MASARYKOVA UNIVERZITA
Přírodovědecká fakulta
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Příčiny fotometrické proměnnosti hvězd s nadbytkem helia

Hana Marková

Vedoucí diplomové práce: doc. Mgr. Jiří Krtička, Ph.D.

2010

Na tomto místě bych ráda poděkovala mému vedoucímu diplomové práce doc. Mgr. Jiřímu Krtičkovi, Ph.D, za obrovskou ochotu, trpělivost, vstřícný přístup a cenné rady po celou dobu vzniku této práce. Velké poděkovaní patří také Jardovi Vážnému, který mi velmi pomohl s pochopením a následnými peripetiemi operačního systému LINUX. V neposlední řadě bych ráda poděkovala mé rodině a všem ostatním, kteří mi jakýmkoli způsobem pomohli při vzniku této práce.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Brně dne 14. 5. 2010 Hana Marková

Abstrakt:

V předložené diplomové práci studuji chemicky pekuliární (CP) hvězdu HD 64740. Cílem mé práce je zjistit, jaké jsou příčiny fotometrické proměnnosti této hvězdy s nadbytkem helia.

Všeobecně se předpokládá, že pozorované světelné změny CP hvězd jsou způsobené nerovnoměrným rozložením chemických prvků na povrchu těchto rotujících hvězd. Na základě výpočtů modelů atmosfér určuji, které prvky ovlivňují světelné změny hvězdy HD 64740. Sestrojením světelné křivky zjišťuji malé amplitudy světelných změn v důsledku relativně malých odchylek od slunečního složení. Spočtená světelná křivka je porovnána s pozorovanou světelnou křivkou.

Klíčová slova: chemicky pekuliární hvězdy, horké hvězdy, model atmosféry, syntetické spektrum, světelné změny, světelná křivka

Abstract:

In the present work I study chemically peculiar (CP) star HD 64740. The aim of my thesis is to determine the nature of the light variability of this helium strong star.

It is commonly assumed that observed light variations of CP stars are caused by inhomogeneous distribution of chemical elements on the surface of these rotating stars. Based on the model atmosphere calculations I am able to identify which chemical elements influence the light variability of HD 64740. I construct light curves to find small amplitudes of light changes due to the relatively small deviations from solar composition. The calculated light curve is compared with the observed light curve.

Keywords: chemically peculiar stars, hot stars, model atmosphere, synthesic spectrum, light variability, light curve

Obsah

1 Horké hvězdy **6**
- 1.1 Chemicky pekuliární hvězdy . . . 7
- 1.2 Klasifikace CP hvězd . . . 7
- 1.3 Anomální složení povrchových vrstev CP hvězd . . . 8
- 1.4 Magnetické pole CP hvězd . . . 8
- 1.5 Spektroskopie CP hvězd . . . 10
- 1.6 Fotometrie CP hvězd . . . 10
- 1.7 Fotometrická proměnnost, mapování povrchu . . . 11

2 Hvězdné atmosféry **14**
- 2.1 Základní veličiny pro popis záření . . . 14
- 2.2 Opacita a emisivita . . . 16
- 2.3 Rovnice přenosu záření . . . 17
- 2.4 Optická hloubka a zdrojová funkce . . . 18
- 2.5 Termodynamická rovnováha . . . 19
- 2.6 Základní rovnice hvězdných atmosfér . . . 20

3 Bohlender, D. A.: Dizertační práce **23**
- 3.1 HD 64740 . . . 26
- 3.2 Magnetické pole HD 64740 . . . 27
- 3.3 Modelování hvězdy HD 64740 . . . 28

4 Použité programy **32**
- 4.1 Program TLUSTY . . . 32
  - 4.1.1 Síť BSTAR2006 . . . 33
- 4.2 Program SYNSPEC . . . 35
- 4.3 Program pro výpočet světelných křivek . . . 36

5 Vlastní zpracování **38**

6 Závěr **58**

Literatura **60**

Kapitola 1

Horké hvězdy

Nebeská sféra fascinovala lidi odedávna, jejím nejtypičtějším útvarem jsou hvězdy. Důležitost hvězd je patrná i ze samotného názvu *astronomie*: ve starořečtině *astron* znamená hvězda a *nomos* zákon, pravidlo, řád; jednoduše řečeno zákoník hvězd.

