnovou délkou.



Obrázek 3: Spojité spektrum a spektrální čára

V mnohých případech se spektrum z praktických důvodů nezakresluje jako závislost intenzity záření (či zářivého toku) na vlnové délce, ale jako intenzita záření podělená pomyslnou intenzitou záření v kontinuu, tedy $\mathcal{I}(\lambda)/\mathcal{I}_c(\lambda)$.

Pro popis šířky čáry se používá velikost šířky čáry v místě poloviční centrální hloubky čáry. Pro vyjádření síly čáry se používá *ekvivalentní šířka* čáry definovaná jako

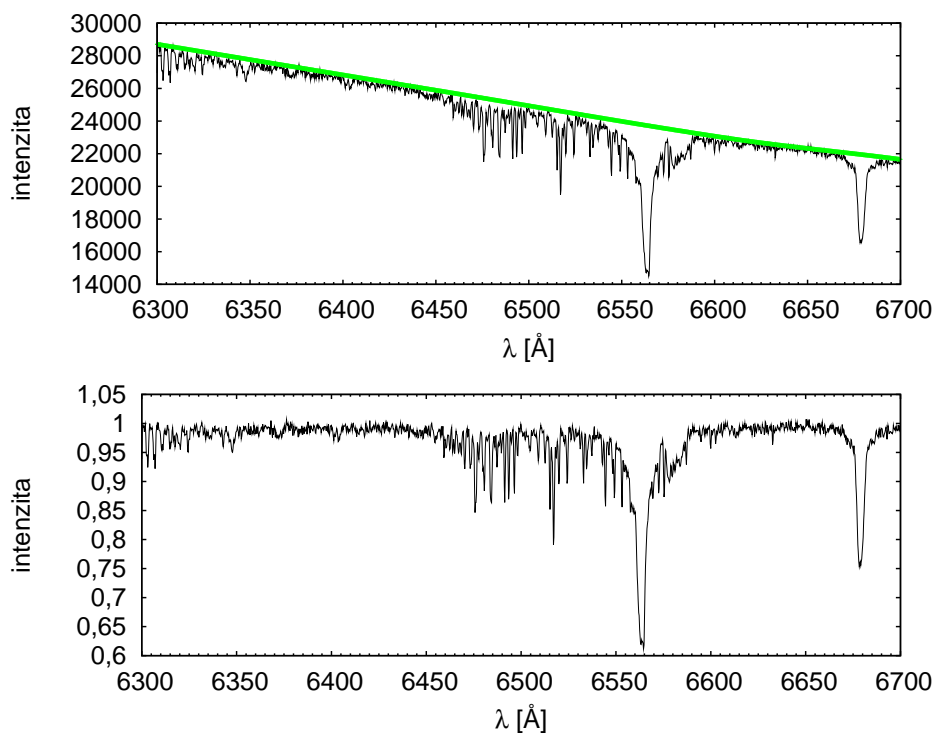
$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{I}_c(\lambda) - \mathcal{I}(\lambda)}{\mathcal{I}_c(\lambda)} d\lambda \approx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{I}_c(\lambda_0) - \mathcal{I}(\lambda)}{\mathcal{I}_c(\lambda_0)} d\lambda, \quad (33)$$

kde $\mathcal{I}_c(\lambda)$ je intenzita v kontinuu a λ_0 je vlnová délka středu čáry. Název ekvivalentní šířka je odvozen od faktu, že W_λ značí šířku obdélníku výšky $\mathcal{I}_c(\lambda)$, který odpovídá stejnému množství energie jaké odebrala ze záření spektrální čára.

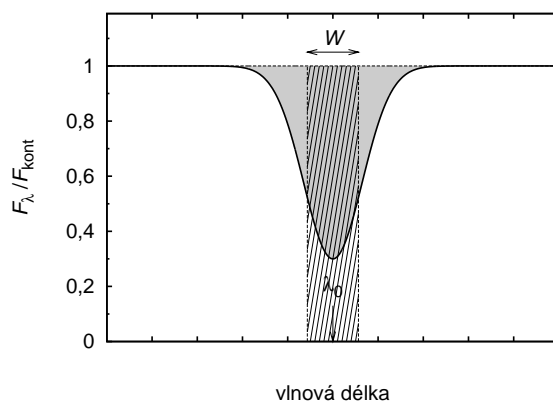
5.2 Typy profilů spektrálních čar

Jedním z nejrozšířenějších profilů spektrálních čar je *absorpční profil* (obr. 6). Typicky vzniká v atmosférách, ve kterých teplota (a zdrojová funkce) klesají s rostoucí výškou v atmosféře (viz. obr. 2). Protože absorpční koeficient je největší v jádře čáry, proto v jádře čáry pozorujeme záření, které vzniká ve vyšších vrstvách atmosféry hvězdy než záření ve křídlech čar. V důsledku poklesu teploty s výškou klesá zdrojová funkce a tedy také klesá intenzita záření v dané čáře.

V případě horkých hvězd se také často objevuje *emisní profil* spektrálních čar (obr. 6). Obecně vzniká v atmosférách, ve kterých zdrojová funkce roste s výškou (viz. obr. 2). To může značit přítomnost obálky v okolí hvězdy. Emisní profil však může vznikat také jako důsledek místního nárůstu teploty s výškou v atmosféře hvězdy. Připomeňme si, že také absorpční profil vzniká jako důsledek závislosti teploty na výšce, ale v atmosféře, ve které naopak teplota klesá s výškou.

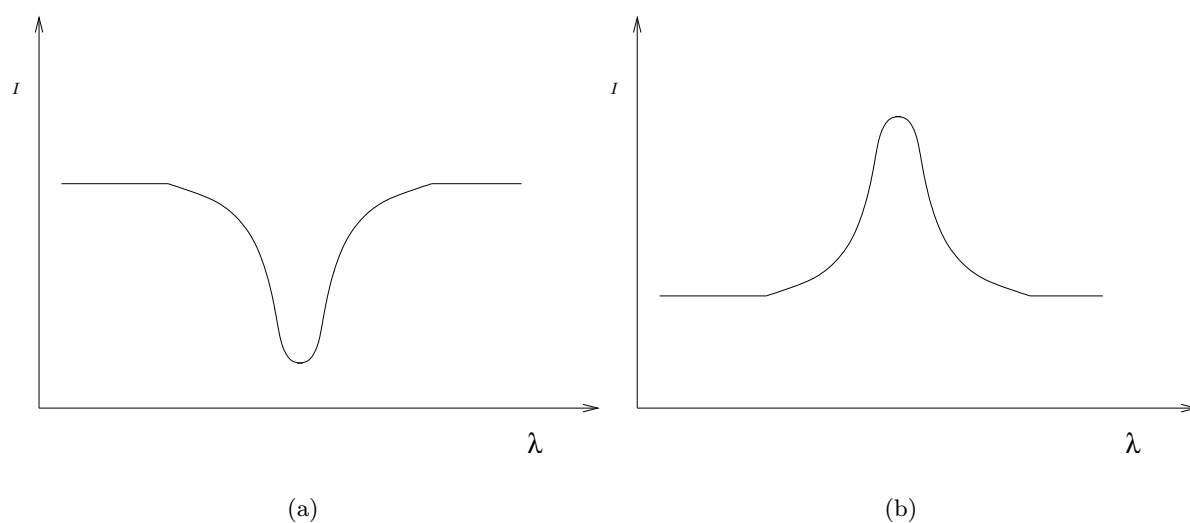


Obrázek 4: Pozorované a normované spektrum hvězdy HD 37776 získané 2m dalekohledem v Onřejově (pozorovatel M. Netolický)

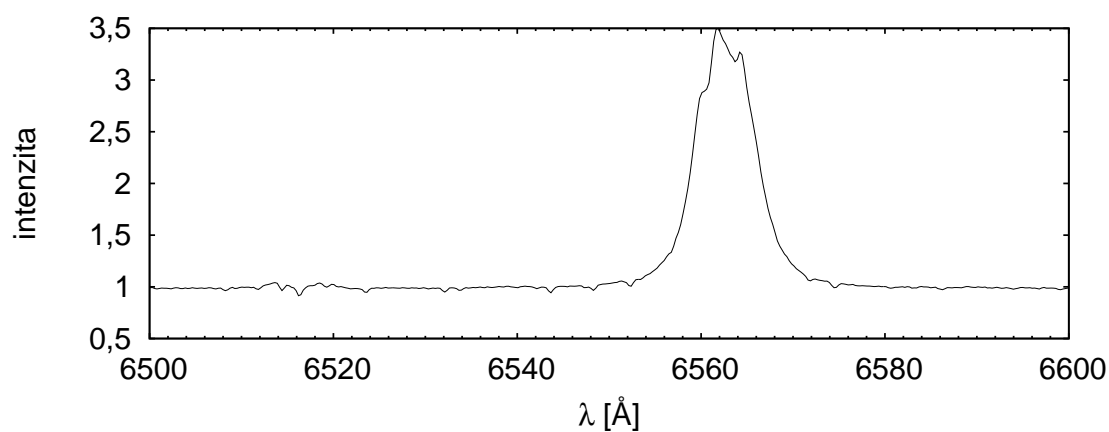


Obrázek 5: Ekvivalentní šířka čáry

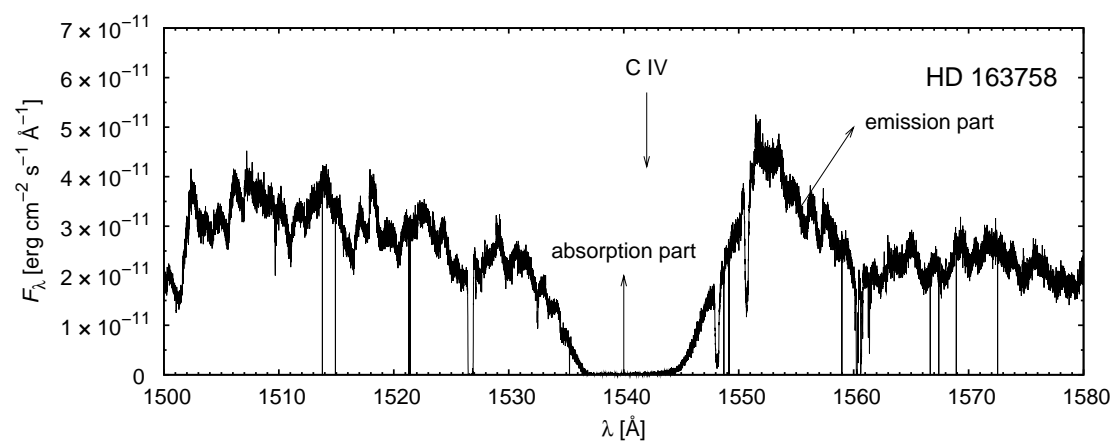
Některé z hvězd spektrálního typu B mají tzv. *Be profil* spektrálních čar. Tento emisní profil vzniká v rotujícím disku v okolí těchto hvězd (viz. obr. 7). Skládá se z emisního profilu s centrální absorpcí. Poslední z význačných druhů profilů spektrálních čar, které jsou typické pro některé horké hvězdy, je tzv. *P Cyg profil* spektrálních čar (obr. 8). Tento spektrální profil se skládá z absorpční složky v modré oblasti čáry a z emisní složky v červené oblasti. Vzniká v rozsáhlé rozpínající se obálce, ve hvězdném větru. Vznik obou zmiňovaných profilů si podrobněji vysvětlíme později.



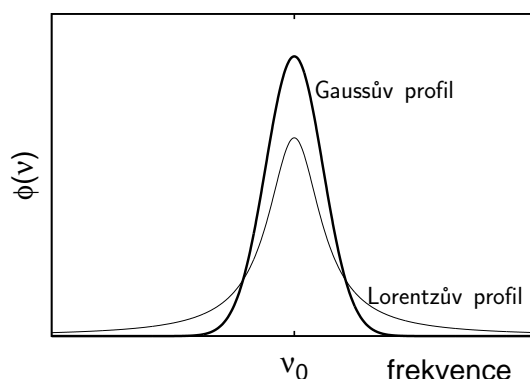
Obrázek 6: (a) Absorpční profil spektrální čáry. (b) Emisní profil spektrální čáry.



Obrázek 7: Be profil spektrálních čar (κ Dra (B6IIIpe), 2m dalekohled v Ondřejově, Saad a kol. 2004)



Obrázek 8: P Cyg profil spektrálních čar (hvězda HD 163758, pozorováno HST)



Obrázek 9: Porovnání rozšíření čáry určeného srážkovým rozšířením (dáno Lorentzovým profilem) a Dopplerovým rozšířením (dáno Gaussovým profilem)

5.3 Rozšíření spektrálních čar

Profil čar, které pozorujeme ve hvězdném spektru, je zpravidla určen souhrou několika procesů. Obsahuje informace o fyzikálním stavu oblastí, kterými záření prochází a o obsahu daného prvku v atmosféře hvězdy. Existuje několik mechanismů, které jsou schopny zvětšit neostrost jednotlivých hladin atomu. To se pak projeví rozšířením spektrálních čar. Šířku čar také ovlivňuje pohyb částic vůči pozorovateli.

Elektron na excitované hladině atomu, který není ovlivňován žádnými vnějšími vlivy, zůstává konečně dlouhou dobu. Tato doba v důsledku Heisenbergova principu neurčitosti určuje *přirozenou šířku* spektrální čáry. Ta je obvykle velmi malá a v případě atmosfér horkých hvězd ji můžeme zanedbat.

Srážkové rozšíření spektrálních čar vzniká díky přítomnosti dalších částic v okolí atomu, který vyzářuje. Okolní nabitě částice prostřednictvím Coulombovy interakce ovlivňují atom, který vyzářuje a v zásadě zkracují dobu po níž je atom v excitovaném stavu. Srážkové rozšíření spektrálních čar roste s rostoucí koncentrací částic a je tedy větší pro látku s vyšší hustotou (s vyšším tlakem). Profil čáry rozšířený pouze v důsledku srážek je dán Lorentzovým profilem

$$\phi(\nu) = \frac{\frac{\Gamma}{4\pi^2}}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4\pi}\right)^2}, \quad (34)$$

kde ν_0 je frekvence středu čáry a Γ je parametr, který udává šířku čáry.

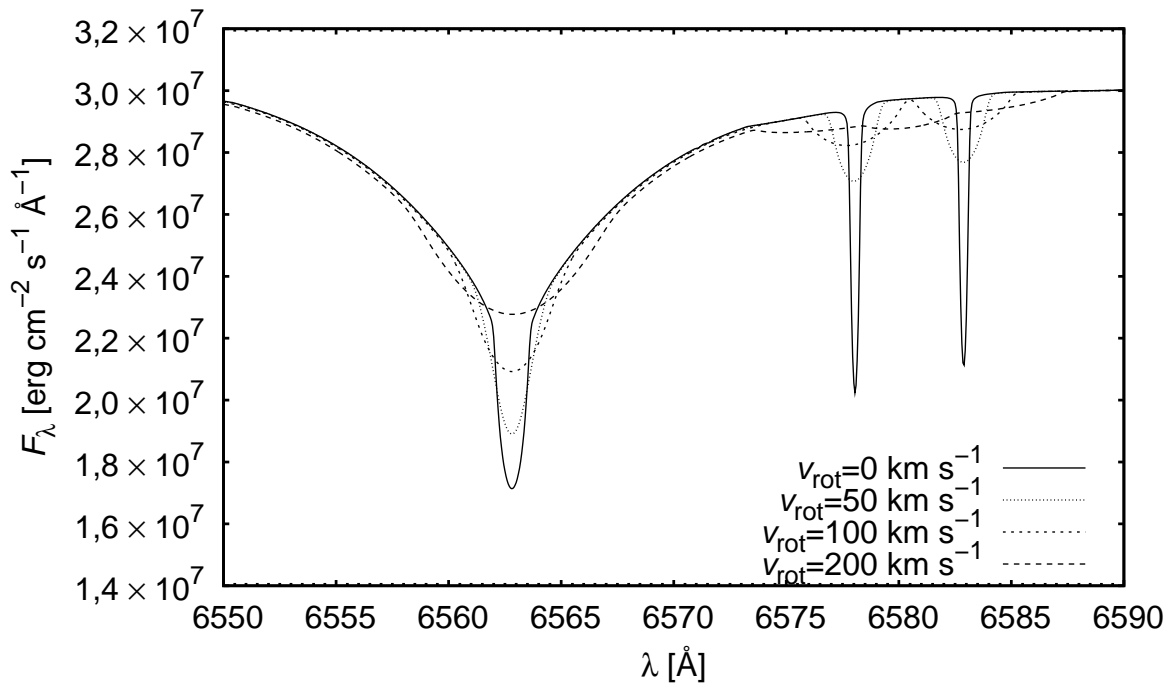
Dopplerovo rozšíření spektrálních čar vzniká jako důsledek Dopplerova jevu při neuspořádaném tepelném pohybu částic. Je tedy důležité pro látku s nízkou hustotou a vysokou teplotou. Pokud je daná čára rozšířena především v důsledku Dopplerova rozšíření, pak je její profil dán Gaussovou funkcí

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2}\right], \quad (35)$$

kde pološířka rozdělení souvisí s teplotou látky T vztahem

$$\Delta\nu_D = v_{\text{tep}} \frac{\nu_0}{c}, \quad v_{\text{tep}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (36)$$

kde m je hmotnost absorbujících částic (atomů, iontů).



Obrázek 10: Vliv rotace na profil spektrálních čar. Nakresleno je předpovězené (syntetické) spektrum hvězdy hlavní posloupnosti s $T_{\text{ef}} = 22\,000\text{ K}$, získané programem SYNSPEC (Hubeny 2000).

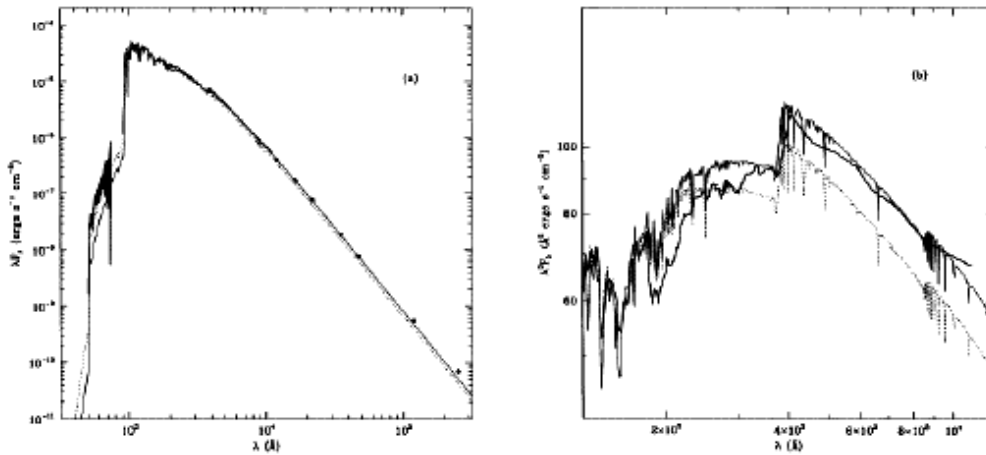
Mikroturbulentní rozšíření spektrálních čar je způsobeno neuspořádaným pohybem jednotlivých částí hvězdné atmosféry. V případě chladnějších hvězd je mikroturbulentní rozšíření důsledkem konvektivních pohybů v atmosférách, příčiny mikroturbulentního rozšíření čar horkých hvězd nejsou stále příliš jasné.

Rotační rozšíření spektrálních čar je důsledkem rotace hvězdy. Protože se k nám díky rotaci jedna část atmosféry hvězdy přibližuje a druhá vzdaluje, dochází v jejím důsledku k rozšíření spektrální čáry. Pro mnohé čáry horkých hvězd se jedná o dominantní druh rozšiřování. Z jeho velikosti nejsme ale schopni určit přímo rotační rychlost hvězdy (na rovníku) v_{rot} , ale pouze její průmět $v_{\text{rot}} \sin i$, kde i je úhel sklonu mezi osou rotace a směrem k pozorovateli. Pokud osa rotace je kolmá na směr k pozorovateli, pak $\sin i = 1$ a rotační rozšíření je největší. Pokud naopak osa rotace míří přímo k pozorovateli, pak $\sin i = 0$ a my žádné rotační rozšíření nepozorujeme. Vliv rotace na profil spektrálních čar je znázorněn na obr. 10. V prvním přiblížení platí, že profil čáry ovlivněný rotací je dán konvolucí profilu čáry nerotujícího hvězdy a rotačního profilu, který závisí pouze na velikosti $v_{\text{rot}} \sin i$.

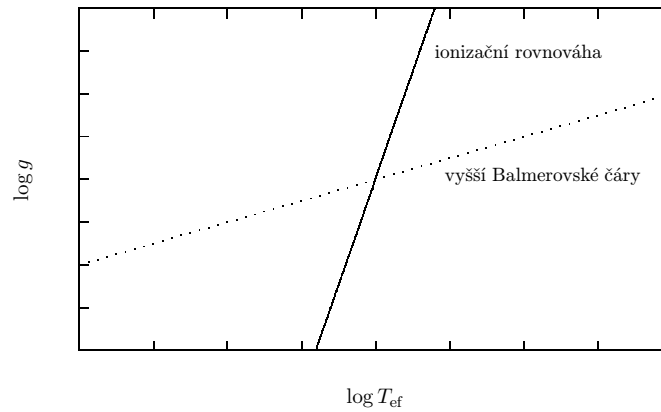
5.4 Určování hvězdných parametrů ze spekter

Porovnáním pozorovaného hvězdného spektra s jeho teoretickou předpovědí je možné odhadnout základní parametry atmosfér horkých hvězd, efektivní teplotu hvězdy T_{ef} , gravitační zrychlení na povrchu hvězdy g (obvykle se používá logaritmus jeho hodnoty v jednotkách CGS, $\log g$) a chemické složení atmosféry hvězdy. Analýzou hvězdného spektra je také možné určit průmět rotační rychlosti $v_{\text{rot}} \sin i$, indukci magnetického pole, rozložení prvků na povrchu aj.

Efektivní teplota hvězdy T_{ef} a gravitační zrychlení na povrchu hvězdy $\log g$ jsou u hodně horkých hvězd obvykle určovány společně fitováním dvou vybraných skupin spektrálních čar z nichž jedny jsou citlivé především na efektivní teplotu a druhé na gravitačním zrychlení



Obrázek 11: Příklad určení efektivní teploty pomocí porovnání pozorovaného (vyznačeného v grafu silnou čarou a body) toku a toku spočteného pro dvě různé hodnoty efektivní teploty (tenká čára a čárkovaná čára) pro hvězdu β CMA (Cassinelli a kol. 1996).



Obrázek 12: Schematické vysvětlení určování T_{ef} a $\log g$ pomocí dvou sad čar, z nichž jedna závisí především na T_{ef} (ionizační rovnováha, pro horké hvězdy se typicky používá ionizační rovnováha mezi He I a He II, Si II, Si III a Si IV, Mg I a Mg II) a druhá na $\log g$ (vyšší Balmerovy čáry).

(viz. obr. 12). Pokud bychom ve spektru pozorovali spektrální čáry jejichž rozšíření by bylo dáno pouze jedním druhem rozšíření (Dopplerovým nebo srážkovým), pak by bylo určování parametrů hvězdných atmosfér bylo jednoduché. Z čar, které jsou rozšířeny Dopplerovým rozšířením v důsledku neuspořádaného tepelného pohybu částic bychom určili teplotu atmosféry hvězdy, z čar rozšířených srážkovým rozšířením hustotu atmosféry a následně také povrchové gravitační zrychlení. Ve skutečnosti tomu tak ale nikdy není, profil spektrálních čar většinou závisí jak na teplotě, tak na hustotě a navíc se obě veličiny mění s výškou v atmosféře. Proto se pro určení efektivní teploty hvězdy T_{ef} a gravitačního zrychlení na povrchu $\log g$ používá složitější postup. V rovině $(T_{\text{ef}}, \log g)$ se zakreslují křivky, pro které teoretické profily čar různých ionizačních stupňů a Balmerových čar odpovídají profilům pozorovaným. Pro určování se používají obvykle vyšší Balmerovy čáry, protože ty jsou méně ovlivněny hvězdným větrem. Bod, ve kterém se jednotlivé křivky protínají, určuje hledané parametry hvězdy.

Jednou z dalších možností určení efektivní teploty hvězdy je přímé porovnání pozorova-

ného toku záření a toku záření spočteného na základě modelů atmosfér (např. obr. 11). Tímto způsobem je možné získat vysoce spolehlivou hodnotu efektivní teploty. Získání věrohodného pozorovaného toku záření však je velice obtížné, protože záření hvězdy bývá ovlivňováno mezihvězdnou extinkcí. Navíc přesná kalibrace přístrojů v různých oblastech elektromagnetického záření je vysoce náročná.

Chemické složení hvězdy je možné určit porovnáním pozorovaného a modelového spektra pro různé velikosti obsahu jednotlivých prvků v atmosféře hvězdy. Pro toto porovnání není nutné sledovat celý profil jednotlivých čar, který je poznamenán různými druhy rozšíření, ale je možné s výhodou porovnávat ekvivalentní šířky jednotlivých čar. Důležitým údajem je obsah helia Y , který udává hmotnostní podíl atomů helia, $Y = m_{\text{He}}N(\text{He}) / (m_{\text{H}}N(\text{H}) + m_{\text{He}}N(\text{He}))$, kde m_{He} a m_{H} jsou hmotnosti atomů helia a vodíku. Celkový hmotnostní podíl ostatních prvků těžších než bor (často označovaných jako *kovy*) se označuje jako Z . Tuto hodnotu obvykle vztahujeme ke slunečnímu hmotnostnímu podílu prvků Z_{\odot} , často se tedy můžeme setkat s obsahem kovů udávaným jako podíl Z/Z_{\odot} . Při spektroskopické analýze však obvykle určujeme chemický obsah jednotlivých prvků – *abundanci*. V takovém případě pak bývá obsah prvku A vyjádřen pomocí slunečního chemického složení, $[A/H] = \log(N(A)/N(H)) - \log(N(A)/N(H))_{\odot}$. Pokud je veličina $[A/H]$ kladná, pak abundance daného prvku ve hvězdné atmosféře je větší než abundance sluneční, pokud je naopak veličina $[A/H]$ záporná, pak je abundance daného prvku ve hvězdné atmosféře menší než abundance sluneční. Abundance se také často vyjadřují v logaritmické škále vzhledem k vodíku, $\log \epsilon(A) = \log(N(A)/N(H)) + 12$. Všimněme si, že z definice platí $\epsilon(H) = 12$.

Jak jsme se již zmiňovali, profil čáry ovlivněný rotací je v prvním přiblížení dán konvolucí profilu čáry nerotující hvězdy a rotačního profilu. Toho je možné využít pro určení hodnoty průmětu rotační rychlosti $v_{\text{rot}} \sin i$. Je nutné si však uvědomit, že ve skutečnosti zejména pro vysoké rotační rychlosti je tento výpočet pouze přibližný, protože v důsledku rotace hvězda přestává být sféricky symetrickou a efektivní teplota atmosféry hvězdy na pólech je větší než efektivní teplota na rovníku.

5.5 Spektrální klasifikace

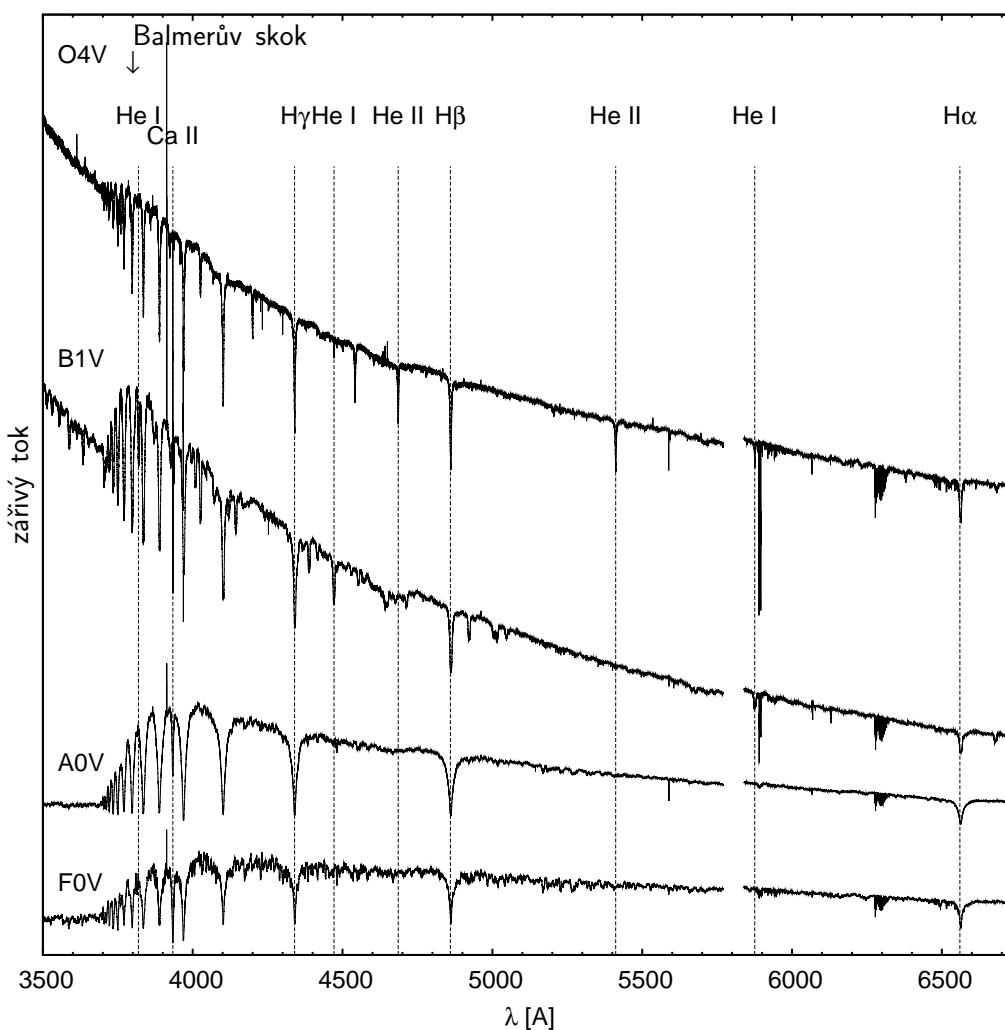
Hvězdy byly klasifikovány podle vzhledu svého spektra do jednotlivých *spektrálních tříd*. Hlavním parametrem, který určuje zařazení hvězdy do jednotlivých spektrálních tříd, je efektivní teplota hvězdy. Základní posloupnost spektrálních tříd určená klesající efektivní teplotou je řada O–B–A–F–G–K–M. Základní charakteristiky spekter jednotlivých spektrálních tříd horkých hvězd jsou uvedeny v tabulce 1. Ukázky spekter horkých hvězd, na kterých jsou patrné tyto spektrální charakteristiky jsou nakresleny na obr. 13.

Tabulka 1: Spektrální třídy horkých hvězd

Spektrální třída	Nejnápadnější charakteristiky spektra
O	horké hvězdy pouze s několika čarami, silné absorpční (někdy emisní) čáry He II
B	absorpční čáry He I, u pozdějších typů zesiluje H
A	velmi silné čáry H, u pozdějších typů slabší, narůstají čáry Ca II
F	silnější Ca II, slabší H, objevují se čáry kovů (Fe I, Cr I)

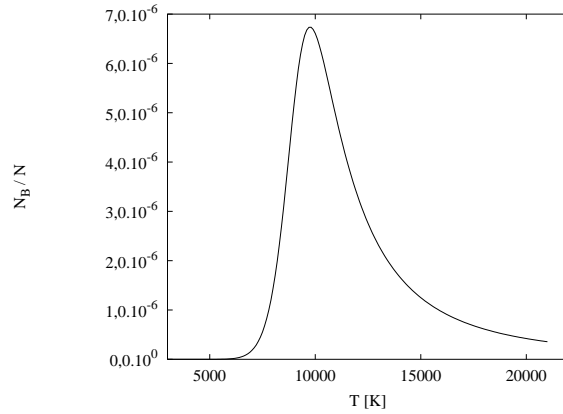
Jednotlivé spektrální třídy jsou dále rozděleny na podtřídy 0–9, známe tedy například hvězdy spektrální třídy B0, B1, atd. V některých případech se navíc používá i podrobnější dělení, např. O9.5, B0.5.

Nejdůležitějším parametrem, který určuje rozdělení hvězd do jednotlivých spektrálních tříd



Obrázek 13: Spektra horkých hvězd jednotlivých spektrálních typů horkých hvězd hlavní posloupnosti získaná spektrografem UVES (ESO, Bagnulo a kol. 2005). Jedná se o negativní spektra, tedy spektrální čáry jsou světlé, kontinuum tmavé. Je patrný nárůst ekvivalentní šířky jednotlivých spektrálních čar vodíku od nejranějších hvězd ke spektrálnímu typu A0, dále pak ekvivalentní šířka čar opět klesá. Patrné je také zesilování spektrálních čar kovů (Ca, Mg) u hvězd pozdějších spektrálních typů.

je efektivní teplota hvězdy. S klesající teplotou v atmosféře pro pozdější spektrální typy hvězdy klesá stupeň ionizace v atmosféře hvězdy. Pro hvězdy pozdějších spektrálních tříd (pro hvězdy chladnější) se objevují ionty s nižším stupněm ionizace. Současně také s klesající teplotou klesá obsazení vyšších excitovaných hladin. Jako příklad si uvedeme vysvětlení toho, proč pro hvězdy spektrální třídy A pozorujeme nejsilnější Balmerovy čáry vodíku. Intenzita Balmerových čar je určena obsazením druhé hladiny atomu vodíku. Vodík v atmosférách raných hvězd spektrálního typu O je převážně ionizovaný, tedy jeho spektrální čáry Balmerovy série jsou nevýrazné. Pro chladnější hvězdy roste zastoupení neutrálního vodíku a tedy i obsazení první excitované hladiny vodíku. Pro chladnější hvězdy (například spektrální třídy F) však již klesá obsazení první excitované hladiny ve prospěch hladiny základní. Výsledkem je, že obsazení první excitované hladiny vodíku je nejvyšší pro hvězdy blízké spektrálnímu typu A0, kde také pozorujeme nejsilnější čáry H I. Výpočet relativního obsazení první excitované hladiny atomu



Obrázek 14: Relativní obsazení druhé hladiny hladiny atomu vodíku N_B/N (kde N je celková koncentrace atomů H) za předpokladu platnosti Sahova a Boltzmannova rozdělení spočtené pro koncentraci elektronů $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. S rostoucí teplotou roste podle Boltzmannova rozdělení obsazení první excitované hladiny až dosahuje svého maxima. Při dalším nárůstu teploty se podle Sahova rozdělení začíná vodík ionizovat.

vodíku za předpokladu termodynamické rovnováhy je uveden na obr. 14.

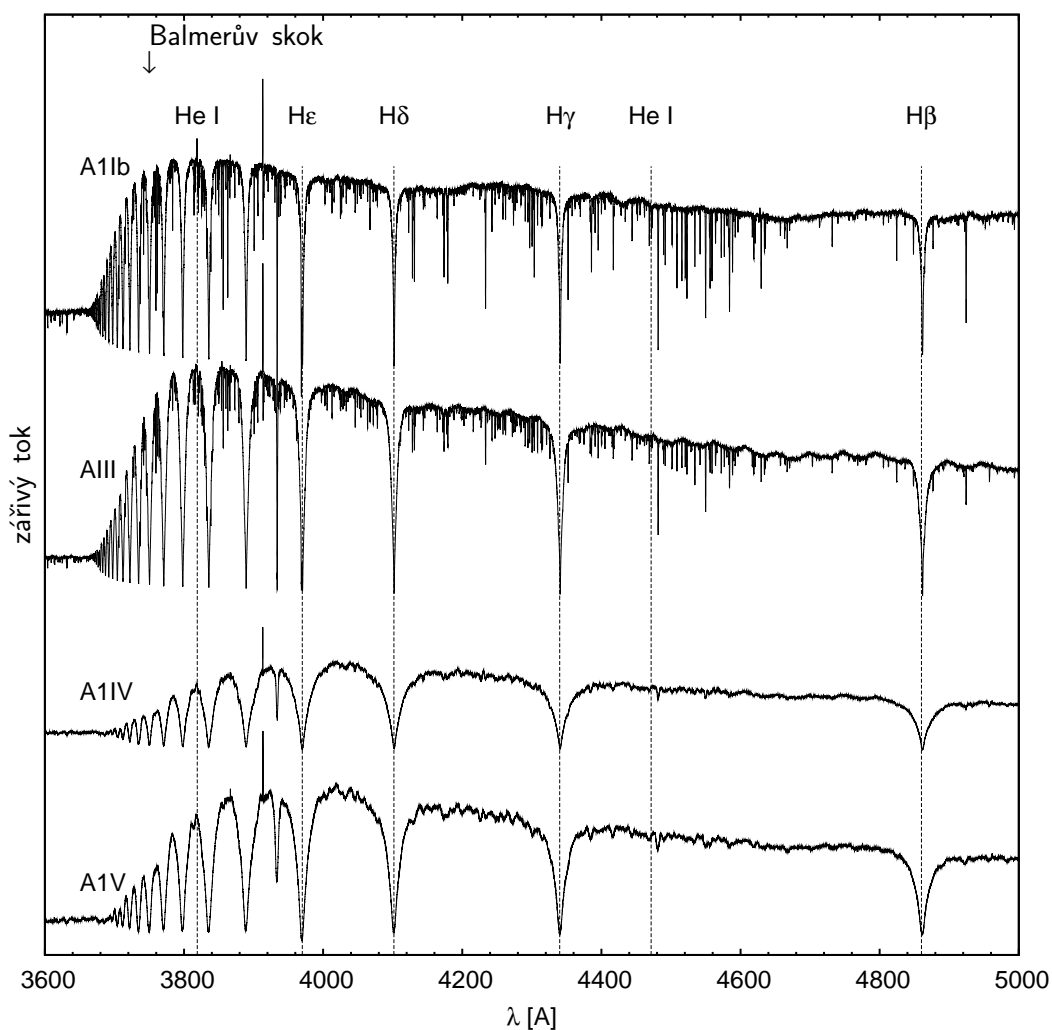
K označení spektrální třídy se navíc přidává římská číslovka pro luminositní třídu. Jednotlivé luminositní třídy jsou uvedeny v tabulce 2. Obecně platí, že pro hvězdy téhož spektrálního typu nalézáme obvykle užší čáry u hvězd s vyšším zářivým výkonem, jak je patrné například z obrázku 19. Důvodem je to, že hvězdy s vyšším zářivým výkonem mají větší poloměry, menší povrchové gravitační zrychlení a tedy řidší atmosféry. Díky tomu je u hvězd s vyšším zářivým výkonem menší srážkové rozšíření čar.

Tabulka 2: Luminositní třídy

Luminositní třída	Označení
veleobří	Ia, Ib
nadobří (jasní obří)	II
obří	III
podobří	IV
hvězdy hlavní posloupnosti (trpaslíci)	V

Pro označení některých zvláštních vlastností hvězdného spektra se dále užívají malá latinská písmena. Mezi nejdůležitější z nich pro horké hvězdy patří e , které označuje přítomnost emisních čar, f , které se používá pro některé hvězdy spektrálního typu O s emisními čarami, p označující pekuliární spektrum a s ostré čáry. Spektrální typy některých známých horkých hvězd jsou uvedeny v tabulce 3.

Obdobou spektrální posloupnosti je možné definovat také pro Wolfovy–Rayetovy hvězdy. Pro tyto hvězdy jsou charakteristické pouze nanejvýš slabé vodíkové čáry a často také emisní čáry CNO prvků. P Cyg profily čar ve spektrech jsou důkazem hvězdného větru. Wolfovy–Rayetovy hvězdy (WR hvězdy) rozdělujeme na dvě hlavní skupiny, WN a WC hvězdy a na méně početnou skupinu WO hvězd. Ve spektru WN hvězd dominují emisní čáry vodíku a dusíku, zatímco u hvězd WC typů převažují čáry helia, uhlíku a kyslíku. WO hvězdy mají velmi silné kyslíkové čáry. Ve spektrální podposloupnosti WN hvězd klesá ionizační stupeň dusíku, ve spektrální podposloupnosti WC hvězd klesá ionizační stupeň uhlíkových čar viditelných ve spektru.

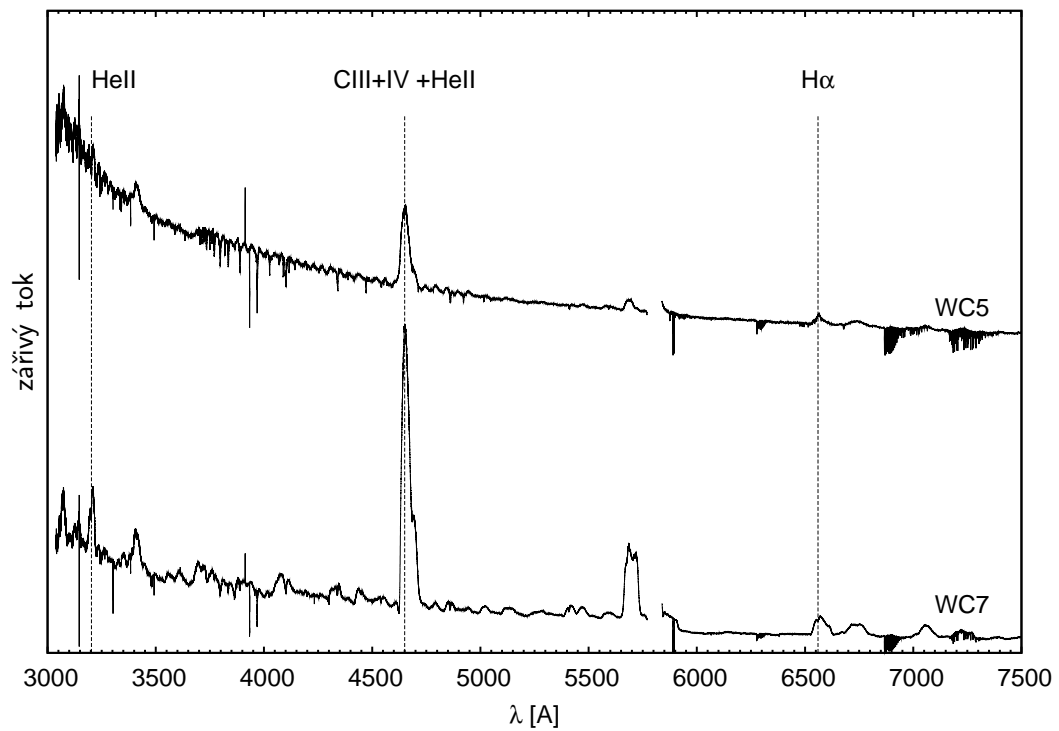
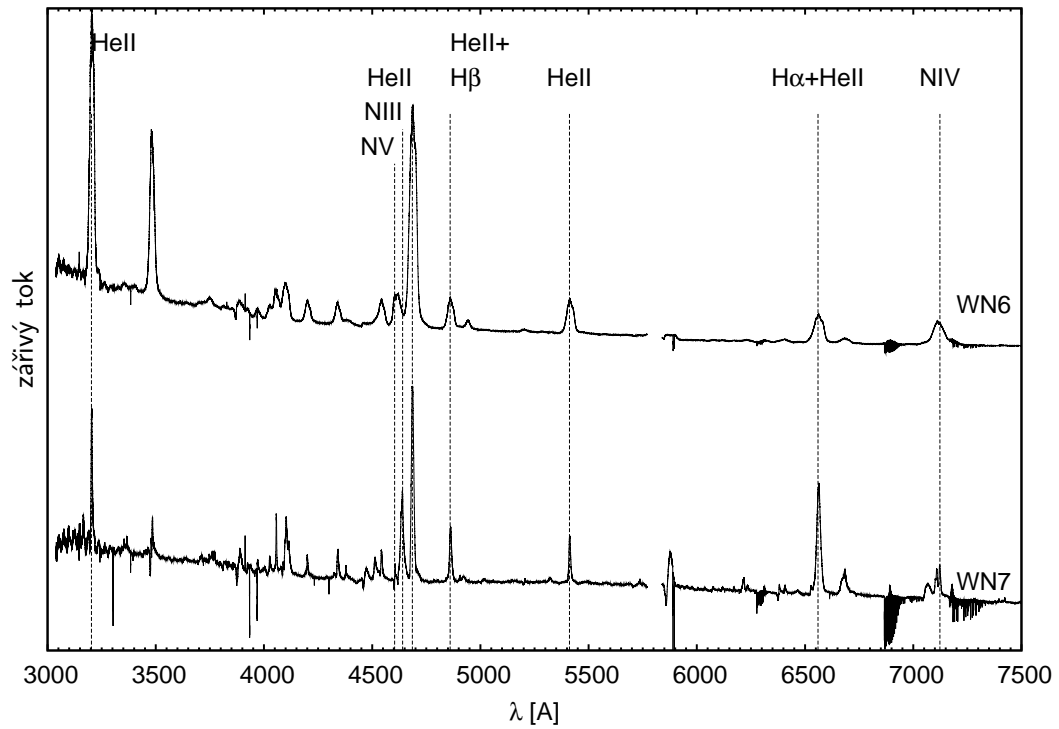


Obrázek 15: Rozšiřování spektrálních čar hvězd téhož spektrálního typu s klesajícím zářivým výkonem hvězdy. Spektra byla získána spektrografem UVES (ESO, Bagnulo a kol. 2005).