Hvězdy byly v minulosti rozděleny na rané a pozdní, jenže toto dělení vycházelo z mylné představy hvězdného vývoje, podle které hvězdy vznikají jako horká tělesa, která postupem času chladnou. Dnes dělíme hvězdy na horké a chladné. Chladné hvězdy se typicky vyznačují hvězdnou aktivitou, jakou jsou fotosférické skvrny, erupce a protuberance, ale i všeobecně pomalejší rotací. Na druhou stranu horké hvězdy mají klidné atmosféry, vyskytují se u nich stabilní magnetická pole a také často hvězdný vítr urychlovaný zářením hvězdy.

Efektivní teplotu 7 000 K, tedy spektrální třídu F2, lze považovat za hranici mezi horkými a chladnými hvězdami. Proto nás nepřekvapí, že Slunce patří mezi chladné hvězdy. Spolu s horkými hvězdami hlavní posloupnosti patří do skupiny horkých hvězd také *bílí trpaslíci*, *obři* a *veleobři populace I*, *Herbigovy hvězdy*, *Wolfovy-Rayetovy hvězdy*, *horcí podtrpaslíci*, *jádra planetárních mlhovin*, *hvězdy horizontální větve obrů populace II* a *modří opozdilci*.

Valnou většinu horkých hvězd řadíme mezi objekty populace I tzv. starého disku. Tyto hvězdy vznikly před několika miliardami nebo stovkami miliónů let a najdeme je převážně v rovině Galaxie. Ve spirálních ramenech najdeme nedávno vzniklé hmotné horké hvězdy třídy B a O, které se nestačily dostatečně vzdálit od místa svého zrodu. Tyto hvězdy patří k tzv. extrémní populaci I, neboli k populaci mladého disku.

V této kapitole jsem čerpala především z těchto zdrojů [4], [5], [28], [46],

[49], [50], [56], [59].

1.1 Chemicky pekuliární hvězdy

Mezi horké hvězdy patří také chemicky pekuliární (CP) hvězdy. Jedná se o hvězdy horní části hlavní posloupnosti spektrální třídy B0 až F2 tedy s efektivní teplotou 30 000 – 7 000 K. Označení těchto hvězd není náhodné, je dané jejich neobvyklým (pekuliárním) spektrem. Důvodem těchto podivuhodných spekter jsou výrazné anomálie v abundanci prvků v atmosférách těchto hvězd. Abundance vyjadřuje relativní zastoupení příslušného prvku vůči vodíku a vyjadřuje se v absolutní míře ($\log(N_{\text{prvku}}/N_{\text{H}})+12$) nebo relativní míře (porovnání absolutní abundance příslušného prvku ve hvězdě a jeho absolutní abundance ve Slunci). Abundance může být jak zvýšená, tak snížená oproti slunečnímu. V nadbytku jsou většinou Si, Cr, Mn, Fe, Eu, Hg, v deficitu pak Ca a Sc.

1.2 Klasifikace CP hvězd

Jako první klasifikaci CP hvězd zavedl v roce 1933 Morgan. Rozdělil hvězdy do několika skupin podle převládajícího typu pekuliarity, který koreloval s teplotou. Toto rozdělení se ovšem při dalším měření spekter s větší disperzí ukázalo jako nevyhovující. Neexistují totiž dvě CP hvězdy se stejným spektrem.

Preston, v roce 1974, zavedl dodnes používanou klasifikaci CP hvězd. Později byla tato klasifikace doplněna Maitzenem. Jednotlivé typy jsou zde řazeny podle rostoucí teploty.

- **CP1** - dříve nazývané metalické Am nebo Fm hvězdy se slabými Ca II a/nebo Sc II čarami a zvýšenou abundancí těžších kovů. Mají poměrně pomalou rotaci a jsou zpravidla bez silného magnetického pole. Efektivní teplota je v rozmezí 7 000 – 10 000 K.