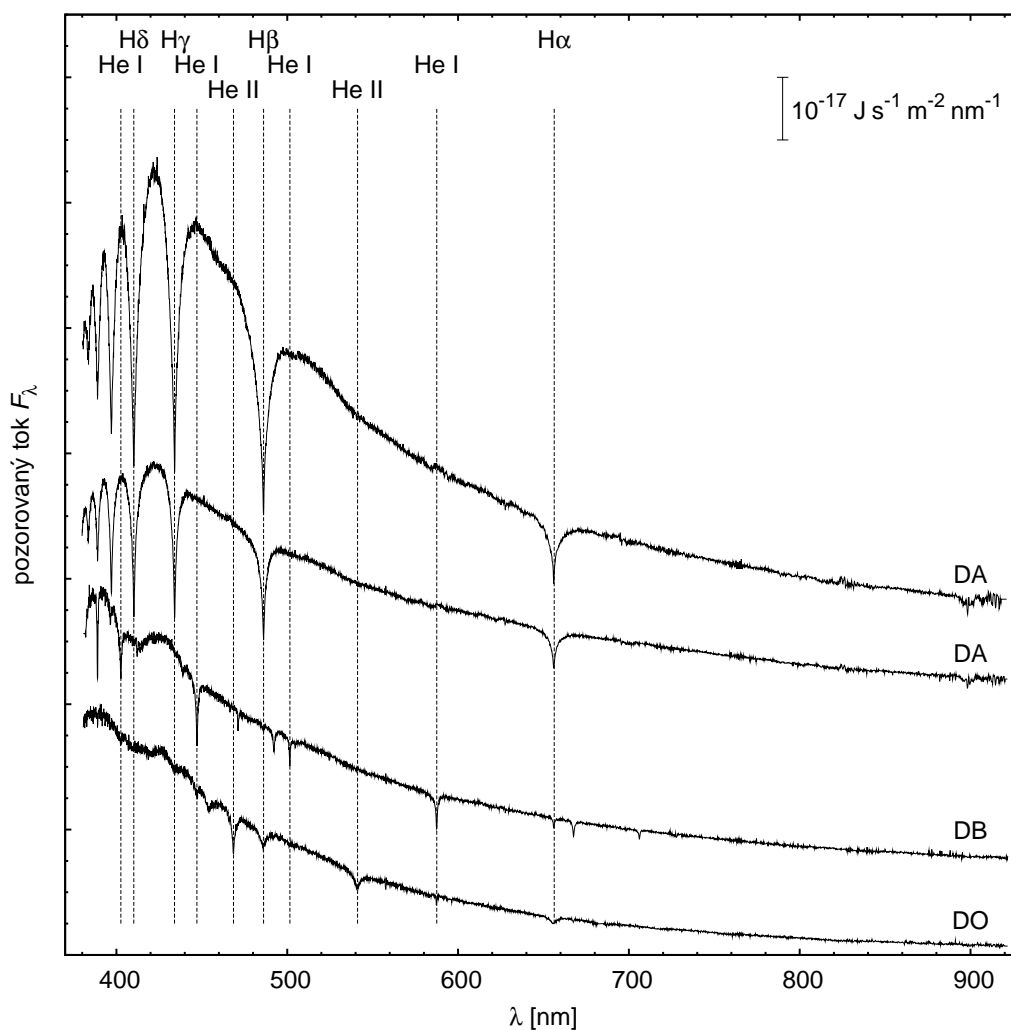
Tabulka 3: Spektrální typy některých známých horkých hvězd

Hvězda	Spektrální typ
ζ Pup	O4 If
τ Sco	B0 V
γ Cas	B0 IVe
Vega (α Lyr)	A0 V
Sírius (α CMa)	A1 V
CQ UMa	A4pV

Spektrální klasifikace bílých trpaslíků je odvozena od výskytu vodíkových čar ve spektru. Bílí trpaslíci s výraznými vodíkovými čarami ve spektru tvoří spektrální typ DA (analogie hvězd spektrálního typu A). Efektivní teploty těchto bílých trpaslíků leží v celém intervalu teplot bílých trpaslíků – od těch nejteplejších s $T_{\text{ef}} > 100\,000\text{ K}$ odpovídajících počátku ochlazení bílých trpaslíků k velmi chladným bílým trpaslíkům. Bílí trpaslíci s výraznými heliovými čarami tvoří posloupnost DO (analogie hvězd spektrálního typu O, $T_{\text{ef}} > 45\,000\text{ K}$ s výraznými



Obrázek 16: Spektra vybraných WR hvězd (SDSS)



Obrázek 17: Spektrální třídy bílých trpaslíků (SDSS)

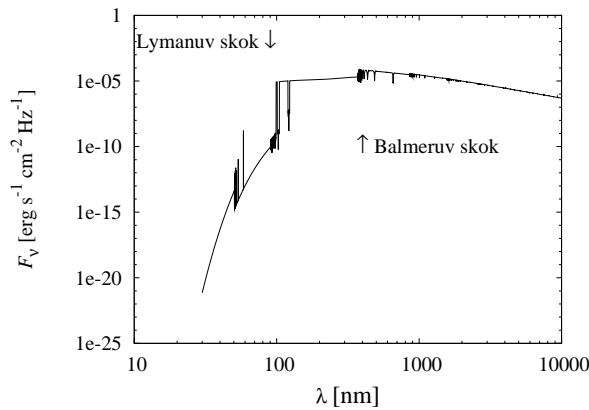
čarami He II), DB (analogie hvězd spektrálního typu B, $11\,000\text{ K} < T_{\text{ef}} < 30\,000\text{ K}$ s výraznými čarami He I) a DC ($T_{\text{ef}} < 11\,000\text{ K}$, spektrum bez nápadných čar). Bílé trpaslíky typu DO s patrnými čarami těžších prvků se označují jako DOZ. Nenalézáme žádné bílé trpaslíky typu DO či DB v intervalu efektivních teplot $30\,000\text{ K} - 45\,000\text{ K}$. Tento jev, označovaný jako „DB gap“, se doposud nepodařilo uspokojivě teoreticky vysvětlit.

Tabulka 4: Spektrální klasifikace bílých trpaslíků

Spektrální třída	Nejnápadnější charakteristiky spektra	efektivní teplota
DA	čáry H I	
DO	čáry He II	$T_{\text{ef}} > 45\,000\text{ K}$
DOZ	čáry He II, těžší prvky	$T_{\text{ef}} > 45\,000\text{ K}$
DB	čáry He I	$11\,000\text{ K} < T_{\text{ef}} < 30\,000\text{ K}$
DC	spektrum bez nápadných čar	$T_{\text{ef}} < 11\,000\text{ K}$

5.6 Balmerův skok

Ionizační energie elektronu s hlavním kvantovým číslem $n = 2$ v atomu vodíku je $E_2 = 3,40$ eV. To znamená, že foton musí mít energii alespoň 3,40 eV aby mohl ionizovat atom vodíku s elektronem nacházejícím se v první excitované hladině. Fotony s energií menší než je 3,40 eV (vlnovou délkou větší než 364,7 nm) nejsou schopny tento atom ionizovat. V důsledku toho opacita hvězdného materiálu pro vlnové délky kratší než $\lambda \leq 364,7$ nm prudce narůstá. Ve spektrech hvězd jejichž spojité spektrum je formováno vodíkem proto pozorujeme tzv. *Balmerův skok* (obr. 18). Obdobné skoky je možné pozorovat i pro mnohé další excitované hladiny především vodíku a helia. Skok způsobený nárůstem absorpce v důsledku ionizace základní hladiny vodíku $n = 1$ (odpovídající ionizační energii 13,6 eV a vlnové délce fotonu 91,2 nm) se nazývá *Lymanův skok*. Spojité spektrum s vlnovými délkami menšími než je vlnová délka Lymanova skoku se nazývá Lymanovo kontinuum. Podobně se Balmerovo kontinuum ve spektru nachází mezi Lymanovým a Balmerovým skokem. Ještě se zmíníme o Paschenově kontinuu, které se ve spektru nachází mezi Paschenovým a Balmerovým skokem.

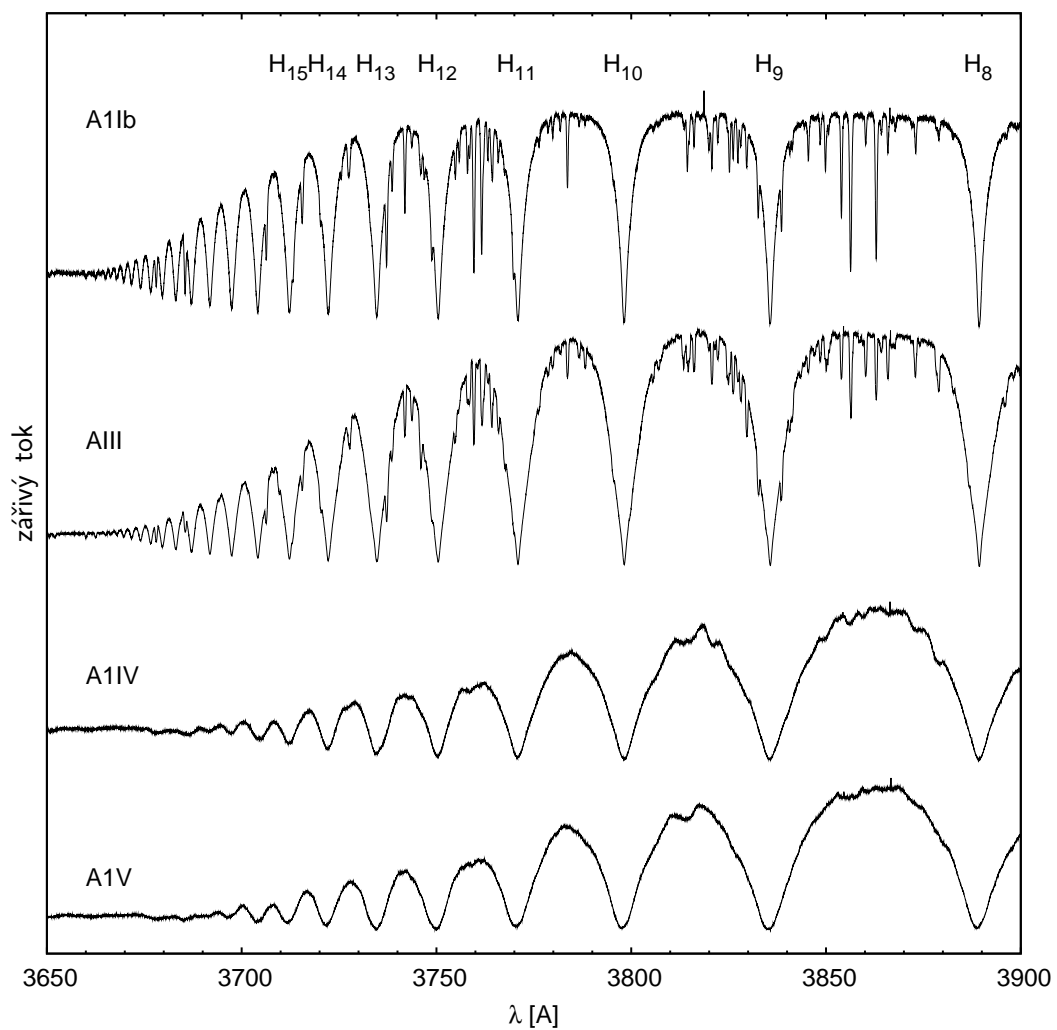


Obrázek 18: Balmerův skok spočtený pomocí HHe modelu hvězdné atmosféry hvězdy spektrálního typu B9 (J. Kubát 2003).

Pokud by spektrální čára nebyla rozšířená, pak by se v blízkosti určitého skoku měl nacházet nekonečný počet spektrálních čar. Nic takového však nepozorujeme ani pomocí spektrografu s vysokou rozlišovací schopností. Důvodem je to, že tato úvaha platí pouze pro nekonečně úzké spektrální čáry, ale ve skutečnosti jsou jednotlivé spektrální čáry rozšířené. V případě čar Balmerovy série je nejdůležitějším typem rozšíření srážkové rozšíření díky Starkovu jevu. Starkovo rozšíření pro kvantové číslo horní hladiny přechodu n je úměrné n^2 . Naopak rozdíl energií mezi jednotlivými hladinami v atomu vodíku je úměrný $1/n^3$. Díky tomu je pro určitou hladinu s kvantovým číslem n_u rozšíření čáry větší než rozdíl vlnových délek mezi následujícími Balmerovými čarami. Další čáry splývají a není je možné odlišit. Protože Starkovo rozšíření závisí na koncentraci elektronů n_e je číslo nejvyšší pozorované čáry možné užít k výpočtu koncentrace elektronů pomocí tzv. *Inglisova-Tellerova vztahu*

$$\log n_e = 23,26 - 7,5 \log n_u. \quad (37)$$

Je patrné, že pokud je možné pozorovat větší počet Balmerových čar, pak je koncentrace elektronů v atmosféře hvězdy menší.



Obrázek 19: Důsledek Inglisova–Tellerova vztahu. Spektra byla získána spektrografem UVES (ESO, Bagnulo a kol. 2005).

6 Hvězdný vítr

6.1 P Cyg profil spektrálních čar

Ve spektrech O hvězd a B hvězd hlavní posloupnosti a OBA obrů a veleobrů nalézáme u některých čar tzv. P Cyg profily. Profil spektrální čáry typu P Cyg se skládá z absorpční části v modré (krátkovlnné) oblasti čáry a z emisní části v červené (dlouhovlnné) oblasti čáry (viz. obr. 21). Tyto P Cyg profily bývají typicky velice široké. Dopplerovské rychlosti odpovídající hraně absorpční části P Cyg profilu dosahují až 4000 km s^{-1} . Tyto rychlosti jsou několikanásobně vyšší než jsou únikové rychlosti z povrchu hvězdy. Přítomnost takového P Cyg profilu ve spektru je neklamným důkazem toho, že se v okolí hvězdy nachází rozpínající se obálka, která uniká z její gravitační působnosti – *hvězdný vítr*.

Vznik P Cyg profilu je vysvětlen na obrázku 23. Předpokládejme, že se v okolí hvězdy nachází sféricky symetrický hvězdný vítr, jehož rychlost roste se vzdáleností od hvězdy. Vzhledem k danému pozorovateli je možné hvězdný vítr rozdělit do tří oblastí. První z oblastí A zakrývá povrch hvězdy, v oblasti B pozorujeme pouze hvězdný vítr a oblast C je zakrytá hvězdou. Sledujeme-li hvězdné spektrum v čáře, ve které hvězdný vítr absorbuje, pak spektrum oblasti A vytváří širokou absorpční čáru. Její šířka odpovídá Dopplerovu posunu pro rychlosti $(0, v_{\max})$, kde v_{\max} je maximální rychlost, kterou hvězdný vítr dosahuje. Protože se k nám vítr v této oblasti přibližuje, pozorujeme absorpci pouze v modré části čáry. Z oblasti B sledujeme pouze rozptýlené záření, tato oblast má tedy emisní profil. Protože se k nám vítr na přivrácené polokouli větru přibližuje a na odvrácené se od nás vzdaluje, pozorujeme z oblasti B symetrický emisní profil. Z oblasti C samozřejmě žádné záření nepozorujeme. Složením symetrického emisního profilu spolu s absorpčním profilem v modré oblasti čáry vzniká P Cyg profil.

6.2 Co urychluje hvězdný vítr horkých hvězd?

Jak jsme si ukázali, v okolí zářivých horkých hvězd existuje tok hmoty od hvězdy do mezihvězdného prostoru – hvězdný vítr. Otázkou ale zůstává, jaká síla je schopna urychlit látku z atmosféry hvězdy na rychlosti několikanásobně převyšující rychlost únikovou. Protože se hvězdné nitro a spodní vrstvy atmosféry nepohybují, musí být hledaná síla v těchto oblastech menší než síla gravitační. Naopak ve vnějších vrstvách atmosféry musí být tato síla větší, než je síla gravitační, aby byla schopná urychlit látku na rychlosti převyšující rychlost únikovou.

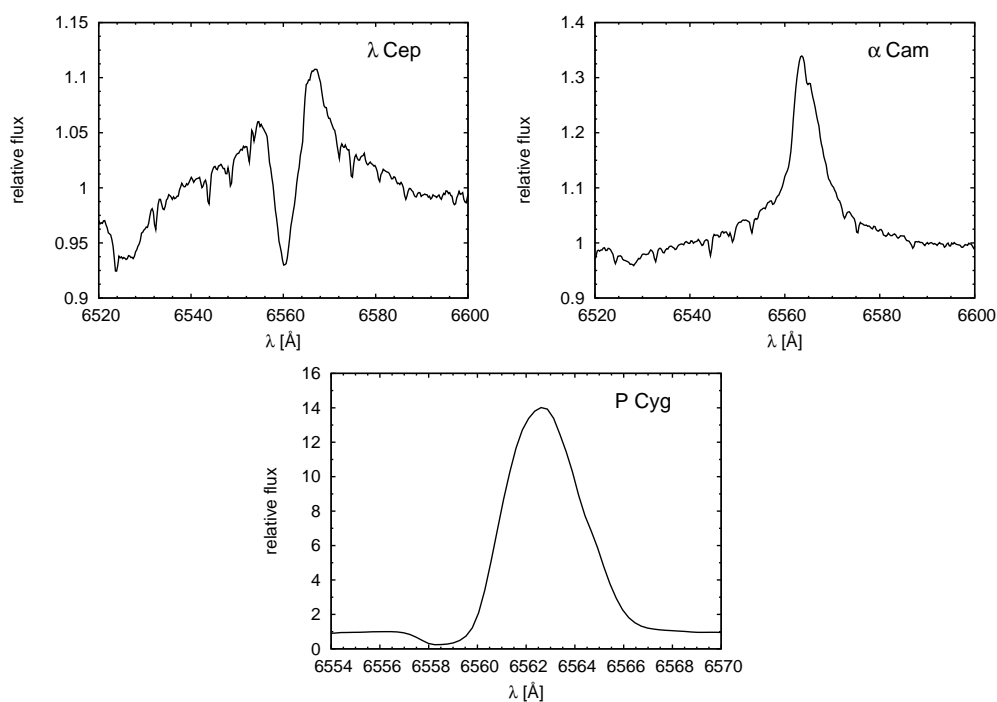
Horké hvězdy mají vysoký zářivý výkon a proto síla urychlující hvězdný vítr horkých hvězd by mohla být spojena s intenzivním polem záření. Podívejme se tedy nejdříve na tu nejjednodušší sílu spojenou se zářením, sílu způsobenou rozptylem záření na volných elektronech. Užítím vztahů (17), (10) a (5) je zářivé zrychlení způsobené tímto rozptylem dáno vztahem

$$g_{\text{el}} = \frac{f_{\text{zár}}}{\rho} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{\mu_e}, \quad (38)$$

kde L je zářivý výkon, r je vzdálenost od hvězdy, σ_{Th} je účinný průřez Thomsonova rozptylu, $\sigma_{\text{Th}} = 6,65 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ a μ_e je podíl koncentrace elektronů n_e a hustoty látky ρ , $\mu_e = n_e/\rho$. Tuto sílu způsobenou rozptylem na volných elektronech porovnáme s gravitačním zrychlením, $g = -GM/r^2$,

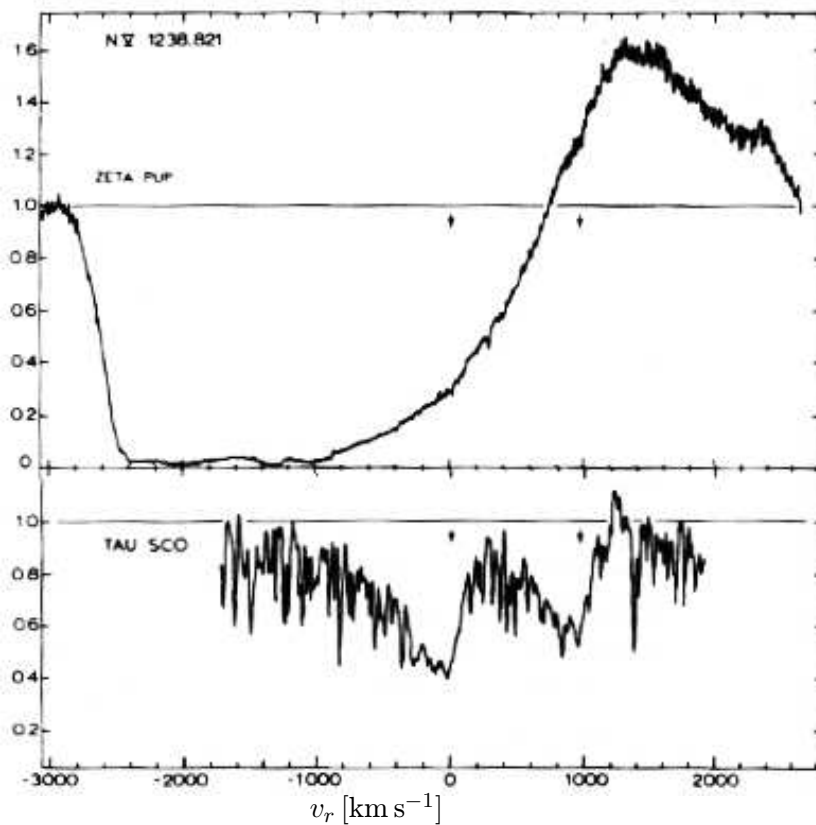
$$\Gamma = -\frac{g_{\text{el}}}{g} = \frac{\sigma_{\text{Th}} L}{4\pi G M c}. \quad (39)$$

Vidíme, že poměr těchto sil Γ (Eddingtonův parametr) je ve hvězdě atmosféře téměř konstantní a proto síla způsobená rozptylem záření na volných elektronech nemůže způsobovat

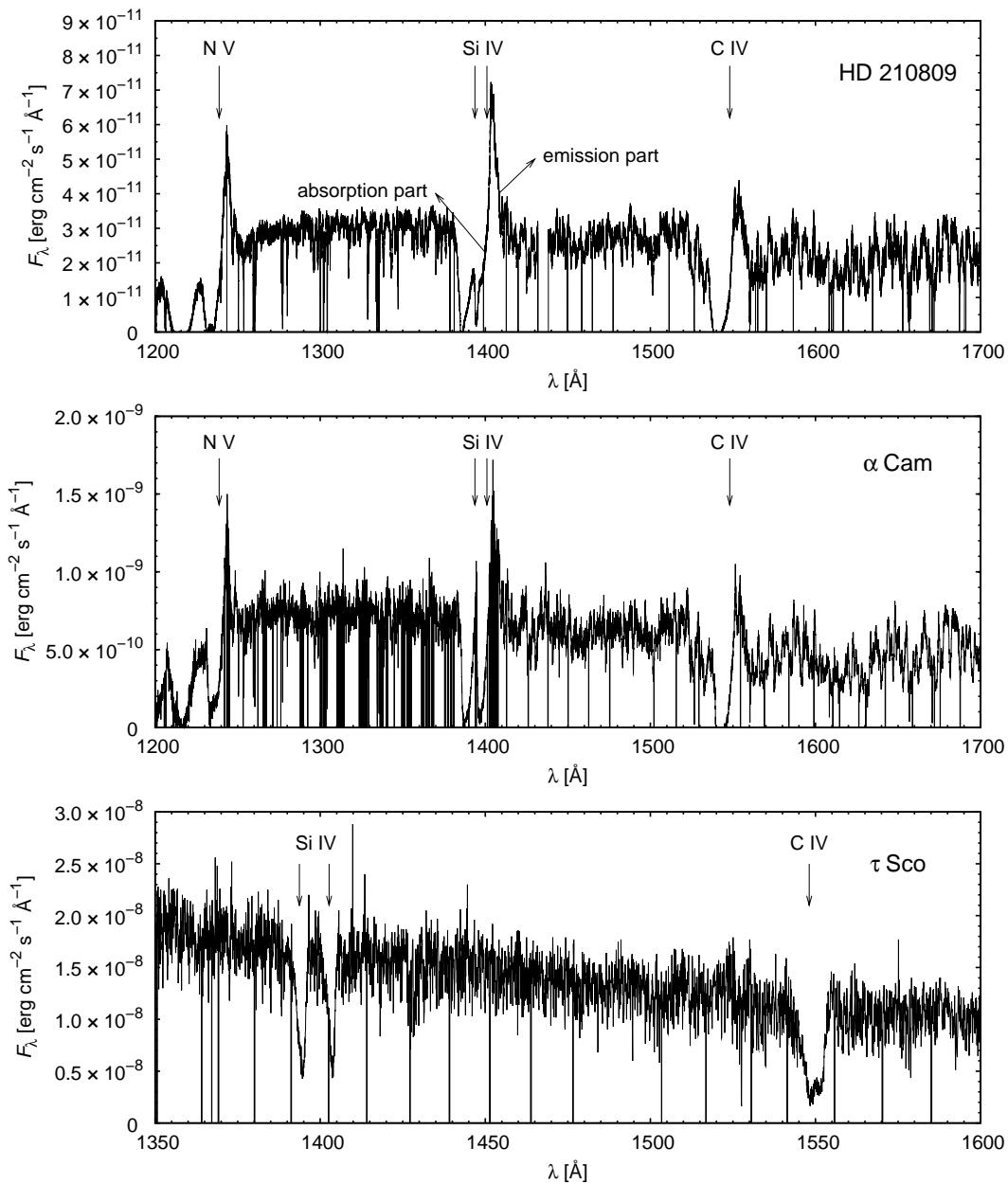


Obrázek 20: Profil čáry H_α hvězd λ Cep, α Cam a P Cyg. Spektra byla získána ondřejovským dvoumetrovým dalekohledem (pozorovatel J. Kubát).

tok

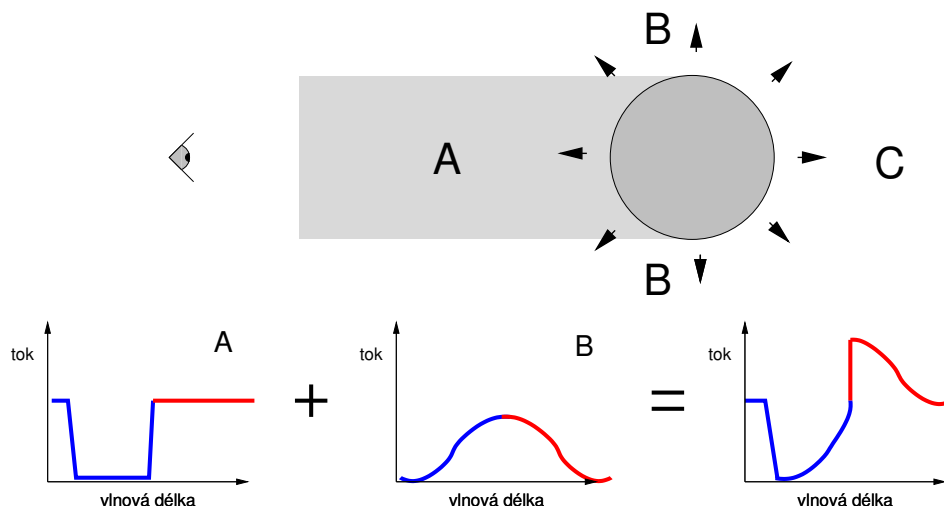


Obrázek 21: N V dublet hvězd ζ Pup a τ Sco (Lamers a Cassinelli 2000).



Obrázek 22: Příklad UV spektra vybraných horkých hvězd, v jejichž spektru nalézáme profily čar typu P Cyg. Spektra byla získána Hubbleovým vesmírným dalekohledem a družicí IUE. V případě hvězdy τ Sco je patrná pouze absorpční část profilu typu P Cyg.

urychlování hvězdného větru. Přesto však může být v případě horkých hvězd poměrně důležitá, protože je schopna podstatným způsobem snížit velikost gravitační síly. Pro parametry odpovídající našemu Slunci je $\Gamma \approx 10^{-5}$ a tedy zářivá síla způsobená rozptylem elektronů je pro atmosféru Slunce zanedbatelná. Avšak pro typické hvězdy spektrální třídy O se zářivými výkony $L \approx 10^6 L_\odot$ a hmotnostmi $M \approx 10 M_\odot$ je $\Gamma \lesssim 1$ a tedy síla způsobená rozptylem záření na volných elektronech je sice menší, ale srovnatelná se silou gravitační. Ryzptyl záření na volných elektronech se pak projeví snížením efektivního gravitačního zrychlení na povrchu



Obrázek 23: Vysvětlení vzniku P Cygni profilu

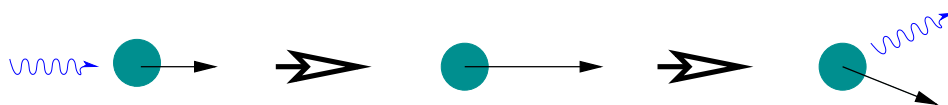
hvězdy,

$$g_{\text{ef}} = g + g_{\text{el}} = -\frac{GM(1-\Gamma)}{r^2} \quad (40)$$

a snížením únikové rychlosti pro ionizovanou látku

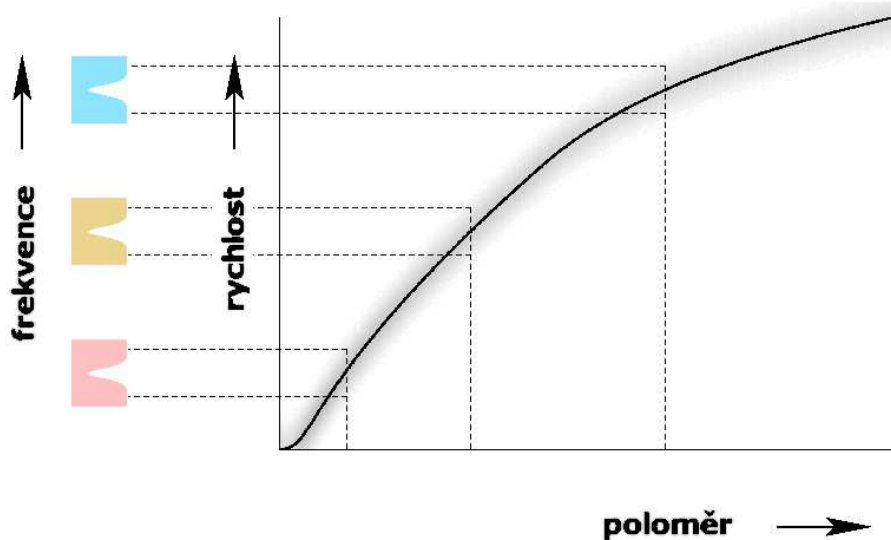
$$v_{\text{únik}} = \sqrt{\frac{2GM(1-\Gamma)}{r}}. \quad (41)$$

Pokud se však podíváme na čarové přechody, pak účinný průřez čarových přechodů je až o několik řádů vyšší než je účinný průřez Thomsonova rozptylu. Podrobné výpočty se započtením desetitisíců spektrálních čar ukazují, že pro případ typických větrů horkých hvězd je čarový účinný průřez $\sigma_{\text{čáry}} \approx \bar{Q}\sigma_{\text{Th}}$, kde $\bar{Q} \approx 10^3$ a tedy zářivá síla způsobená absorpcí záření v čarách může být až zhruba $10^3 \times$ větší než je síla gravitační. To však platí pouze pro zářivou sílu v prostředí, které je opticky tenké, v reálném hvězdném větru horkých hvězd jsou mnohé čáry opticky tlusté a proto zářivá síla je pouze několikanásobně vyšší než síla gravitační.



Obrázek 24: Rozptyl záření ve větrech horkých hvězd

Záření absorbované v čarách je téměř okamžitě znovu emitováno. Zdálo by se tedy, že po urychlení iontu po absorpci je atom znovu zbrzděn po emisi a že tedy ionty nemohou být zářením urychlovány. Tak tomu však není, jak napovídá obrázek 24, který celý jev dokresluje. Vidíme, že iont nejdříve absorbuje foton. S velkou pravděpodobností tento foton přiletí ze směru od hvězdy, proto dochází k urychlení iontu směrem od hvězdy. Foton je následně opět vyzářen v podstatě se stejnou vlnovou délkou. Směr, do kterého je absorbovaný foton vyzářen, však již není nijak korelovaný se směrem, ze kterého se foton původně šířil. Se stejnou pravděpodobností může být foton vyzářen směrem ke hvězdě i směrem od hvězdy. Pravděpodobnost, že bude vyzářen v podobném směru z jakého se šířil (a tedy pravděpodobnost toho, že nedojde k urychlení iontu) je velice malá. V důsledku toho dochází k urychlování látky hvězdného větru.



Obrázek 25: Sobolevova aproximace

6.3 Zářivá síla v Sobolevově aproximaci

Zářivá síla způsobená absorpcí v opticky tenké čáře je dána množstvím energie, kterou je daná čára schopna absorbovat. Zářivá síla opticky tenké čáry je podle (17) rovna

$$f_{\text{tenká}} \equiv \rho g_{\text{tenká}} = \frac{\bar{\chi} F_{\nu}}{c}, \quad (42)$$

kde $g_{\text{tenká}}$ je zářivé zrychlení (síla na jednotku hmotnosti) a $\bar{\chi}$ je koeficient absorpce v dané čáře integrovaný přes frekvence, $\bar{\chi} = \int_0^{\infty} \chi_{\nu} d\nu$. Výraz pro zářivou sílu v opticky tlusté čáře je však složitější, pro její obecný výpočet je třeba znát řešení rovnice přenosu záření. Její řešení je komplikované zvláště pro případ pohybujícího se prostředí. Pokud je však gradient rychlosti v pohybujícím se prostředí dostatečně velký, je možné výpočet zářivé síly podstatně zjednodušit využitím tzv. Sobolevovy aproximace. Její princip je znázorněn na obrázku 25.

Na obrázku 25 je znázorněna typická závislost rychlosti na poloměru ve hvězdném větru horkých hvězd. Budeme-li ve vztažné soustavě nepohybující se vzhledem ke hvězdě sledovat jednu vybranou čáru, pak při urychlování hvězdného větru dochází k posunu frekvence, na které je daný atom schopen absorbovat (emitovat). Proto je na ypsilonové ose kromě rychlosti vynesena také frekvence odpovídající Doplerovu posunu spektrální čáry pro danou rychlost. Zvolíme-li si pevný poloměr ve hvězdném větru, pak šedá oblast v grafu odpovídá intervalu frekvencí, na kterých je hvězdný vítr v dané čáře schopen absorbovat záření. Sledujeme-li však tuto označenou oblast pro konstantní frekvenci, pak získáme interval poloměrů, na kterých je hvězdný vítr schopen pohlcovat záření v dané frekvenci. Pokud tedy řešíme rovnici přenosu záření pro danou frekvenci, pak ji nemusíme řešit mimo vyznačenou oblast, protože mimo šedou oblast je intenzita záření v dané frekvenci konstantní. Pokud je tato oblast dostatečně „úzká“, pak intenzita záření v daném bodě závisí pouze na *lokálních* vlastnostech hvězdného větru. Přesněji, pokud je pološířka daného profilu $\Delta\nu_D$ dána teplotním rozšířením, pak charakteristická délka na ose x , na které dochází ke změně intenzity, je dána tzv. *Sobolevovou délkou*

$$L_S \equiv \frac{v_{\text{tep}}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)},$$

kde v_{tep} je tepelná rychlost. Aby bylo možné použít Sobolevovu aproximaci, pak musí být charakteristická délka, na které se mění parametry větru, podstatně delší než L_S . Vybereme-li konkrétně charakteristickou délku ve větru jako vzdálenost, na které se mění hustota, pak

$$H \equiv \frac{\rho}{\left(\frac{d\rho}{dr}\right)} \approx \frac{v}{\left(\frac{dv}{dr}\right)} \gg \frac{v_{\text{tep}}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)} \equiv L_S.$$

V uvedeném přiblížení platí, že Sobolevovu aproximaci lze použít v případě, kdy je rychlost větru (v souřadné soustavě spojené s hvězdou) podstatně větší než tepelná rychlost v_{tep} . Protože však rychlosti hvězdných větrů horkých hvězd ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$) jsou typicky o několik řádů vyšší než je tepelná rychlost (tepelná rychlost protonů je v prostředí hvězdných větrů $v_{\text{tep}} \approx 10 - 30 \text{ km s}^{-1}$), je možné s výhodou použít Sobolevovu aproximaci pro výpočet modelů hvězdných větrů horkých hvězd.

Optická hloubka vrstvy hvězdného větru v radiálním směru je dána tzv. Sobolevovou optickou hloubkou

$$\tau_S = \int \chi dr \approx \frac{1}{\Delta\nu_D} \bar{\chi} L_S = \frac{c}{\nu_0} \frac{\bar{\chi}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)}, \quad (43)$$

kde ν_0 je klidová frekvence čáry a kde jsme užili vztahu $\Delta\nu_D = \nu_0 v_{\text{tep}}/c$. Vidíme, že tato Sobolevova optická hloubka je nepřímo úměrná gradientu rychlosti dv/dr hvězdného větru. To je možné poměrně lehce vysvětlit znovu s použitím obrázku 25. Pokud je gradient rychlosti větru malý, pak je křivka rychlosti více skloněná a pro danou frekvenci je šedá oblast (vyznačující interval poloměrů, na kterém vítr absorbuje) širší. Záření je tedy v dané frekvenci absorbováno na větším intervalu poloměrů a optická hloubka prostředí je větší. Naopak pokud je gradient rychlosti větru velký, pak je křivka rychlosti strmější a pro danou frekvenci je interval poloměrů, na kterém vítr absorbuje, menší. Záření je absorbováno na menším intervalu poloměrů a optická hloubka prostředí je menší.

Se znalostí optické hloubky hvězdného větru již můžeme spočítat zářivé zrychlení způsobované opticky tlustou čarou. Během průchodu záření opticky tlustou čarou ubývá tok záření úměrně $e^{-\tau}$, kde τ je optická hloubka v dané čáře. Střední zářivá síla opticky tlustých čar je určena jako integrál

$$g_{\text{tlustá}} = \frac{g_{\text{tenká}}}{\tau_S} \int_0^{\tau_S} e^{-\tau} d\tau = g_{\text{tenká}} \frac{1 - e^{-\tau_S}}{\tau_S}. \quad (44)$$

Pro případ opticky tlusté čáry $\tau_S \gg 1$ je možné předchozí vzorec nahradit přibližným vyjádřením ve tvaru

$$g_{\text{tlustá}} \approx \frac{g_{\text{tenká}}}{\tau_S} \sim \frac{1}{\rho} \frac{dv}{dr}. \quad (45)$$

Docházíme k závěru, že zářivá síla způsobovaná absorpcí záření v opticky tlustých čarách je úměrná gradientu rychlosti hvězdného větru.

6.4 Rychlost ztráty hmoty

Předpokládejme, že ve hvězdném větru existují pouze opticky tlusté čáry. Zářivé zrychlení způsobované absorpcí v opticky tlusté čáře je dáno vztahem (45), dosadíme-li vztah pro optickou hloubku (43) a vztah pro zářivé zrychlení v opticky tenké čáře (42), získáváme

$$g_{\text{tlustá}} = \frac{g_{\text{tenká}}}{\tau_S} = \frac{\nu_0 F_\nu}{\rho c^2} \frac{dv}{dr}. \quad (46)$$

Důležitou charakteristikou hvězdného větru je množství hmoty, které za jednotku času opouští hvězdu, tedy rychlost, s jakou hvězda ztrácí svou hmotnost. Budeme-li předpokládat, že vítr

je stacionární a sféricky symetrický, pak díky platnosti rovnice kontinuity je tato hmotnost dána vztahem

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v. \quad (47)$$

Současně použijeme hrubý odhad pro tok záření $F_\nu \approx F/\nu_0 = L/(4\pi r^2 \nu_0)$. S pomocí tohoto vztahu je možné upravit vyjádření pro zářivé zrychlení opticky tlusté čáry (46) jako

$$g_{\text{tlustá}} = \frac{L}{\dot{M} c^2} v \frac{dv}{dr}. \quad (48)$$

Z hydrodynamiky víme, že pohybová rovnice tekutiny, jejíž rychlost nezávisí na čase, je dána vztahem

$$v \frac{dv}{dr} = g, \quad (49)$$

kde g značí všechny působící síly. Zanedbáme-li sílu gravitační, pak pohybová rovnice hvězdného větru urychlovaná celkem $N_{\text{tlustá}}$ opticky tlustými čarami má tvar

$$v \frac{dv}{dr} = N_{\text{tlustá}} \frac{L}{\dot{M} c^2} v \frac{dv}{dr}. \quad (50)$$

Z této rovnice můžeme jednoduše vyjádřit rychlost ztráty hmoty zářením urychlovaného větru jako

$$\dot{M} = N_{\text{tlustá}} \frac{L}{c^2}. \quad (51)$$

Podíl L/c^2 je hmotnost, která podle relativistického vztahu hmotnost-energie odpovídá energii vyzařené hvězdou. Zjistili jsme, že rychlost ztráty hmoty zářením urychlovaného větru je úměrná „fotonové rychlosti ztráty hmoty“ a počtu opticky tlustých čar. Podle vztahu (51) je rychlost ztráty hmoty hvězdného větru úměrná zářivému výkonu hvězdy. Proto nejmohutnější hvězdné větry nalézáme u hvězd spektrální třídy O a u obrů, zatímco hvězdy hlavní posloupnosti spektrální třídy B mají nanejvýš pouze velice slabý hvězdný vítr.

Ačkoliv byl vztah (51) pro rychlost ztráty hmoty zářením urychlovaného větru odvozen s použitím mnoha přiblížení, uchovává si svou platnost i pro složitější modely a s jeho pomocí jsme schopni alespoň kvalitativně popsat vlastnosti hvězdného větru.

6.5 CAK teorie hvězdného větru

Skutečný vítr horkých hvězd však není urychlován pouze opticky tlustými čarami. Ve skutečnosti ve hvězdném větru existuje množství čar, z nichž některé jsou opticky tenké a jiné opticky tlusté. Pro výpočet realistických modelů hvězdných větrů však potřebujeme znát přesnou hodnotu zářivé síly. Proto je vhodné parametrizovat zářivou sílu podle důležitosti opticky tenkých a opticky tlustých čar. Castor, Abbott a Klein (1975) pro parametrizaci zářivé síly zvolili dva parametry, parametr α , který je v podstatě podílem zářivé síly v opticky tlustých čarách na celkové zářivé síle a parametr k , který určuje velikost zářivé síly. Pro popis velikosti zářivé síly však bývá vhodnější použít parametr \bar{Q} , který má význam velikosti zářivé síly (v jednotkách zářivé síly způsobené rozptylem volných elektronů) za předpokladu, že jsou všechny čáry opticky tenké. Zářivá síla v tzv. CAK aproximaci pak má tvar

$$g_{\text{zár}} = \frac{f\Gamma GMk}{r^2} \left(\frac{1}{\sigma_e \rho v_{\text{tep}}} \frac{dv}{dr} \right)^\alpha, \quad (52)$$

nebo, s použitím parametru \bar{Q} ,

$$g_{\text{zár}} = \frac{f\bar{Q}L}{r^2} \left(\frac{1}{4\pi\rho\bar{Q}} \frac{dv}{dr} \right)^\alpha. \quad (53)$$

Faktor f je oprava na konečný disk hvězdy. Vidíme, že také v případě zářivé síly velkého počtu opticky tlustých a opticky tenkých čar je zářivá síla přímo úměrná gradientu rychlosti větru. Pohybová rovnice zářením urychlovaného větru se zanedbáním tlaku plynu má tvar (s použitím definice (47) rychlosti ztráty hmoty)

$$\frac{dv}{dr} = -\frac{GM(1-\Gamma)}{r^2} + \frac{f\bar{Q}L}{r^2} \left(\frac{vr^2}{\dot{M}\bar{Q}} \frac{dv}{dr} \right)^\alpha. \quad (54)$$

Je patrné, že závislost zářivé síly na gradientu rychlosti větru vytváří velice zajímavou zpětnou vazbu, protože gradient rychlosti je určen zářivou silou, která sama závisí na gradientu rychlosti. Tato zpětná vazba ve svém důsledku vede k možnosti vzniku nového druhu vln v prostředí hvězdného větru, k tzv. Abbotovým vlnám. Těmito vlnami se však již zabývat nebudeme.

Pro danou hvězdu existuje nekonečně mnoho řešení rovnice (54), které se liší velikostí rychlosti ztráty hmoty \dot{M} . Podrobným rozбором rovnice (54) je však možné ukázat, že pro danou hvězdu existuje pouze jedno řešení rovnice (54), pro které rychlost větru v blízkosti hvězdy se blíží k nule a které je možné prodloužit do libovolně velké vzdálenosti od hvězdy. Navíc je možné ukázat, že toto řešení je stabilní, že Abbottovy vlny z velkých vzdáleností od hvězdy nejsou schopny proniknout až ke hvězdnému povrchu. Toto řešení jednoznačně určuje rychlost ztráty hmoty \dot{M} .

Průběh rychlosti ve hvězdném větru je možné s velkou přesností aproximovat jako

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r} \right)^\beta, \quad (55)$$

kde v_∞ označuje konečnou, limitní rychlost hvězdného větru ($\lim_{r \rightarrow \infty} v(r) = v_\infty$), R_* je poloměr hvězdy a parametr β je obvykle roven $\beta = 0,8 - 1,0$. Řešením rovnice (54) je možné ukázat, že konečná rychlost hvězdného větru je přímo úměrná únikové rychlosti z povrchu hvězdy,

$$v_\infty \sim \sqrt{\frac{2GM(1-\Gamma)}{R_*}} \quad (56)$$

a rychlost ztráty hmoty je úměrná zářivému výkonu hvězdy,

$$\dot{M} \sim L^{\frac{1}{\alpha}}, \quad \alpha \approx 0.5 \quad (57)$$

6.6 Hvězdný vítr O, B a WR hvězd

Pro urychlování hvězdného větru OB hvězd není důležitá absorpce záření v čarách nejhojněji zastoupených prvků vodíku a helia, ale naopak je důležitá absorpce v čarách prvků, které mají jen velice malé zastoupení, typicky uhlíku, dusíku, kyslíku nebo železa. Hlavním důvodem je to, že tyto prvky mají mnohem více čar, ve kterých mohou absorbovat než zmiňovaný vodík či helium. Navíc zářivé zrychlení v opticky tlustých čarách (45) nezávisí na opacitě v čáře, tedy nezávisí na relativním zastoupení daného prvku.

Hvězdné větry WR hvězd jsou však podstatně složitější než hvězdné větry OB hvězd. Ukazuje se, že pro urychlování těchto mohutných hvězdných větrů je důležitá absorpce záření ve spojitém spektru, tedy hvězdný vítr těchto hvězd je urychlován již v atmosféře hvězdy.

Hlavní parametry pro popis zářením urychlovaných větrů horkých hvězd jsou rychlost ztráty hmoty \dot{M} a konečná rychlost hvězdného větru v_∞ . Typické hodnoty těchto parametrů pro vybrané OB a WR hvězdy jsou uvedeny v tabulce 5.

Tabulka 5: Parametry hvězdných větrů vybraných OB a WR hvězd (Lamers a Cassinelli 2000)

Hvězda	Spektrální typ	$L [L_{\odot}]$	$\dot{M} [M_{\odot}/\text{rok}]$	$v_{\infty} [\text{km/s}]$
ζ Pup	O4 I (f)	$7,9 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^{-6}$	2200
λ Cep	O6 I	$6,8 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-6}$	2250
ϵ Ori	B0 Ia	$4,6 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^{-6}$	1500
P Cyg	B1 Ia ⁺	$7,2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-5}$	210
HD 93250	O3V	$1,9 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{-6}$	3250
HD 15629	O5 V	$8,9 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^{-7}$	3000
τ Sco	B0 V	$3,2 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^{-9}$	2000
WR 1	WN5	$1,0 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^{-5}$	2000
WR 111	WC5	$2,8 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-5}$	2200

Pro hvězdu samotnou je nejdůležitější hodnota rychlosti ztráty hmoty. Z tabulky 5 je patrné, že mnohé hvězdy ztrácí prostřednictvím větru řádově několik hmotností Slunce během miliónu let. Vzhledem ke svým hmotnostem ztrácí mnohé horké hvězdy řádově jednu desetinu své hmoty během jednoho miliónu let. Je jasné, že takto mohutný hvězdný vítr zásadním způsobem ovlivňuje jejich vývoj.

Hvězdný vítr horkých hvězd je důležitým činitelem, který ovlivňuje mezihvězdné prostředí. Prostřednictvím hvězdného větru se podstatná část hmoty hvězdy vrací do mezihvězdného prostředí a ovlivňuje tak (vzhledem k nadzvukové rychlosti větru) podstatně i jeho dynamiku. Zahrnutí hvězdného větru je také důležité pro výpočet množství ionizujícího záření z povrchu horkých hvězd.

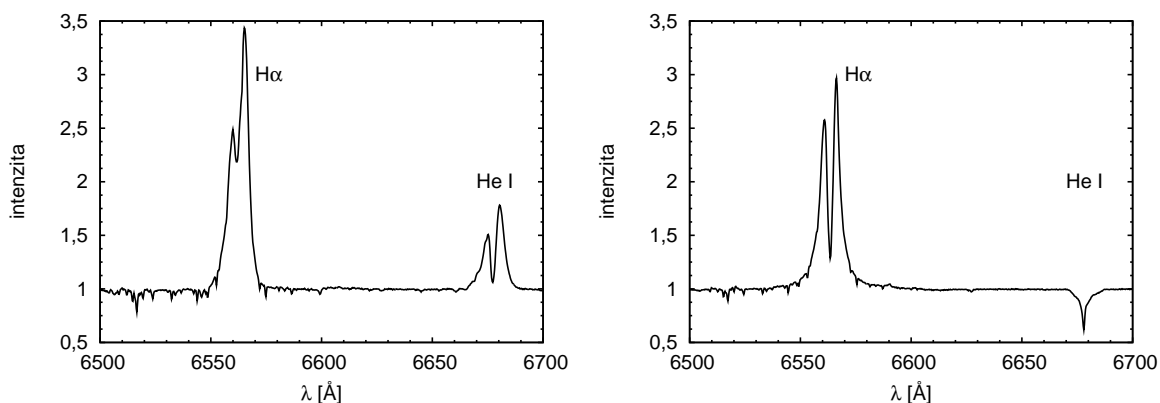
Hvězdný vítr ovlivňuje záření hvězdy v různých spektrálních oborech:

- *Rentgenové záření:* Většina látky hvězdného větru horkých hvězd má teplotu srovnatelnou s efektivní teplotou hvězdy. Vzhledem k tomu, že hvězdný vítr horkých hvězd je silně nadzvukový (rychlost zvuku $\sim v_{\text{tep}}$), mohou se v něm vyskytovat rázové vlny. Vzhledem k rychlosti hvězdného větru má prostředí za rázovou vlnou teplotu $\sim 10^6 - 10^7$ K a tedy silně září v rentgenovém oboru. Rentgenové záření horkých hvězd tedy pochází z hvězdného větru. Zářivý výkon horkých hvězd v rentgenovém oboru je o několik řádů menší, než je celkový zářivý výkon hvězdy, $L_x \sim 10^{-7} L$.
- *Ultrafialové záření:* Hvězdný vítr horkých hvězd se v ultrafialové oblasti spektra projevuje typicky profily čar typu P Cyg (čáry uhlíku, dusíku, křemíku...). Z analýzy těchto spektrálních čar je možné získat v_{∞} a \dot{M} .
- *Viditelné záření:* Ve viditelné oblasti spektra se hvězdný vítr příliš neprojevuje, výjimkou jsou např. profily vodíkových čar (emisní profil, profil typu P Cyg). Z analýzy těchto spektrálních čar je možné získat \dot{M} .
- *Radiové záření:* Obálka horkých hvězd tvořená větrem je neprůhledná pro radiové záření, naopak sám hvězdný vítr září v radiovém oboru. Pozorováním množství vyzářeného radiového záření je možné získat \dot{M} .

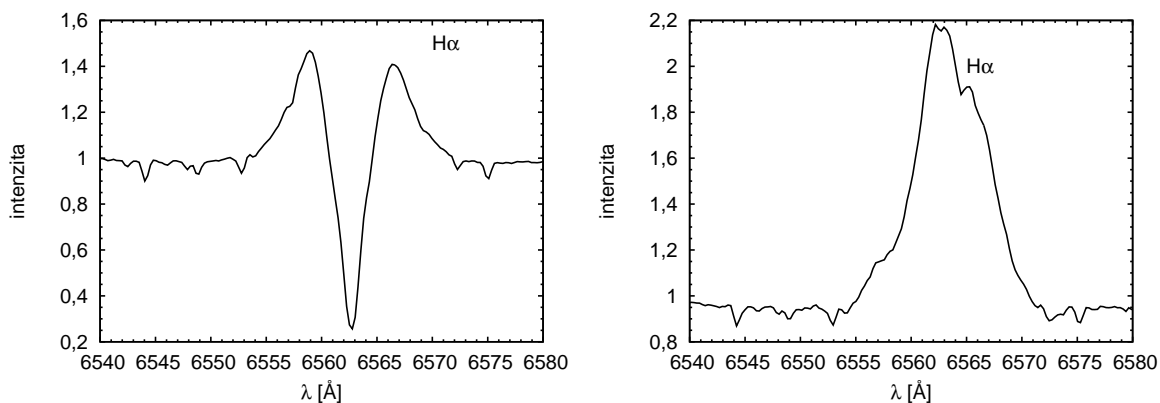
7 Be hvězdy

7.1 Definice Be hvězd

Jako *Be hvězdy* se označují horké hvězdy spektrálního typu B všech luminozitních tříd mimo veleobrů, u nichž alespoň jednou měla některá z jejich Balmerových čar emisní profil. V české terminologii se tyto hvězdy někdy označují jako *hvězdy se závojem*. Příklady několika typických Be profilů hvězd jsou nakresleny na obr. 26. Pokud se navíc ve středu emisní čáry vodíku objevuje úzká absorpční složka, pak se takovýmto hvězdám říká „shell“ hvězdy. Příklad typického „shell“ spektra je uveden na obrázku 27. Přestože jsou Be hvězdy známy již více než jedno století, je příčina vzniku jevu Be hvězd jedním z mála dosud nevyřešených základních problémů hvězdné astrofyziky.



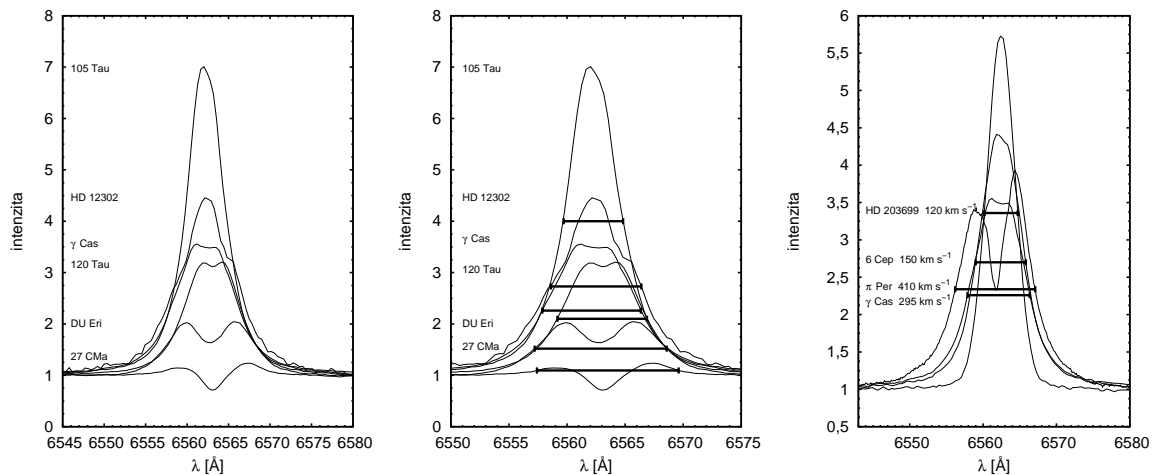
Obrázek 26: Příklady typických emisních čar Be hvězd získané ondřejovským dvoumetrovým dalekohledem (pozorovatel: M. Šlechta). *Vlevo*: Spektrum β Lyr v okolí čáry H α , je patrná nejen emise v této čáře, ale také v sousední heliové čáře. *Vpravo*: Spektrum hvězdy ζ Tau.



Obrázek 27: Příklady emisních čar Be hvězd získané ondřejovským dvoumetrovým dalekohledem (pozorovatelé: M. Šlechta, V. Votruba). *Vlevo*: Tzv. shell spektrum hvězdy V744 Her. *Vpravo*: Prostý emisní profil hvězdy FF Cam.

7.2 Základní charakteristiky Be hvězd

Astronomové studují Be hvězdy v mnoha oborech elektromagnetického spektra. Nejčastějším užívaným oborem je samozřejmě viditelná oblast elektromagnetického záření. V té se, podle



Obrázek 28: *Vlevo*: Vypĺňování dvojitého profilu čáry $H\alpha$ Be hvězd s rotační rychlostí $200 - 300 \text{ km s}^{-1}$. *Uprostřed*: Pokles pološířky s rostoucí ekvivalentní šířkou pro tytéž hvězdy. *Vpravo*: Růst pološířky profilu pro rostoucí $v_{\text{rot}} \sin i$. Spektra byla získána z atlasu „The spectroscopic Be stars atlas“ <http://www.astrosurf.com/buil/us/becat.htm>.

definice, Be hvězdy projevují emisí v některé z čar Balmerovy série vodíku. Mnohdy však nalézáme také emisní profily u heliových čar i u čar dalších prvků.

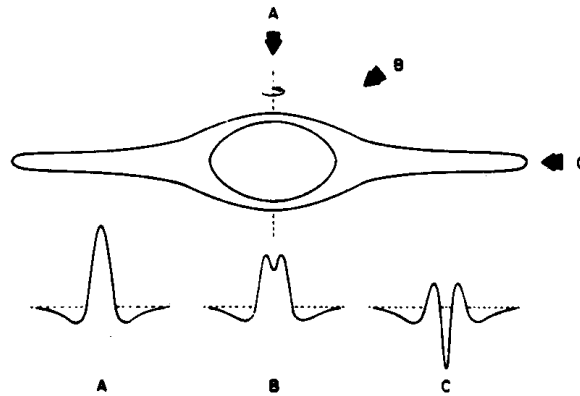
Jednou z nejdůležitějších charakteristik Be hvězd je jejich proměnnost. Zhruba 70% hvězd se závojem má proměnné spektrum. Rozeznáváme tři typy proměnnosti Be hvězd. Zřejmě nejdůležitějším typem proměnnosti je změna charakteristiky spektra, kdy se z hvězdy spektrálního typu B stává hvězda typu Be a z Be hvězdy „shell“ hvězda a naopak. S tím souvisí druhý typ proměnnosti, změna poměru intenzit emisních čar a sousedního kontinua, tzv. E/C proměnnost. Často se také mění poměr intenzit fialové a červené složky dvojitého profilu emisních čar, tzv. V/R proměnnost. Spektrální proměnnost Be hvězd je navíc provázána fotometrickými změnami. Fotometrická a spektroskopická proměnnost se mohou projevovat na velice odlišných časových škálách, od velice rychlých změn (s charakteristickou dobou ve dnech) po změny na časové škále desetiletí.

Z pozorování v různých částech elektromagnetického spektra vyplývá, že v rovině rovníku Be hvězd se nachází *emitující disk*. Elektronová teplota tohoto disku se pohybuje okolo $10\,000 \text{ K}$, hustota elektronů v disku se odhaduje na 10^{12} cm^{-3} . Bohužel ze spektroskopických pozorování není možné jednoduše zjistit velikost tohoto disku. Pro jeho změření byly využity zákryty Be hvězd Měsícem a také interferometrické techniky. Z těchto měření vyplývá, že se disk rozprostírá do vzdálenosti několika hvězdných poloměrů.

Tok záření v infračervené oblasti spektra Be hvězd je vyšší než by odpovídalo B hvězdám stejného spektrálního typu bez závoje. Zdrojem tohoto nadměrného infračerveného záření je právě obálka v okolí Be hvězd. V ultrafialové oblasti spektra hvězd se závojem se pozorují absorpční čáry odpovídající zřejmě hvězdnému větru. Mnohé Be hvězdy jsou navíc složkami rentgenových dvojhvězd, ve kterých rentgenové záření vzniká interakcí druhé složky dvojhvězdy, neutronové hvězdy, s látkou disku v okolí Be hvězdy.

7.3 Vlastnosti emisních profilů Be hvězd

Emisní profily čáry $H\alpha$ Be hvězd lze popsat dvěma základními parametry, velikostí projekce rotační rychlosti $v_{\text{rot}} \sin i$ a ekvivalentní šířkou čáry. Ze studie většího množství Be hvězd je možné nalézt následující obecné vlastnosti Be profilů (Dachs a kol. 1986, viz. obr. 29):



Obrázek 29: Jedním z faktorů, určujících tvar profilu čar Be hvězdy, je také směr, ze kterého disk pozorujeme

- s rostoucí ekvivalentní šířkou čáry se dvojitě maximum spojuje v jediné maximum,
- pro danou hodnotu $v_{\text{rot}} \sin i$ klesá pološířka čáry s rostoucí ekvivalentní šířkou,
- pro danou hodnotu ekvivalentní šířky čáry roste pološířka čáry s rostoucí hodnotou $v_{\text{rot}} \sin i$.

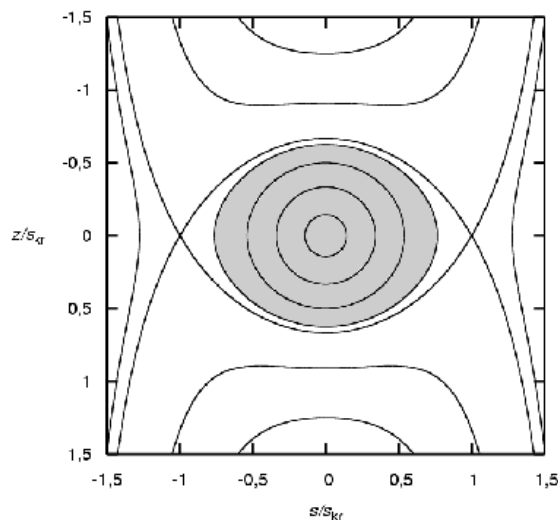
Tyto vlastnosti disků Be hvězd je možné popsat za předpokladu, že rychlost částic v disku klesá s rostoucí vzdáleností od hvězdy. Na základě pozorování mnozí astronomové usuzují (např. Dachs a kol. 1986), že rychlosti částic v disku odpovídají pohybu části po keplerovských oběžných drahách. Proto křídla Be profilu vznikají paradoxně ve vnitřních oblastech disku, kde částice obíhají s vyšší rychlostí, zatímco emisní píky vznikají spíše ve vnějších oblastech disku. V důsledku toho

- s rostoucím poloměrem disku vzniká více pozorovaného záření ve vnějších oblastech disku, které v důsledku své menší rychlosti přispívají k intenzitě záření především ve středu čáry, proto se s rostoucí ekvivalentní šířkou čáry dvojitě maximum spojuje v jediné
- a proto také pro danou hodnotu $v_{\text{rot}} \sin i$ klesá pološířka čáry s rostoucí ekvivalentní šířkou
- a konečně růst pološířky čáry s rostoucí hodnotou $v_{\text{rot}} \sin i$ je možné vysvětlit pokud si uvědomíme, že velikost $v_{\text{rot}} \sin i$ závisí také na tom, jak je hvězda obrácena směrem k pozorovateli. Hvězda, která má malou hodnotu $v_{\text{rot}} \sin i$, je k nám pravděpodobně obrácena polární oblastí. Proto je rovina disku nakloněna téměř kolmo směrem k pozorovateli a proto pozorujeme pouze relativně úzkou emisní čáru $H\alpha$. Naopak hvězda s vysokou hodnotou $v_{\text{rot}} \sin i$ je k nám obrácena spíše rovníkovými oblastmi. Pozorovatel se nachází v blízkosti roviny disku a proto pozorujeme relativně širokou emisní čáru $H\alpha$.

7.4 Příčiny jevu Be hvězd

7.4.1 Klasická teorie vzniku Be hvězd

Struve v třicátých letech minulého století správně odvodil, že emisní čáry Be hvězd jsou způsobeny diskem, který se nachází v okolí Be hvězd. Domníval se, že tyto hvězdy rotují tak rychle, že dochází k uvolňování materiálu hvězdy na rovníku, který pak vytváří disk. Podívejme se podrobněji, kdy k tomuto jevu může dojít. Parametrem, který určuje vliv rotace na stav hvězdy



Obrázek 30: Průběh ekvipotenciálních ploch pro idealizovaný případ hvězdy složené z ideálního plynu se silnou koncentrací látky ke středu, rotující jako tuhé těleso. Souřadnice jsou zakresleny relativně vzhledem k $s_{kr} = (GM(1 - \Gamma)/\omega^2)^{1/3}$. Obrázek představuje pouze řez v rovině, v níž leží rotační osa (splývá s osou y), ve skutečnosti jsou ekvipotenciální plochy trojrozměrné, válcově symetrické. V blízkosti středu hvězdy není tvar ekvipotenciálních ploch nijak podstatně ovlivněn rotací, blíží se tak kulové ploše. S narůstající vzdáleností od osy rotace však roste účinek odstředivé síly, ekvipotenciální plochy se proto zplošťují. V oblastech, které jsou relativně daleko od rotační osy odstředivá síla převládá a tvar ekvipotenciálních ploch zde je určen především rotací. Pakliže se hvězda nachází v hydrostatické rovnováze, pak místa v nitru hvězdy se stejnou hustotou leží na téže ekvipotenciální ploše a hvězda samotná zaujímá tvar daný ekvipotenciálními plochami (příklad oblasti, kterou by hvězda mohla zaujímat, je vyznačen šedou barvou). Vrstvy ležící v blízkosti středu hvězdy je tedy možné považovat za sféricky symetrické, rotací jsou nejvíce ovlivněny vrstvy blízko povrchu hvězdy. V oblastech mimo uzavřené ekvipotenciální plochy se žádné těleso složené z ideálního plynu v hydrostatické rovnováze nacházet nemůže.

je keplerovská oběžná rychlost na kruhové dráze, která je rovna $v_{kep}^2 = GM(1 - \Gamma)/R_{rov}$, kde M je hmotnost hvězdy a R_{rov} její rovníkový poloměr. Pokud je rotační rychlost hvězdy na rovníku v_{rot} menší než v_{kep} , pak v důsledku rotace hvězdy dochází k jejímu zploštění. Zploštění je v případě, kdy hvězda rotuje jako tuhé těleso (což znamená, že úhlová rychlost ω jednotlivých elementů je stejná), dáno ekvipotenciálními plochami odpovídajícími potenciálu vrstev hvězdy

$$\Phi = -\frac{GM(1 - \Gamma)}{r} - \frac{1}{2}s^2\omega^2, \quad (58)$$

kde s je vzdálenost od osy rotace. Potenciální plochy jsou nakresleny na obrázku 30. Pokud je však rotační rychlost hvězdy na rovníku v_{rot} rovna oběžné rychlosti v_{kep} , pak i malý nárůst kinetické energie látky na rovníku vede k jejímu uvolňování z atmosféry hvězdy. Proto se rychlost v_{kep} označuje jako *kritická rotační rychlost*. Pokud bychom se snažili ještě více roztáčet hvězdu, jejíž rovníková rotační rychlost je rovna v_{kep} , pak by docházelo k uvolňování látky do jejího okolí.

V předchozích kapitolách jsme došli k závěru, že studium rozšíření spektrálních čar hvězdy v důsledku rotace nedovoluje změřit přímo rovníkovou rotační rychlost na povrchu hvězdy v_{rot} ,

ale pouze její průmět $v_{\text{rot}} \sin i$. Pokud však změříme průměty velkého počtu hvězd, pak (za zřejmě splněného předpokladu, že směry rotační osy hvězd jsou v prostoru rozloženy náhodně), můžeme zjistit rozložení rotačních rychlostí dané skupiny hvězd. Z těchto měření vyplývá (Porter 1997, Chauville a kol. 2001), že rotační rychlost Be hvězd je podstatně vyšší než rotační rychlost ostatních B hvězd, dosahuje 70–80% kritické rotační rychlosti.

Vidíme, že původně poměrně slibné vysvětlení vzniku jevu Be hvězd naráží na zásadní problém. Jak jsme se zmiňovali, ze současných pozorování vyplývá, že rovníková rotační rychlost většiny Be hvězd je menší než v_{kep} . Proto cílem astronomů, kteří se Be hvězdami zabývají, je hledání takového mechanismu, který by byl schopen „napomoci“ rotaci a uvolnit materiál hvězdy tak, aby vytvořil disk. Bohužel je však třeba zdůraznit, že přes více než stoleté úsilí velkého množství astronomů takovýto mechanismus dosud nalezen nebyl. Přesto si alespoň v krátkosti nastíníme několik modelů, které se mohou zdát slibné pro vysvětlení fenoménu Be hvězd.

7.4.2 Dvojhvězdná hypotéza o původu Be hvězd

Kříž a Harmanec (1975) předložili hypotézu, podle které je možné výskyt disku v okolí Be hvězd vysvětlit jako důsledek přenosu hmoty mezi složkami těsné dvojhvězdy. K přenosu hmoty by mělo dojít v důsledku změny poloměru hvězdy během jejího vývoje. Tuto hypotézu podložili několika argumenty. Jednak mnohé Be hvězdy byly skutečně odhaleny jako dvojhvězdy, ve vhodné fázi vývoje by tedy mohlo dojít k přetoku hmoty mezi jejich jednotlivými složkami. Navíc jsou Be hvězdy podobné dvojhvězdám typu Algol, u kterých skutečně dochází k přenosu hmoty mezi jednotlivými složkami. Zvýšenou rotační rychlost, pozorovanou u Be hvězd, by pak bylo možné vysvětlit na základě urychlení rotace hvězd v důsledku přenosu momentu hybnosti mezi složkami dvojhvězdy.

Dvojhvězdná hypotéza vzniku Be hvězd však naráží na četné problémy. Ačkoliv se mnohé Be hvězdy skutečně nacházejí ve dvojhvězdných soustavách, je vzdálenost složek dvojhvězdy příliš vysoká na to, aby v soustavě docházelo k přenosu hmoty. Navíc však existují mnohé Be hvězdy, které se ve dvojhvězdných soustavách nenacházejí. Ačkoliv tedy existují některé Be hvězdy, které je možné pomocí dvojhvězdné hypotézy vysvětlit, pro mnohé další hvězdy je zřejmě nutné hledat další hypotézy o vzniku jejich disků.

7.4.3 Hvězdný vítr podporovaný rotací

Zvýšená rychlost rotace Be hvězd vedla mnohé astronomy k přesvědčení, že by disk v okolí Be hvězd mohl být vysvětlen pomocí hvězdného větru, který by byl na rovníku hvězdy navíc podporován zvýšenou rotační rychlostí. Protože rotace vede ke zploštění hvězdy, je povrchové gravitační zrychlení na rovníku menší než na pólech hvězdy. Proto je jednodušší uvolnit materiál z hvězdného rovníku než z hvězdných pólů. Mohli bychom se tedy domnívat, že hvězdný vítr na rovníku je silnější než na pólech a že by tedy případně mohl vést k vytváření disku v okolí Be hvězd. V posledním desetiletí si velkou oblibu získal model tzv. větrem stlačovaného disku publikovaný Bjorkmanem a Cassinellim (1993). V tomto modelu se hvězdný vítr v důsledku rychlé rotace hvězdy soustředí v rovníkové oblasti.

Podrobnější numerické modely však ukázaly, že disk v okolí Be hvězd zřejmě pomocí hvězdného větru vysvětlit nelze. Jak jsme se již zmiňovali, je efektivní teplota rotující hvězdy na rovníku menší než efektivní teplota hvězdy na pólech (připomeňme si, že tento jev se nazývá gravitační ztemnění). Proto je také tok záření v polárních oblastech vyšší než v rovníkových oblastech a také zářivá síla na pólech je vyšší než zářivá síla na rovníku. Přestože je tedy snazší vynést materiál do okolí hvězdy z rovníku než z polárních oblastí, je paradoxně hvězdný vítr v důsledku gravitačního ztemnění silnější na pólech než na rovníku (Owocki, Cranmer a

Gayley 1996). Pohybu látky hvězdného větru ve směru k rovníku pak také brání neradiální složka zářivé síly. Disky v okolí Be hvězd tedy pravděpodobně v důsledku hvězdného větru nevznikají.

7.4.4 Neradiální pulzace

Ve spektrech mnohých Be hvězd pozorujeme rychlé změny profilů čar. Tyto změny mohou být vysvětleny pomocí tzv. neradiálních pulzací hvězdy. Někteří astronomové soudí, že neradiální pulzace mohou dodat chybějící energii pro uvolnění materiálu z hvězdného rovníku, což by ve svém důsledku vedlo k vytváření disku v okolí Be hvězd.

I tato hypotéza vysvětlující vznik disku v okolí Be hvězd se střetává s mnohými obtížemi. Změny profilů čar, které mohou být způsobeny neradiálními pulzacemi, se zřejmě nevyskytují u všech Be hvězd. Navíc energie spojená s neradiálními pulzacemi zřejmě na překonání potenciálové bariéry nutné pro vytvoření disku nestačí.

7.4.5 Hvězdný vítr soustředěný magnetickým polem

Ukazuje se, že některé B hvězdy mají silné magnetické pole, které je schopno ovlivnit dynamiku hvězdného větru. Někteří astronomové se proto domnívají, že je možné vysvětlit vznik disku v okolí Be hvězd jako důsledek soustředění hvězdného větru dipólovým magnetickým polem do rovníkové oblasti hvězdy (poslední model tohoto druhu navrhli Cassinelli a kol. 2002).

Magnetohydrodynamické modely hvězdného větru (ud-Doula 2002) však ukazují, že ani hvězdný vítr soustředěný magnetickým polem není zřejmě schopen vysvětlit vznik disků v okolí Be hvězd.

7.4.6 Opět rychlá rotace?

V důsledku rotace hvězdy dochází k rozšíření spektrálních čar. Tohoto jevu se využívá pro stanovení průmětu rovníkové rotační rychlosti $v_{\text{rot}} \sin i$ dané hvězdy. Jak jsme se již zmiňovali, z měření rotačních rychlostí Be hvězd vyplývá, že tyto hvězdy rotují rychleji než průměrné B hvězdy, přičemž ale rychlost jejich rotace je menší, než příslušná kritická rotační rychlost. V poslední době se však ukazuje (Townsend, Owocki a Howarth 2004), že při těchto měřeních nebyl zřejmě správně započten vliv gravitačního ztemnění (v důsledku gravitačního ztemnění je efektivní teplota hvězdy na rovníku nižší než na pólech). Je tedy možné, že Be hvězdy rotují podstatně rychleji než jsme se až dosud domnívali, a že je jejich rotační rychlost velmi blízká kritické rotační rychlosti. Tím by bylo možné přirozeně vysvětlit vznik disku v okolí Be hvězd.

Může však během vývoje hvězdy docházet ke změně její povrchové rotační rychlosti? V důsledku zákona zachování momentu hybnosti zůstává v případě, že hvězda neztrácí látku do okolí, rotační moment hybnosti hvězdy neměnný. Proto se rychlost rotace hvězd se silným větrem v průběhu jejich vývoje zmenšuje. Vývoj povrchové rotační rychlosti je ovlivněn také rozdělením rotačního momentu hybnosti ve vnitřních částech hvězdy hvězdy, například smrštění jádra může vést ke zvýšení povrchové rotační rychlosti. Poslením procesem, který ovlivňuje povrchovou rotační rychlost, je změna poloměru hvězdy během jejího vývoje. S rostoucím poloměrem hvězdy kritická rotační rychlost klesá. Pokud povrchová rotační rychlost hvězdy klesá pomaleji než kritická rotační rychlost (nebo pokud roste), pak by mohlo dojít k tomu, že se povrchová rotační rychlost bude blížit rychlosti kritické. V důsledku toho by se v blízkosti hvězdy mohl začít vytvářet disk.

Žádná ze zmiňovaných teorií doposud uspokojivě nevysvětluje vznik disku v okolí Be hvězd. Stejně tak je nejasný mechanismus, v důsledku kterého dochází k fotometrickým a spektrosko-

9 Chemicky pekuliární hvězdy

9.1 Úvod

Chemicky pekuliární (CP) hvězdy jsou hvězdy hlavní posloupnosti s efektivní teplotou 7000 – 30 000 K (F2 až B0; 1,5 až 15 M_{\odot}) s anomálním chemickým složením povrchových vrstev, jež je příčinou jejich neobvyklých (pekuliární) spekter. Mezi CP hvězdy počítáme: *Am stars*, *Ap stars*, *Bp stars*, *He-rich a He-weak stars*, *Hg-Mn stars*, *magnetic stars*, *peculiar stars*, *silicon stars + spectrum variables*.

Normální (= sluneční) chemické složení, vůči němuž vztahujeme chemické složení hvězd, 1000 kg sluneční látky = 733 kg H + 249 kg He + 17 kg jiných prvků: 8 kg O, 3 kg C, 1,6 kg Fe, 1,2 kg Ne, 0,9 kg N, 0,7 kg Si, 0,5 kg S a dalšími prvky. Některé prvky se ve slunečním spektru nemusí projevit, i když jsou přítomny.

Míra pekuliárnosti (chemické anomálie) CP hvězd velmi různá – od takřka normálního po vysoce anomální – obsah některých prvků se podle typu pekuliárnosti od normálního může lišit i o několik řádů (u CP2 hvězd přebytek RE: dex[RE] i 6 a více!)

Odchyly od normálního chemického složení pozorujeme asi u 10 % hvězd horní části hlavní posloupnosti.

9.2 Stručná historie výzkumu CP hvězd

O existenci hvězdy raných typů, které nebylo možno zařadit do běžné spektrální klasifikace určené zejména vodíkovou Balmerovou sérií a čarami *H* a *K* Ca II, se vědělo už koncem 19. století. Příčiny odlišnosti ovšem nebyly známy, mj. i proto, že tehdy neexistovala ani teorie záření atomů, chyběl i teoretický výklad hvězdných spekter. Jeho základy byly položeny až Cecílií Payne-Gaposhkinovou v roce 1925. Ta zjistila, že chemické složení vnějších vrstev většiny hvězd je v podstatě shodné a podobné slunečnímu, pozorované odlišnosti spekter hvězd jsou pak ponejvíce dány efektivní teplotou jejich atmosfér.

9.2.1 α^2 CVn – prototyp pekuliárních hvězd

Antonia Maury 1897 označila spektrum této hvězdy za *pekuliární*, upozornila na slabost vápníkových čar a výskyt neobvykle intenzivního dublet jednou ionizovaného křemíku Si II na 412,831 nm.

Ludendorff si 1906 povšiml, že některé čáry mění svou intenzitu. To odpovídá skutečnosti, i když se to pohříchu netýká čar, které Ludendorff uváděl. V roce 1913 Bělopolskij zjistil, že změny intenzity čar Si II jsou periodické s periodou 5,5 dne, stejně jako změny radiální rychlosti čáry 420,5 nm Eu II (!), což odhalil Baxandall. Křivka radiální rychlosti se za křivkou intenzity čáry opožďuje o *čtvrt periody*, což již Belopolskij správně vysvětlil otáčivým pohybem oblasti se zvýšenou koncentrací příslušného prvku.

Guthnick a Prager v roce 1914 pořídili první fotoelektrické měření světelných změn. I zde našli tutéž periodu změn. Je pozoruhodné, jak dobře se jejich mírně asymetrická světelná křivka shoduje s moderními měřeními. Přitom jen stačí uvážít, jak málo byl jejich fotometr citlivý a jak daleko byla hvězda δ UMa, užitá jako hvězda srovnávací!

Už v roce 1914 pak bylo známo, že α^2 CVn:

- 1) je spektroskopicky a fotometricky proměnná, přičemž
- 2) extrémy světelné křivky souhlasí s křivkou intenzity čar europa, a že
- 3) radiální rychlost a intenzita čar se mění v kvadratuře.

V roce 1933 Morgan a po něm v roce 1947 Deutsch dokázali, že jde o typické chování všech proměnných typu Ap, přičemž periody změn činí řádově dny. Jediné, co chybělo bylo pochopení těchto skutečností, jinými slovy model proměnnosti.

9.2.2 Cesta k modelu skloněného rotátoru

Babcock v 1947 objevil Zeemanovým analyzátozem u 78 Vir, α^2 CVn a dalších Ap hvězdy s ostrými čarami proměnné magnetické pole (podélné složky magnetické indukce). Zpravidla byly pozorovány i změny polarity pole. Babcock v roce 1949 předložil alternativní vysvětlení pozorovaných změn: osa magnetické pole hvězdy svírá s osou rotace nenulový úhel, nicméně osobně dále preferoval analogii slunečního magnetického cyklu.

Stibs v roce 1950 propracoval model hvězd se zhruba *dipólovým magnetickým polem*, jehož dipól je skloněný pod úhlem β k rotační ose. Sklon je konstantní, magnetické pole je „zamrzlé“ do elektricky vodivého plazmatu hvězdy, rotuje s ní. Vzdálený pozorovatel sleduje změny v důsledku měnicího se natočení magnetického pole, pozorované změny tak mají geometrickou příčinu. Model přinesl i přirozené vysvětlení změn polarity magnetického pole.

Obdobně byly vysvětleny i pozorované spektrální změny, a to předpokladem existence tzv. *spektroskopických skvrn* s odlišnou abundancí různých prvků. Dobře tak bylo možné vysvětlit pozorovaný fázový rozdíl křivek RV a intenzity určitých prvků. Fotometrické změny byly pak vysvětleny existencí tzv. *fotometrických skvrn*, oblastí na hvězdě s odlišným rozložením energie ve spektru.

Model rotující hvězdy se skloněným víceméně dipólovým magnetickým polem a skvrnami, jejichž poloha se váže k magnetické geometrii, je dnes všeobecně uznávaným modelem CP hvězd.

9.2.3 Spektrální klasifikace

Už v roce 1933 Morgan ukázal, že Ap hvězdy lze roztřídit do několika skupin podle převládající spektrální pekuliarity. Zjevná pak byla korelace mezi teplotou a typem pekuliarit.

V roce 1940 Titus a Morgan objevili tzv. **Am** hvězdy, čili metalické hvězdy, pro něž je příznačné, že spektrální typ určený podle intenzity čar železa, titanu a chrómu je zjevně pozdější než spektrální typ hvězd určený na základě intenzity čar vápníku ($\text{Sp}(\text{Fe}, \text{Cr}, \text{Ti}) > \text{Sp}(\text{Ca})$). Am hvězdy zřejmě nemají měřitelné magnetické pole, fotometricky ani jinak se nemění.

Manželé Carlos a Mercedes Jaschekovi v roce 1958 definovali šest skupin Ap hvězd: λ 4200-Si, Mn, Si, SiCrEu, EuCrSr a Sr typu. Křemíkové a manganové hvězdy patří mezi pozdní B hvězdy – čili to jsou tzv. **Bp** hvězdy

Dnes z této klasifikace vypadají Mn hvězdy – tvoří zvláštní kategorii označovanou zpravidla jako **Hg-Mn** hvězdy: podobně jako Am hvězdy nejsou magnetické a nemění se.

V roce 1967 Garrison objevil hvězdy třídy B se slabými čarami He, zpravidla s anomálním poměrem He^3/He^4 – **He-weak** stars. O tři roky později MacConell našel hvězdy B0-2 s anomálně silnými čarami helia (helium zde někdy má abundanci větší než vodík!), o hvězdách se mluví jako o **He-strong** stars.

9.3 Příčiny spektrální anomálie

Při hodnocení výsledků výzkumu CP hvězd vznikla řada otázek:

- 1) Proč CP hvězdy jeví tak odlišné spektrum? Je to důsledek odlišného chemického složení nebo anomální stavbou atmosféry?
- 2) Proč typ pekuliárnosti závisí na efektivní teplotě? Je chemické složení pekuliárních hvězd záležitostí jenom povrchových vrstev nebo se týká hvězdy jako celku?
- 3) Proč podobné anomálie nepozorujeme u hvězd chladnějších než F2 a teplejších než B0? Proč pekuliární hvězdy v průměru mnohem pomaleji rotují než hvězdy „normální“? Jakou roli přitom hraje magnetické pole?
- 4) Existují přechodné typy mezi pekuliárními a normálními hvězdami?

ad 1) Snahy vysvětlit pozorované spektrum pekuliární hvězd a jeho změny anomální stavbou atmosféry selhaly, anomální spektrum tedy vskutku odráží reálný přebytek nebo deficit příslušných prvků. Chemické složení atmosfér pekuliárních hvězd se skutečně liší od normálního. Preston proto v roce 1974 zavádí nový pojem: **chemicky pekuliární hvězda** – CP hvězda.

ad 2) Fakt, že typ pekuliárnosti koreluje s povrchovou teplotou, ukazuje na to, že odchylka v pozorovaném chemickém složení je svázána s ději v povrchových vrstvách. Navíc je zřejmé, že hmotnosti, poloměry, zářivé výkony, charakteristiky určené vnitřní stavbou hvězdy jsou u CP hvězd a normálních hvězd hlavní posloupnosti téže efektivní teploty identické. Počáteční a vnitřní chemické složení CP hvězd je tedy nejspíš standardní.

Pokud by tomu tak nebylo, pak by:

- a) muselo počáteční chemické složení přesně definovat hmotnost hvězdy, aby byla vysvětlena korelace mezi anomálií a teplotou,
- b) museli by být známí předchůdci a následovníci CP hvězd,
- c) musely být např. vzácné zeminy, rtuť či mangan být uloženy jen ve zlomku procenta hvězd – byly by tedy rozloženy ve vesmíru krajně nerovnoměrně.
- d) bylo možné jen stěží vysvětlit existenci oddělených dvojhvězd se složkami s různou pekuliárností, vždyť dvojhvězdy vznikají z téhož zárodečného oblaku mezihvězdné látky.

Navíc se zdá, že fenomén chemicky pekuliární hvězdy postihuje jen hvězdy hlavní posloupnosti. Jsou-li pro něj vhodné podmínky, objevuje se brzy - CP hvězdy jsou běžně pozorovány i v mladých otevřených hvězdokupách a asociacích ($<10^6$ let). Chemicky pekuliární vrstva zřejmě velice tenká a hmotnostně zanedbatelná, podobně jako hmotnost vrstvy makeupu k celkové hmotnosti nositelky.

ad 3) Hvězdy hlavní posloupnosti v teplotním interval od 7 000 K do 30 000 K se vyznačují relativně klidnými vnějšími vrstvami. U hvězd s teplotami nižšími vnáší do fotosfér hvězd neklid podpovrchová konvektivní vrstva, díky níž se podstatná vnější část hvězdy promíchává. U hvězd s teplotou nad 30 000 K jsou horní vrstvy rychle obušovány hvězdným větrem – „hvězdný peeling“, což nedovolí chemické anomálii, aby se dostatečně rozvinula.

V důsledku rotace hvězdy dochází k jejich zploštění, což má pak za následek rozvoj tzv. meridionálních proudů, které hvězdu též promíchávají podobně jako konvekce. Pomalá rotace ($V_{\text{rot}} < 90$ km/s) je tak pro CP hvězdy podmínka nutnou, a snad i postačující: neznáme totiž žádnou „normální“ hvězdu spektrálního typu A, která by rotovala pomaleji než 40 km/s!

Takřka všechny metalické Am hvězdy nacházíme ve dvojhvězdách s kratší oběžnou dobou (dny). V takovýchto soustavách je rotace hvězd v důsledku vzájemné slapové interakce zpomalena natolik, že je vázaná. Dalším mocným stabilizujícím faktorem v atmosférách ra-

ných hvězd je globální magnetické pole vmražené do hvězdného plazmatu, to brání volnému pohybu elektricky nabitých iontů.

Děje, které vedou ke vzniku anomálie jsou pomalé, delikátní a vyžadují mimořádně klidné, statické povrchové vrstvy.

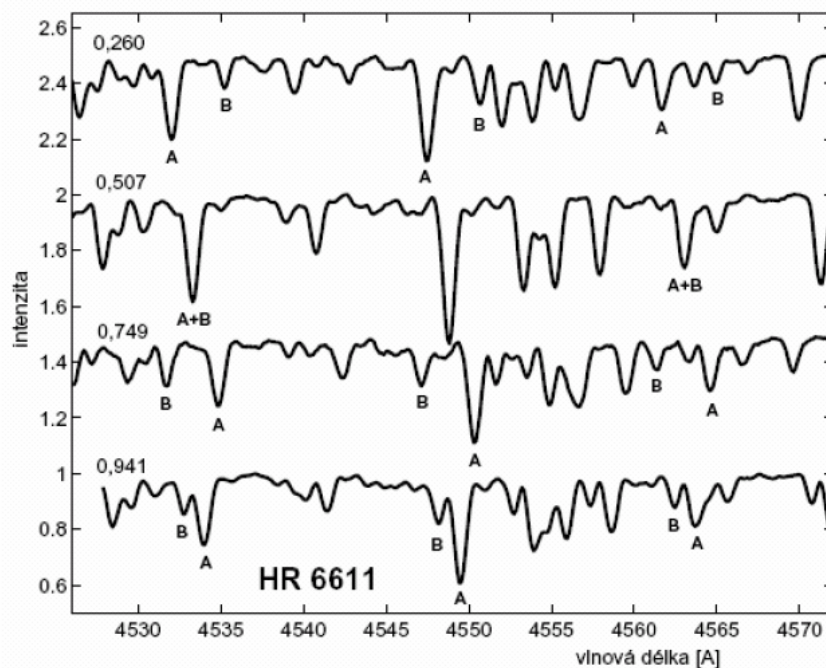
ad 4) CP hvězdy byly v minulosti objevovány výhradně spektrální analýzou. Tam záleželo na disperzi a účelu spektrálních přehlídek: při různorodosti spekter je obtížné definovat spolehlivý kvantitativní parametr, tedy jakousi míru pekuliárnosti.

V roce 1976 Maitzen prokázal, že u CP2 existuje jistá deprese v rozložení energie kolem vlnové délky 520 nm (nejspíše je důsledkem nakupení spektrálních čar nejrůznějších prvků), která je pro CP2 hvězdy charakteristická. Hloubka deprese se pak ukázala být dobrým indikátorem pekuliárnosti hvězdy. Výzkumy, které se pak vedly fotometrickými prostředky ukázaly, že zřejmě neexistuje žádná reálná hranice mezi „normálními“ a „pekuliárními“ hvězdami, že se běžně setkáváme s množstvím hvězd přechodného typu. Obdobné je to i u ostatních typů CP hvězd

9.3.1 Současná klasifikace CP hvězd

Zde uvádíme standardní Prestonovu a Maitzenovu klasifikaci, kde jednotlivé typy jsou řazeny podle rostoucí teploty.

CP1 – to jsou klasické metalické Am hvězdy, zpravidla bez silného magnetického pole, většinou jde o složky dvojhvězd s vázanou rotací.



HR 6611 je dvousložkovou spektroskopickou dvojhvězdou sestávající ze dvojice hvězd hlavní posloupnosti s anomálním chemickým složením typu Am, jež se projevuje výskytem velmi silných čar skupiny železa v jejich spektrech. V soustavě dochází i k zákrytům (fáze 0) a transitům (fáze 0,5). Primární, hmotnější složka je asi dvakrát jasnější než složka sekundární. Na čtyřech spektrogramech pořízených spektrografy 2-m dalekohledu Astronomického ústavu v Ondřejově a 6-m reflektorem Speciální astrofyzikální observatoře na Kavkaze (Rusko) je dvojhvězda zachycena ve čtyřech různých fázích seřazených v časové následnosti. Ve fázích 0 a 0,5 čáry splývají, ve fázích 0,25 a 0,75 se od sebe maximálně vzdalují. Z polohy spektrálních čar jednotlivých složek lze sestavit kompletní křivku radiální rychlosti této dvousložkové spektroskopické dvojhvězdy.

CP2 – nazývané též magnetické hvězdy jsou spektrálně a fotometricky proměnné Ap a Bp hvězdy typu od typu SrCrEu až po nejteplejší Si hvězdy. Hvězdy bývají též označovány jako mCP – *magnetické* CP hvězdy.

CP3 – jsou rtuťovo-manganové (HgMn) hvězdy, jde v zásadě o vysokoteplotní variantu CP1 hvězd.

CP4, 5 – heliově slabé hvězdy, jsou vlastně vysokoteplotní variantou CP2 hvězd, se zjevným nedostatkem helia a nadbytkem He³.

CP6, 7 – heliově silné hvězdy, ještě teplejší CP2 s přebytkem He

9.3.2 Proměnnost CP hvězd

Většina prací se zabývá magnetickými CP2 hvězdami, vesměs proměnnými, v jejich proměnnosti je hledán klíč k pochopení celého CP fenoménu. Takřka všechny pozorované spektroskopické, fotometrické a magnetické změny CP2 (+CP4-6) lze vysvětlit pomocí modelu hvězdy rovnoměrně rotující jako tuhé těleso

- a) se zamrzlým magnetickým polem ($B \sim 10^{-1}$ T) dipólového charakteru, kde osa dipólu svírá s rotační úhel obecně nenulový úhel β . Model uspokojivě vysvětluje povahu pozorovaných změn pole. Magnetické pole přispívá nejen ke vzniku chemických anomálií, ale určuje geometrii hvězdy – rozložení chemických prvků po povrchu hvězdy.
- b) s nehomogenním rozložením chemických prvků po povrchu. Týká se to hlavně těch prvků, které jsou v nadbytku. Rozložení prvků lze úspěšně mapovat rozbořením periodických změn profilů spektrálních čar.
- c) s fotometrickými skvrnami s rozdílným rozložením energie ve spektru. Na rozdíl od slunečních skvrn jde o struktury velmi rozsáhlé, dlouhověké a jejich efektivní teplota (bolometrický jas) se neliší od střední efektivní teploty celé hvězdy.

CP hvězda je normální „izotropně“ zářící hvězda s atmosférou s odlišným chemickým složením (makeupem), jež jen ve frekvencích přerozděluje tok záření přicházející z nitra. To je určeno povrchovým chemickým složením, které se místo od místa mění, takto tedy vznikají „barevné“ skvrny (nápadně zmalované slečny).

Za příčinu rozličného přerozdělení se všeobecně považuje přítomnost opticky aktivních atomů projevujících se zvýšeným množstvím čar a spojitych absorpcí (kontinuí). Na rozložení energie mají vliv dva společně působící efekty: absorpce záření v čarách (line blocking) a zpětné nahřátí atmosféry pohlcenou energií (backwarming) = line blanketing.

U teplejších CP2 jsou dominantní změny v UV oblasti, kde je množství čar a hvězda tam navíc hodně září, u chladnějších CP2 hvězd to bývá složitější. Obecně lze očekávat antifázové změny v krátkovlnné a dlouhovlnné oblasti záření. Maximální amplituda 0,2 mag, standardně však činí jen několik setin magnitudy.

Jak hvězda rotuje, natáčí k pozorovateli různě „barevné“ rozsáhlé skvrny s odlišným chemickým složením. Skvrny zřejmě mají vztah ke geometrii magnetického pole (magnetické póly, rovník), takže pak pozorované změny intenzity čar, indukce magnetického pole a jasnosti jeví změny, jejichž extrémy jsou ve fázi.

V roce 1978 Kurtz prokázal oprávněnost podezření řady pozorovatelů, že u některých hvězd probíhají variace jasnosti v časové škále cca 10 minut, které jsou jinak typické pro neradiální oscilace typu δ Sct. U oscilací magnetických hvězd ovšem nastávaly situace, kdy pulsace na čas úplně ustaly, aby se později znovu objevily. K vysvětlení jevu pomohla skutečnost, že pozorované změny jsou modulovány s rotační periodou. Zde se výtečně osvědčil tzv. model *magnetického pulzá-*

toru nebo *oscilátoru*, kde geometrie (osa) neradiálních pulsací je určena nikoli osou rotace, ale osou magnetického dipólu.

9.3.3 Původ chemické anomálie

V roce 1955 Burbidge vinil z pozorované chemické anomálie povrchové jaderné reakce, o 10 let později Fowler a další se domnívali, že anomálie je důsledkem vnitřní nukleosyntézy ve hvězdě, poté co tato opustila hlavní posloupnost. O znovuoživení této, jinak již opuštěné, domněnky se v roce 1986 pokusila Oetken. V roce 1967 přišel Guthrie s nápadem, že anomální složení povrchových vrstev CP hvězd je důsledkem jejich kontaminace při výbuchu blízké supernovy, Havnes a Conti v roce 1971 uvažovali o selektivní akreci mezihvězdné látky řízené magnetickým polem hvězdy.

V letech 1970, 1981 Michaud a další formulovali dnes již všeobecně přijímanou hypotézu, podle níž pozorované chemické anomálie jsou důsledkem zářivé difúze. To je pomalý proces (cm/s) vzlínání atomů s velkým účinným průřezem vůči prostupujícímu záření (vzácné zeminy, kovy) a sedimentace opticky neaktivních atomů (He^4). Podmínkou prosazení tohoto děje ovšem jsou velmi stabilní a nepohyblivé podpovrchové vrstvy. To ovšem vyžaduje, aby v povrchových vrstvách hvězd nedocházelo ke konvekci, rovněž i rotace musí být relativně velice pomalá. Je-li ve hře globální magnetické pole, které brání neuspořádaným pohybům elektricky nabitých částic, pak je stabilizace ještě větší, takže anomálie se může projevit již za 10^5 let (!)

Rozdílnost v typech pekuliárností vyplývá z rozdílných podmínek ve vrstvách, kde zářivá difúze probíhá. Např. heliově slabé hvězdy lze vysvětlit tak, že zde dochází k mohutné sedimentaci helia, přičemž sedimentace těžšího nuklidu He^4 probíhá rychleji než sedimentace He^3 . U heliově silných hvězd se hvězdným větrem obrušují vrstvy chudé na helium a odhalují sloje bohaté na helium (příkladem budiž σ Ori E).

9.3.4 Původ magnetického pole

Odkud pochází globální magnetické pole, jimž jsou vybaveny CP2 a CP4-6 hvězdy? Literatura nabízí celkem tři domněnky:

- magnetické pole CP hvězd vzniká a udržuje se dynamovým mechanismem probíhajícím v jádru hvězdy, podobně jako magnetické pole Slunce a Slunci podobných chladnějších hvězd.
- magnetické pole je prý postupně se rozpadající pozůstatek po dynamového procesu aktivním ve fázi před hlavní posloupností (konvektivní hvězdy typu T Tau)
- magnetické pole má fosilní původ – je to pozvolna se rozpadající pozůstatek po mezihvězdném magnetickém poli zamrzlém do zárodečného materiálu

Daleko nejvíce stoupců v současnosti má fosilní původ magnetického pole (ad c)

Charakteristiky CP hvězd a metody jejich určování

Tato volně navazující část přináší další, praktický pohled na problematiku výzkumu CP hvězd. Jde tu o stručný nástin metod získávání základních poznatků a charakteristik této relativně početné, ale různorodé skupiny hvězd s anomálním povrchovým chemickým složením

CP hvězdy jsou, jak známo hvězdy horní části hlavní posloupnosti (F2-B0) bez zjevných vývojových předchůdců (T Tau) nebo následovníků (obří pozdějších spektrálních typů). CP

jev se týká jen svrchních částí hvězdy, vnitřek nedotčen. (Analogie – atraktivní zmalované slečny jsou pod vrstvou makeupu jenom tuctovými děvčaty).

9.4 Spektrální charakteristiky, abundance

První CP hvězdy byly odhaleny na přelomu devatenáctého a dvacátého století, jejich systematické studium provedl až Morgan v roce 1933. Skupinu CP hvězd rozdělil podle dominantní pekuliárnosti jejich spektra, tedy podle výskytu či absence určitých spektrálních čar. Takto vznikla jakási doplňková spektrální klasifikace: např. CQ UMa má základní klasifikaci A2 Vp a SrCrEu typ znamená, že ve spektru hvězdy se nacházejí neobvykle silné čáry uvedených prvků.

Osawa (1965) při použití disperze 6 nm/mm rozdělil dvě stě tehdy známých Ap hvězd podle jejich spekter do 16 podtříd. Když pak přešel k disperzi 1 nm/mm, rázem dostal 200 krabiček: ukazuje se totiž, že neexistují dvě CP hvězdy se zaměnitelnými spektry.

9.4.1 Pořizování a zpracování spekter

Kvalitní vysokodisperzní spektrum s vysokým poměrem signál/šum je základním předpokladem pro smysluplnou interpretaci výsledků. Tato spektra nebyla až do nedávna k dispozici, takže řada závěrů odvozených ze spekter z minulých let je sporná.

Zpočátku byla k dispozici jen málo citlivá fotografická spektra s nízkou disperzí, a to navíc jen pro nejjasnější hvězdy. Postupně se zlepšovaly se dalekohledy, spektrografy, emulze, nicméně stále to byla pouze fotografická spektra. Tam je hlavním problémem převedení fotografických denzit na intenzity, na něž prakticky není možné se spolehnout. Výrazným pokrokem ve hvězdné spektroskopii pak bylo zavedení CCD techniky. Ta zaručuje vysoký poměr S/N a víceméně lineární závislost mezi signálem a intenzitou.

9.4.2 Identifikace spektrálních čar

Spektra CP hvězd jsou komplikovaná a vyznat se v nich není je nesnadné. V prvním kroku je třeba ve spektru identifikovat jednotlivé spektrální čáry, určit, kterému z iontů tyto čáry náležejí. To je u CP hvězd zvláště náročné, protože a) v jejich spektrech čáry takřka nikdy nejsou čisté, většinou totiž jde o překryvy (blendy) několika čar, b) běžně se zde vyskytují čáry málo běžných prvků, pro něž chybějí spolehlivá atomová data, c) čáry jsou v důsledku působení magnetického pole rozštěpeny, d) jejich vzhled se mění v důsledku nerovnoměrného rozložení prvků po povrchu.

Proces identifikace čar probíhal v několika krocích. Nejdříve se pomocí systému srovnávacích čar z laboratorního zdroje (železný oblouk, výbojky se vzácnými plyny) provedl první odhad lokální radiální rychlosti (skutečně změřená radiální rychlost, nikoli běžně udávaná heliocentrická). Pak byly ze seznamů hvězdných čar s pozorovanými vlnovými délkami vybíráni potenciální kandidáti na tu kterou čáru, přičemž došlo k novému zpřesnění radiální rychlosti. V dalším kole byla brána v úvahu už nejen koincidence pozorovaných a předpověděných vlnových délek, ale i jejich intenzita a zejména se kontrolovala tzv. kompletnost multipletů (množina čar se stejným termem) jednotlivých spektrálních čar. K tomu sloužila zejména *Tabulka astrofyzikálně zajímavých multipletů*, kterou publikovala Moorová již v roce 1959.

Při této časově a intelektuálně náročné činnosti se badatelé setkávali s řadou problémů: od již zmíněného překryvu spektrálních čar, po chybné nebo nekompletní údaje pro běžné prvky,

až po naprostou nedostatečnost seznamů spektrálních čar exotických prvků, zejména pak vzácných zemin. Nicméně existuje řada prací, identifikačních seznamů (Adelman, Rice, Mikulášek, Osawa), o něž je možné se opřít.

Byly pokusy provádět tuto práci automaticky: Hartoog (1973) vyvinul program, kde se ovšem posuzovala jen koincidence s vlnovou délkou, Ansari (1987) bral navíc v úvahu intenzitu čár. V současnosti se hvězdní astronomové snaží detailní identifikaci spektrálních čar pro její pracnost pokud možno vyhnout, a skutečné pro řadu úloh tento krok ani není nutný.

9.4.3 Abundance, modely atmosfér

Nejcharakterističtější rysem CP hvězd je jejich anomálie povrchového chemického složení. To se určuje z výskytu a intenzity spektrálních čar prvků ve spektru, kvantitativním výsledkem je stanovení tzv. *abundance* prvku, která vyjadřuje relativní zastoupení příslušného prvku vůči nejčtetnějšímu z prvků – vodíku. Určuje se buď v *absolutní* míře ($\log(N_{\text{prvku}}/N_{\text{H}}) + 12$) nebo *relativní* míře, porovnáním absolutních abundancí příslušného prvku ve hvězdě a jeho absolutní abundance ve Slunci $[N/H]$.

V minulosti se abundance prvků určovaly pomocí předem zkonstruovaných modelů atmosfér metodou *křivky růstu*, kde vstupovaly ekvivalentní šířky jednotlivých čar vzhledem k jejich síle oscilátorů. Předpokladem úspěchu zde byla velice pečlivá a zodpovědná identifikace spektrálních čar a výběr těch, které byly použity pro další zpracování. Vzhledem k tomu, že zde ve většině případů jde o vzájemně překrývající čáry, těch čistých a zpracování vhodných bylo nakonec velice málo. U CP hvězd tu byl i dalším potenciální zdroj systematických chyb, tím bylo proložení kontinua, které bylo nezbytné pro stanovení ekvivalentních šířek čar.

Dnešní přístup představuje oproti klasickému zřetelný pokrok. Pomocí vypočítaných modelů atmosfér se vytvářejí syntetická hvězdná spektra a hledá se nejlepší shoda se těmito modelovými a pozorovanými spektry. Přitom na počátku existuje jistý okruh volitelných parametrů – efektivní teplota hvězdy T_{ef} , hodnota povrchového gravitačního zrychlení g , mikroturbulence, abundance jednotlivých prvků a rotační rychlosti V_{rot} apod., které se mohou měnit.

Je třeba však mít vždy na mysli, že modelování atmosfér CP hvězd vždy jen jistým přiblížením se skutečnosti, neboť zatím žádný z modelů dosud současně nebral v úvahu a) globální magnetické pole, b) překrytí spoustou čar v UV, c) nehomogenost rozložení prvků po povrchu. Pak ani ty nejlepší modely s desítkami milionů spektrálních čar (Kuruczův *Atlas*) v detailech nesouhlasí s pozorováním, tedy žádnou kombinací zadávaných volných parametrů nedostaneme uspokojivou shodu.

Nicméně i tak je možné o abundancích prvků v CP hvězdách říci:

- a) v nadbytku zde jsou Si, Cr, (Mn), Fe, Co, Ni, Sr, RE (hlavně Eu), ale i Hg, U. U CP2 hvězd $[RE] = 10^5$, $[Fe \text{ peak}] = 10^1 - 10^2$, $[U] = 10^3$.
- b) V deficitu obecně bývá Ca a Sc.

Kromě CP1 slabá korelace mezi prvky, není korelace s rotací, se stářím, magnetickým polem. Podrobnější identifikace – drastické rozdíly mezi hvězdami zejména u RE. U CP1 je korelace mezi prvky výrazná - metalické hvězdy mají víceméně jednotné anomální složení.

9.5 Fotometrie CP hvězd

Rozložení energie ve spektru obsahuje informaci o vlastnostech atmosféry hvězdy, zejména pak o její efektivní teplotě T_{ef} , gravitačním zrychlení g , chemickém složení, magnetické pole.

U normálních hvězd se nejrychleji vyšetřuje pomocí nejrůznějších barevných indexů, které zachycují poměry spektrálních hustot záření v různých oborech spektra.

Interpretace fotometrických výsledků u CP hvězd (kromě CP 1 a CP 3) je komplikovaná, neboť stavba atmosfér těchto hvězd je odlišná od stavby atmosfér normálních hvězd hlavní posloupnosti (chemické složení, magnetické pole), což se mj. projeví i tím, že pak mají jiné rozložení energie ve spektru. Hlavní příčiny tohoto jevu spatřujeme v tom, že hvězdy mají:

- a) odlišné chemické složení, množství spektrálních čar se projeví jednak zvýšeným zastíněním čarami, jednak zpětný ohřev atmosféry, který se projeví zvýšením úrovně kontinua. Celkově se celému jevu přerozdělení energie ve spektru v důsledku spektrálních čar říká *line blanketing*,
- b) magnetické pole. To má vliv na povahu stavby atmosféry, třeba tím, že ovlivňuje pohyb nabitých iontů, působí specifickým tlakem (B^2 – hustota energie = tlak), ovlivňuje záření atomů,
- c) nehomogenní chemické složení, což se ve spojení s rotací hvězdou vede k proměnnosti spektra i jasnosti hvězdy.

Odlišnosti ve rozložení energie CP hvězd jsou natolik specifické, že to umožňuje hledat CP hvězdy pomocí obecně dostupnějších fotometrických metod.

9.5.1 Fotometrie CP hvězd ve standardních systémech

Nejvíce měření jasnosti CP hvězd bylo provedeno v johnsonovském širokopásmovém systému *UBV*, v poslední době rozšiřovaného i do dlouhovlnné oblasti spektra (*RIJKL*). *UBV* systém není astrofyzikálně nejšťastnější – křivky propustnosti se překrývají se, *U* i *B* zahrnují Balmerův skok.

Velmi oblíben proto je Strömgreenův systém *uvby*, v němž jsou efektivní vlnové délky jednotlivých barev již voleny z astrofyzikálních hledisek. Ve výzkumu vlastností rozložení energie CP hvězd se pak kromě barevných indexů (*u-v*), (*v-b*), (*b-y*), užívají se i další uměle zkonstruované indexy, které prakticky nezávisí na extinkci: $c_1 = (u-v) - (v-b)$; souvisí s výškou Balmerova skoku, metalický barevný index: $m_1 = (v-b) - (b-y)$, který dobře kvantifikuje stupeň zastínění spektra čarami kovů, které jsou nejčastější ve *v*. *uvby* fotometrie se doplňuje ještě speciálním barevným indexem úzkopásmového a středněpásmového filtru centrovaného na čaru H β - tzv. β index.

9.5.2 Absolutní spektrofotometrie (monochromatická fotometrie)

Velmi informativní je tzv. *absolutní fotometrie*, v níž se poměřují hustoty spektrálního toku k toku dané vlnové délce vůči hustotě spektrálního toku v 500 nm. Poměry se obvykle vyjadřují v magnitudách.

CP2 a CP4 hvězdy jeví výrazné deprese v rozložení energie o šířce cca 10 nm, jež nejspíše souvisejí s zastíněním čarami (hranami sérií)

- 140 nm – u Si hvězd – autoionizační čáry Si II
- 420 nm – u chladných CP2, snad Eu II
- 630 nm – občas, původ nejasný
- 524 nm – velká koncentrace čar různých iontů, deprese „povinná“ pro všechny CP2 a CP4 hvězdy.

9.5.3 Maitzenův index Δa

K posouzení hloubky deprese kolem 524 nm využil Maitzen speciálně zkonstruovaný barevný index definovaný vztahem:

$$a = g_2 - \frac{g_1 + y}{2},$$

kde g_2 a g_1 jsou hvězdné velikosti ve středněpásmových barvách s efektivní vlnovou délkou postupně: 524 nm a 501,5 nm, y je hvězdná velikost ve standardní Strömgrenově filtru y .

Pro určitou hodnotu teplotního barevného indexu ($b-y$) byl hledán ve velikosti indexu a oproti normálním hvězdám: Δa označovaná pak jako Maitzenův index. Statisticky velký soubor hvězd třídy A a B ukazuje, že kromě silně pekuliárních hvězd (Δa cca desetiny mag), existují i hvězdy postižené jen slabě.

Maitzenův index dává možnost rychle a efektivně diagnostikovat CP hvězdy i mezi slabými hvězdami, aniž by bylo nutno pořizovat spektra.

9.6 Rotace

Tempo rotace je u CP hvězd mimořádně důležitou charakteristikou:

- dokáže vysvětlit periodicitu většiny pozorovaných změn (magnetických, spektroskopických, světelných) – model šikmého rotátoru
- pomalá rotace je jak známo důležitou podmínkou pro rozvoj chemické pekuliárnosti.

Rotační perioda P se většinou se vyjadřuje ve dnech, udává současně periodu, s níž dochází k většině z pozorovaných změn (fotometrických, spektroskopických, magnetických). Rotační rychlostí V_{rot} je míněna rovníková rychlost, vyjadřuje se v km/s.⁹⁾ Sklon osy rotace vůči pozorovateli je i , poloměr hvězdy R (předpokládáme kulové hvězdy). Model tuhého rotátoru pak předpovídá následující vztah mezi zmíněnými veličinami:

$$V_{rot} = 50,613 \left(\frac{R}{1R_{\odot}} \right) \left(\frac{1d}{P} \right) \text{ km/s} .$$

9.6.1 Perioody rotace

CP hvězdy (s výjimkou CP1 a CP3) jsou geometricky proměnné hvězdy, kde se mění geometrie v důsledku rotace hvězdy. Na povrchu hvězd nacházíme spektroskopické a fotometrické skvrny, hvězdy mívají víceméně dipólové magnetické pole. V důsledku rotace hvězdy dochází ke změnám spektra, jasnosti a efektivního magnetického pole, vše s touž periodou. Stačí stanovit periodu pomocí těch změn, které pozorujeme s nejlepším poměrem S/N .

V minulosti se užívalo spíše spektroskopických a magnetických měření, fotoelektrická měření vesměs nebyla tak spolehlivá, jelikož amplitudy CP hvězd jsou nevelké (typicky 0,03 mag), ovšem přesnost dnešní fotometrické techniky je již dostatečná, takže dnes se periody určují převážně pomocí světelných změn. Přesnost a spolehlivost určení periody určuje zejména časový rozsah pozorovacího materiálu.

Příklad CQ UMa – v současnosti hvězda s relativně nejlépe určenou periodou:

Burke, Howard (1972)	UBV	1,706 d - nesprávná
Winzer (1974)	UBV	1,6980 d – fiktivní

⁹⁾ Horké hvězdy zpravidla rotují jako tuhé těleso.

Wolff, Morrison (1975)	<i>uvby</i>	2,451 d	
Mikulášek (1975)		2,450 02(18) d	
Mikulášek (2001)	30 let pozorování	2,449 911 7(29) d	4457 cyklů

Rotační periody CP hvězd jsou od ½ dne u horkých CP hvězd po desítky až stovky dní (HD 188 041 – $P = 223,826(40)$ d – Mikulášek et al., 2003), případně roky (sporné) u chladnějších CP2 hvězd. CP hvězdy v průměru rotují pomaleji.

9.6.2 Projekce rotační rychlosti

V důsledku Dopplerova jevu dochází k rotačnímu rozšíření čar, u některých hvězd hraje tento způsob rozšíření čar dominantní úlohu. Při měření rotační rychlosti se porovnávají pozorované profily jedné (tradičně často Mg II 448,1 nm) či více spektrálních čar s modelovým profilem této spektrální čáry (čar) rozšířených rotací. Srovnání se děje tak dlouho, dokud nedojdeme ke shodě¹⁰).

Důležité je však připomenout, že měření neposkytují přímo rotační rychlost, ale pouze její průmět: $V \sin i$ (svou roli tu ještě hraje okrajové ztemnění u , což je efekt druhého řádu). Sklon i nelze z pozorování spektra hvězdy s určitostí stanovit. Při statistických úvahách si lze pomoci předpokladem, že rotační osy nejspíš jsou v prostoru orientovány náhodně

Řada spektroskopických prací jasně dokazuje, že rotační rychlosti CP hvězd jsou v průměru viditelně menší, naprostá většina má rotační rychlost V_{rot} menší než 100 km/s, (i když existuje pár výjimek např. 56 Ari s rotační rychlostí 175 km/s). Pomalá rotace CP hvězd je nezbytnou podmínkou pro vznik a rozvoj chemické anomálie, která by se jinak na hvězdě neudržela vinou poledníkového proudění, jehož vznik a rychlost jsou podmíněny rotačním zploštěním hvězdy.

9.6.3 Aplikace a testování modelu šikmého rotátoru

Z pozorování lze u individuálních hvězd odhadnout současně projekci rotační rychlosti $V \sin i$ a periodu P . Předpokládáme-li navíc, že existuje něco jako střední hodnota poloměru hvězdy $\langle R \rangle$, pak by mělo platit:

$$V \sin i \leq \frac{50,6 \langle R \rangle}{P}.$$

Grafem nerovnosti je hyperbola a prostor pod ní, naopak jako hyperbolickou obálkou závislosti lze najít střední poloměr vzorku CP hvězd. Nalezená závislost plně podporuje model.

Odhadneme-li například z efektivní teploty hvězdy její poloměr R , lze vypočítat sklon osy:

$$\sin i = \frac{R \sin i}{R} = \frac{P V \sin i}{50,6 R}.$$

Znalost sklonu je nezbytná k interpretaci a případnému modelování pozorovaných spektroskopických, magnetických a fotometrických změn. Někdy je možné rozhodnout i o délce periody P , neboť by mělo platit:

$$P \leq \frac{50,6 R}{V \sin i}.$$

¹⁰) Někdy je rotační rychlost vedlejším produktem nějaké složitější úlohy – například odhadu abundance.

9.6.4 Poloměry CP hvězd

Poloměry proměnných CP hvězd lze odvodit ze statistiky použitím modelu šikmého rotátoru (viz výše), jde tu však jen o střední hodnotu. Pokud nás zajímají jednotlivé hvězdy, je třeba volit jiný postup:

- Poloměr odhadneme z pozorovaného spektrálního typu, absolutní hvězdné velikosti, případně hmotnosti, je-li známa, musíme se však smířit s tím, že zde zůstává nejistota v poměru 1:2. To je dáno skutečností, že i CP hvězdy se jako hvězdy hlavní posloupnosti v průběhu času vyvíjejí. Střední poloměr CP hvězd vychází na $3,2 R_{\odot}$.
- Ze zářivého výkonu L a efektivní teploty T_{ef} :

$$L = \sigma 4 \pi R^2 T_{ef}^4$$

lze poloměr odvodit. Problém zde tkví v určení jak zářivého výkonu L , tak i efektivní teploty T_{ef} . U CP hvězd je to zvlášť problematické, poněvadž na ně lze aplikovat standardní vztahy mezi barevnými indexy a teplotou jen s velkou rezervou. Sporné je i užití bolometrických korekcí, u CP hvězd je neznáme dostatečně spolehlivě.

- Metoda Shallisova-Blackwellova (1977, 1979) je založena na znalosti celkového zářivého toku měřeného na Zemi F_E , hustoty spektrálního toku $F_{E,\lambda}$ i ve vzdálenější infračervené oblasti (2 až 10 μm). Zde je málo spektrálních čar a množství přenesené energie odjinud je vcelku zanedbatelné. Výsledkem θ, T_{ef} :

$$F_E = \int_0^{\infty} F_{E,\lambda} d\lambda = \frac{\theta^2}{4} \sigma T_{ef}^4; \quad F_{E,\lambda_0} = \frac{\theta^2}{4} F_{S,\lambda_0} = \frac{\theta^2}{4} \Phi(T_{ef}, g, \lambda_0)$$

Hustota spektrálního toku v infračerveném oboru jen málo závisí na chemickém složení a gravitačním zrychlení. Použitím iterací rychle dospějeme k hodnotě efektivní teploty a úhlového průměru. Známe-li vzdálenost, můžeme určit i geometrickou hodnotu poloměru hvězdy.

9.7 Magnetické pole a jeho změny

Pro CP hvězdy s výjimkou CP1 a CP3 je příznačná přítomnost relativně silného, stabilního, víceméně dipólového magnetického pole vmrzlého do hvězdy. Pozorování magnetického pole se děje spektroskopicky, pole se zjišťuje prostřednictvím tzv. Zeemanova jevu.

9.7.1 Zeemanův jev

Je-li atom v magnetickém poli, dochází k sejmutí degenerace některých energiových hladin atomu, k jejich rozštěpení. Za předpokladu běžné LS (Russellovy-Saundersovy) vazby je při nulové indukci pole $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ energie určena trojicí kvantových čísel $[n, L, J]$. Je-li pak indukce různá od nuly ($\mathbf{B} \neq \mathbf{0}$) každá hladina se rozštěpí na $2J + 1$ složek charakterizovaných celým nebo polovinným magnetickým číslem M – úměrné projekci vektoru \mathbf{J} , který vykonává precesní pohyb kolem směru magnetické indukce. Projekce je kvantována.

Velikost rozštěpu oproti $\mathbf{B} = \mathbf{0}$:

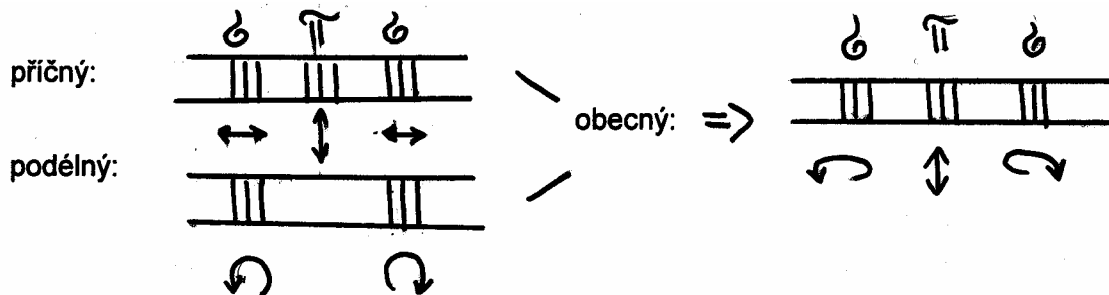
$$\Delta E(M, B) = g \mu_B M B,$$

kde μ_B je tzv. Bohrov magneton – magnetický moment elektronu, g je tzv. Landého faktor určený kvantovými čísly J, L, S – komplikace daná vlastností spinu elektronu:

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e c} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ J T}^{-1} *, \quad g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

(*V SI nutno vynásobit c). Emisní čáry vznikají přechodem atomu z energeticky vyššího do nižšího stavu – závisí na g a M z obou hladin, platí přitom výběrové pravidlo $\Delta M = \pm 1$ pro tzv. σ složky, $\Delta M = 0$ pro π složky.

Už Zeeman (1897) zjistil, že jednotlivé složky lze odlišit podle jejich polarizace, ta závisí na vzájemné orientaci záření a magnetické indukce. π složky vždy lineárně polarizované rovnoběžně s polem, σ složky jsou elipticky polarizované, vzájemně opačně orientované. Obecnou situaci lze vyjádřit jako lineární kombinaci příčného a podélného Zeemanova jevu:



Pokud pozorujeme čáry absorpční, pozorujeme opačné efekty (jakoby určité fotony chyběly).

V principu lze detektovat jak podélnou, tak příčnou složku magnetické indukce, tedy kompletní vektor, v praxi je ovšem jednodušší a spolehlivější měřit vzájemné posuvy čar, a tedy podélnou složku indukce. Průměrná výchylka σ složek od λ_0 ($B = 0$):

$$\Delta\lambda = \pm \frac{\mu_B z B}{c} \lambda_0^2 = \pm 4,67 \cdot 10^{-8} z B \lambda_0^2,$$

B v teslech, λ_0 v nm, z je vážený centroid σ složek v jednotkách Zeemanova normálního tripletu.

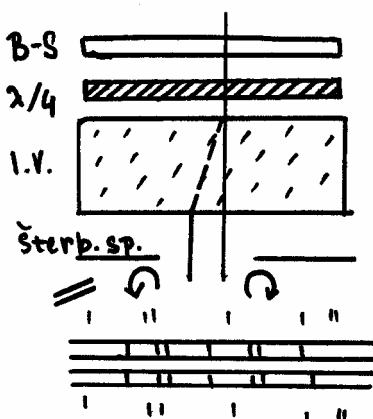
Příklad: $\lambda_0 = 500 \text{ nm}$, $B = 0,3 \text{ T} \rightarrow$ rozštěp $\pm 0,003 \text{ nm} \sim 2 \text{ km/s}$. Měření dosti náročné na přesnost, vždy je třeba pracovat jen s velmi ostrými čarami, u hvězd s rychlejší rotací nelze magnetické pole Zeemanovým analyzátozem detektovat..

9.7.2 Efektivní magnetické pole

Pozorujeme-li hvězdu, sčítáme příspěvky přes celou viditelnou polokouli, pozorujeme tzv. efektivní magnetické pole B_e . Pokud je pole dipólové a tento dipól je umístěn ve středu hvězdy, pak platí:

$$B_e = \frac{2}{5} B_p (\cos \beta \cos i + \sin \beta \sin i \cos \frac{2\pi t}{P})$$

Změny víceméně sinusové B_p – indukce na magnetických pólech, β úhel mezi magnetickou osou a osu rotace. Pokud hvězda rotuje, pak je obrázek rozštěpu pozorovaný v opačných polarizacích ještě komplikovanější.



9.7.3 Zeemanův analyzátor

Přístroj zkonstruoval a u spektrografu dalekohledu na Mt. Wilsonu vyzkoušel v r. 1947 Horace W. Babcock. Skládá se z korekční destičky (otočný Babinetův-Soleilův kompenzátor, nutný v coudé-

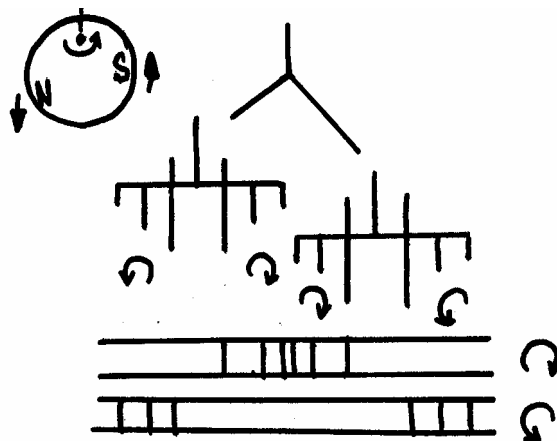
uspořádání neboť ruší vlastní polarizaci odrazných zrcadel), čtvrtvlnné destičky, dvojlomého islandského vápence rozmítajícího spektrum na opačně kruhově polarizovaných složky.

Dvě spektra nad sebou – měření rozdílů vlnových délek.

Nevýhody – fotografický proces (maximum citlivosti 0,015 T), vede k falešné anharmoničnosti křivek změn magnetického pole. Pro hvězdy s $V_{\text{sini}} > 40$ km/s je neúčinný. Výhodou je, že spolehlivě udává znaménko polarity.

Po zavedení objeven tzv. *cross-over* polarity efektivního u některých CP hvězd čar v opačně polarizacích, při další polarizace si polarizace

Důsledek působení Zeemana hvězdy. Projevuje se magnetický rozštěp s rotačním rozšířením.



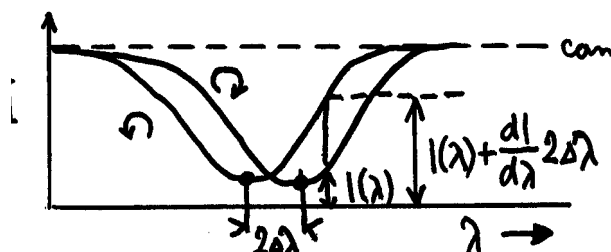
analyzátoru byl efekt: při změně magnetického pole zjevně různá šířka orientovaných následující změně promění role.

současného rozštěpu a rotace hlavně tehdy, je-li srovnatelný

Správné znaménko *cross-over* efektu – další argument pro model šikmého rotátoru.

9.7.4 Vodíkový magnetometr

Vodíkový magnetometr dává možnost měřit polarizace v křídlech širokých čar fotoelektricky pomocí veličiny V :



$$V = \frac{I_L - I_R}{I_L + I_R} = \Delta \lambda \frac{\left(\frac{dI}{d\lambda} \right)}{I(\lambda)}$$

Šířka vodíkových čar je vždy mnohem větší rozmytí čar rotací (efektivně na rotaci nezávisí), takže magnetometrem lze testovat, zda neexistují skryté rychle rotující magnetické hvězdy (neexistují!), nezávisí na spektroskopických skvrnách. Dává harmonické křivky.

Nejsilnější známé efektivní pole HD 215 441 od 1,2 do -2,0 T.

9.7.5 Povrchové magnetické pole

Pouze u několika hvězd je magnetické pole natolik silné, že lze rozštěp do tripletu pozorovat – tam se měří i absolutní hodnota B vystředovaná po viditelné polokouli. Při rotaci se mění málo. Dalo by se očekávat, že pozorujeme-li změnu polarity – mělo by mít B_S podobu dvojlomny (B_S se má měnit od 0,8 do 0,64 B_P). To se však nepozoruje; což lze vysvětlit třeba tím, že magnetický dipól ve skutečnosti není tak úplně centrální.

9.7.6 Povaha magnetického pole

Magnetické pole CP hvězd je zřejmě takřka prakticky dipólové, protože: a) toroidální složky s přijatelným B_S (< 4 T) by nemohly vytvořit měřitelnou podélnou složku, b) čistota Zeema-

nova rozštěpu + tenké čáry, v integrálním světle žádná lokální magnetická pole podobná těm ve slunečních skvrnách.

Jednoduchá vlna v B_S naznačuje, že dipól globálního magnetického pole nutně nemusí být umístěn do centra (0,1 až 0,36 R_{CP}). Magnetická indukce na severním a jižním pólu pak může být velice různá, čímž by bylo možné objasnit i to, proč se u některých hvězd severní a jižní magnetický pól tak různí (diametrálně odlišné anomální chemické složení).

Za předpokladu čistě centrálního dipólu lze sklon magnetické osy k rotační β zjistit podle poměru r :

$$r = \frac{B_e(\text{min})}{B_e(\text{max})} = \frac{\cos \beta \cos i - \sin \beta \sin i}{\cos \beta \cos i + \sin \beta \sin i}.$$

Ve statistickém vzorku (inklinace i náhodná) nacházíme dvě preferované orientace (?) $\beta = 20^\circ$ a 80° , ale je možné, že nejde o reálný efekt.

9.8 Spektroskopická proměnnost, rozložení prvků po povrchu

Už od roku 1913 je známo, že fázové křivky změny intenzity spektrálních čar u CP2 hvězd a změnám radiální rychlosti jsou v kvadratuře, což se týká hlavně anomálně silných čar prvků (Sr, Cr, Eu ... Si). Kvalitativní vysvětlení i kvantitativní odhady ukazují, že vše lze vysvětlit předpokladem existence *spektroskopických skvrn* na rotující hvězdě s osu se sklonem i . Dosud však přesně nevíme, jak tyto nehomogenity vznikají a jak se udržují.

9.8.1 Mapování rozložení prvků (dopplerovské zobrazování, tomografie)

Je-li na povrchu hvězdy chemická nehomogenita (nadbytek nebo deficit určitého prvku vzhledem ke zbytku povrchu), projeví se to jako vlnka postupující od modrého konce křídla čáry přes střed (zde nejrychleji) až k červenému konci, na určitou dobu vlnka zmizí, aby se pak znovu objevila na modrém křídle. Vyšetřováním fázových změn profilů určitých čar si lze učinit představu o poloze skvrnky, případně skvrnek. Lze tak nakonec za určitých předpokladů zmapovat rozložení daného prvku (ekvivalentní šířky čáry) po celé hvězdě (ovšem mimo tu oblast, která s ohledem na sklon hvězdy není nikdy pozorovatelná, neurčité řešení i kolem viditelného pólu).

První modely sestavil v roce 1958 Deutsch, v roce 1989 pak třeba Rice a Piskunov. Nyní se nejvíce používá techniky „dopplerovského mapování“ vyvinuté různými skupinami. S ohledem na to, že poskytují docela podobné výsledky, zdá se být ten obraz docela realistický. Běžně se už pracuje i s modelováním chování skvrn v magnetickém poli. To lze vyšetřovat v opačných polarizacích, což poskytuje hodnověrný popis efektů při změně polarity efektivního magnetického pole.

Pozorujeme zjevnou návaznost (nikoli však přísnou) spektroskopických skvrn na geometrii magnetického pole. To zřejmě sehrává rozhodující roli při jejich vytvoření a dlouhodobé stabilizaci.

9.9 Fotometrická proměnnost,

Ačkoliv první světelná křivka CP2 hvězdy α^2 CVn byla pořízena již 1914 (Guthnick a Prager), k rozvoji fotometrických výzkumů CP hvězd došlo až v šedesátých letech minulého století. Nezbytným předpokladem tu bylo zvýšení citlivosti fotonásobičů, zavedení a zvládnutí standardních fotometrických systémů.

Pionýry výzkumu byli Rakos a Stepieň. Hvězdy pozorovali v systému *UBV* klasickými fotonásobiči s maximem citlivosti v modré oblasti spektra. Ve výzkumu velmi rychle zdomácněl astrofyzikálnější Strömgenův systém a další středněpásmové systémy, v poslední době se pozoruje i v červené oblasti spektra. CCD technika se však stále pro pozorování málo používá. Většina zkoumaných CP hvězd patří do kategorie jasnějších hvězd, pro něž bývá při malých zorných polích CCD kamer obtížné najít vhodné, srovnatelně jasné srovnávací hvězdy.

Pozorování ukázala, že:

- a) všechny magnetické CP hvězdy (se spektrální proměnností) jsou proměnné, přičemž perioda změn souhlasí s jejich rotační periodou.
- b) amplitudy světelných změn jsou typicky setiny magnitudy, výjimečně desetiny magnitudy.
- c) světelné křivky s jednou nebo dvěma vlnami lze vždy uspokojivě popsat harmonickým polynomem 2. stupně. Tvar světelných křivek určuje jedna či dvě dominantní fotometrické skvrny na povrchu. Extrémy, co do fáze souhlasí s extrémy změn efektivního magnetického pole, resp. spektroskopických změn. Lokalizace fotometrických skvrn na povrchu šikmého rotátoru jen z fotometrických pozorování ovšem není a ani nemůže být jednoznačná. Vždy je nutno alespoň něco předpokládat o tvaru a geometrii skvrn, kde se nabízí předpoklad rozložení jasu jako funkce magnetické šířky. Peterson (1970) navrhl, že pozorované změny jsou svázány s existencí spektroskopických skvrn svázaných s nehomogenním rozložením prvků po povrchu hvězdy. Fotometrické skvrny by pak byly totožné se skvrnami spektroskopickými.
- d) světelné křivky v jednotlivých barvách se od sebe (někdy i velmi výrazně) liší, v některých případech probíhají světelné změny i v antifázi. Molnar (1973) rozšířil sledování proměnnosti až do vzdálenější UV oblasti: z družice Copernicus sledoval nejjasnější CP hvězdu α^2 CVn. Zjistil, že v oblasti pod 298,5 nm probíhají světelné změny v antifázi, přičemž celkový zářivý tok hvězdy (a tím i efektivní teplota) se nemění. Fotometrické skvrny tak nejsou ani světlé, ani tmavé, vůči okolnímu povrchu jsou „barevné“.
- e) U některých chladnějších CP2 hvězd pozorujeme i více „nulových vlnových délek“ – uzlů – zdroj proměnnosti zřejmě leží mezi uzly. Tímto, zatím nevysvětleným jevem, se zabývá projekt *Komplexního sledování chladných chemicky pekuliárních hvězd* (Mikulášek, Žižňovský, Zverko).

9.9.1 Rychlá proměnnost CP2 hvězd

CP hvězdy zčásti spadají i do pásu nestability osídleného na HP pulzujícími hvězdami typu δ Sct. Pulzující CP hvězdy mají též krátké periody o délce cca deset minut, amplitudy typicky 0,02 mag.

První pulzující CP2 hvězdu objevil Kurtz (1978): HD 101 065, $P = 12,14$ min, ležící na chladné hranici skupiny CP2 hvězd. Amplituda oscilací je modulována s periodou rotace. Kurtz (1982) našel vysvětlení v modelu *šikmého pulzátoru*, kde symetrie neradiálních pulzací je dána osu magnetického dipólu: největší amplituda pulzací je pozorována v okolí magnetických pólů. Pohyb elektricky nabitého plazmatu je možný jen podél siločar, ty kolmo vstupují do hvězdy jen v oblasti pólů. Model byl potvrzen i sledováním radiálních rychlostí o amplitudě cca 400 m/s.

Pulzace odpovídají velmi vysokým harmonickým modům, vztahují se tak jen k těm nejvyšším vrstvám, v zásadě neničí dílo difúze. Není jasné, jak jsou buzeny, něco však mohou

napovědět o vnitřní stavbě podpovrchových vrstev hvězdy. Mohou být dalším nezávislým nástrojem pro stanovení její rotační periody.

9.10 Vývojový status CP hvězd

Poloha CP hvězd v HR diagramu bezprostředně souvisí s jejich stářím a vývojovým statutem. Fundamentální úkol pozorovací astronomie pak přinést dostatek hodnověrně zpracovaného pozorovacího materiálu a statistických dat k ověřování řady hypotéz a teorií vysvětlujících fenomén CP hvězd

Vše nasvědčuje tomu, že CP hvězdy jsou hvězdy hlavní posloupnosti se standardním počátečním chemickým složením, tedy 70 % vodíku, 25-28 % hélia, a zbytek tvoří těžší prvky, jejichž vývoj probíhá obdobně jako vývoj normálních hvězd s touž hmotností. Hmotnosti CP hvězd jsou ovšem velice rozdílné: od $1,5 M_{\odot}$ do $15 M_{\odot}$, a tím i jejich stáří, které pro hvězdy v nejmenší hmotnosti činí $3,5 \cdot 10^7$ až $3,5 \cdot 10^9$ let, zatímco pro ty nejhmotnější CP5,6 hvězdy: $10^5 - 1,2 \cdot 10^7$ let. Poměr průměrného stáří je tak v intervalu 1:300!

O vývojovém statusu CP hvězd se lze hodně dozvědět z jejich polohy v diagramech pro různé charakteristiky.

9.10.1 Poloha CP hvězd v HR diagramech a jeho náhradách

- $M_{bol} - \log T_{ef}$ Nejinstruktivnější podobou HR diagramu je závislost bolometrické hvězdné velikosti (logaritmu zářivého toku) na logaritmu efektivní teploty. Bohužel, právě pro CP hvězdy je potíž v tom, že jak bolometrickou korekci, tak efektivní teplotu nelze zjistit jednoduchými měřeními ani použít standardních postupů vyvinutých pro normální hvězdy. Místo $\log T_{ef}$ se velmi často používají různé *barevné indexy*. Bohužel, zastínění čarami někdy značně ovlivňuje velikost indexu, zvláště pokud se opírají o modrou oblast spektra s množstvím spektrálních čar. Použití indexů z červené a infračervené oblasti spektra je nadějnější, ale ještě lepší je odvodit efektivní teplotu přímo z celkového toku záření (metoda Blackwellova-Shallisova: θ, T_{ef}). Nezbytná je ještě znalost vzdálenosti (paralaxy), pozorování Hipparca však znamenala značný pokrok. Výskyt hvězd CP2-6 v zákrytových dvojhvězdách je vzácný, u CP1 je naopak zcela standardní, u metalických hvězd tak lze užít zářivých výkonů, které byly nalezeny metodou, jejíž spolehlivost nezávisí na vzdálenosti soustavy.
- Závislostí $\log R - \log T_{ef}$ lze nahradit klasický HR diagram, v mnoha ohledech je dokonce názornější. Poloměr hvězdy od ZAMS do TAMS víceméně monotónně roste. Poloměr lze zjistit různě, pro jednotlivé hvězdy (metoda Blackwell-Shallis: θ, T_{ef}), $R = \theta/2\pi$.
- Diagram $\log g - \log T_{ef}$ by rovněž byl s to nahradit klasický HR diagram. Povrchové gravitační zrychlení v průběhu vývoje na g lze odvodit z rozboru profilu Balmerových čar.
- Diagramy $m-BI$ hvězdokup a asociací
 - Galaktické kulové hvězdokupy neobsahují hvězdy s $M > 1,5 M_{\odot}$, takže klasické CP hvězdy tam nenacházíme, jistou obdobou jsou CP hvězdy horizontální větve.
 - CP hvězdy jsou četné v otevřených hvězdokupách a asociacích, jsou to skupiny se stejným stářím a počátečním chemickým složením, modul vzdálenosti všech členů zhruba stejný, poloha CP hvězd v HR diagramu je určitější – North (1993).
 - Nejmladší aglomerace s CP hvězdami je stará $5 \cdot 10^5$ let, nejstarší obsahuje CP hvězdy poblíž konečné hlavní posloupnosti. Pekuliarita CP2 hvězd se během vývoje na hlavní po-

sloupnosti zřejmě nemění, u CP 1 snad narůstá s věkem. Největší relativní zastoupení CP1 1,5 až 1,7 M_{\odot} , u CP2 hvězd 3 až 4 M_{\odot} .