- **CP2** - nazývané také magnetické Ap a Bp hvězdy se zvýšenou abundancí těchto prvků: Si, Cr, Sr, Eu ... Tyto hvězdy pomalu rotují, ale mají silné magnetické pole. Efektivní teplota 8 000 – 15 000 K.

- **CP3** - rtuťovo-manganové (HgMn) hvězdy se zvýšenou abundancí Hg II λ 3984 a Mn II čar. Velmi pomalu rotují, bez silného magnetického pole. Efektivní teplota 10 000 – 15 000 K.
- **CP4,5** - heliově slabé hvězdy, podobné CP2 hvězdám, ovšem s vyšší teplotou (13 000 – 20 000 K) a nedostatkem helia.
- **CP6,7** - heliově silné hvězdy, opět podobné CP2 hvězdám, avšak ještě s vyšší teplotou a přebytkem helia

1.3 Anomální složení povrchových vrstev CP hvězd

Mnoho astrofyziků se zabývalo původem pozorované chemické anomálie. Od Burbidgovy hypotézy (1955) povrchových jaderných reakcí, přes Fowlera a kolektivem (1965) a jejich vnitřní nukleosyntézy ve hvězdě. Dále pak Guthrieo hypotéza (1967) o kontaminaci povrchových vrstev chemicky pekuliárních hvězd při výbuchu blízké supernovy, nebo také hypotéza o selektivní akreci mezihvězdné látky řízené magnetickým polem hvězdy (Havnes & Conti 1971), až k dnes přijímané difúzní hypotéze Michauda (1970).

Hlavní úlohu při zářivé difúzi hraje zářivá síla, díky níž jsou atomy s velkým účinným průřezem vyneseny směrem k povrchu. Celý difúzní proces je velmi pomalý. Aby k tomuto procesu došlo, musí mít tyto hvězdy stabilní a nepohyblivé podpovrchové vrstvy a rotace hvězdy musí být také pomalá. Horké hvězdy takovéto vrstvy mají, proto (ve většině případů) v atmosférách těchto hvězd nedochází k rozsáhlé konvekci. K větší stabilizaci dopomáhá také přítomnost globálního magnetického pole, které brání neupořádaným pohybům elektricky nabitých částic. Podmínky v podpovrchových vrstvách jsou různé, proto nacházíme rozdílné typy pekuliarity.

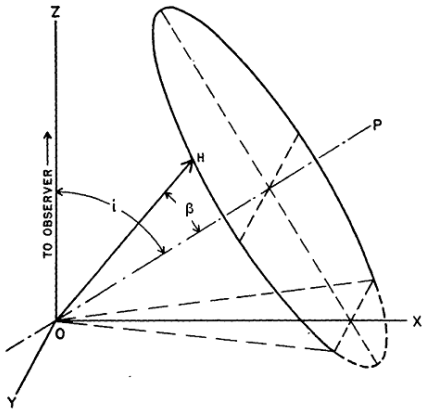
1.4 Magnetické pole CP hvězd

Zvláštní místo v historii studia hvězdného magnetismu zaujímají hvězdy typu A. V roce 1947 se Babcockovi podařilo změřit magnetické pole a to u hvězdy 78 Vir. To, že si Babcock vybral pekuliární hvězdu (78 Vir byla klasifikována jako A2p) neznamená, že předpokládal spojení mezi pekuliárností a magnetickým polem. Místo toho se opíral o hypotézu, že rychle rotující

hvězda má silné magnetické pole. Babcock původně věřil, že 78 Vir je rychle rotující hvězda, jejíž rotační osa leží (skoro) rovnoběžně se zorným paprskem. Později bylo i u dalších hvězd zjištěno magnetické pole.

Po dlouhou dobu byly Ap a Bp hvězdy jediné hvězdy, tedy kromě Slunce, ve kterých bylo definitivně rozpoznáno a měřeno magnetické pole. Pokračující rozvoj přístrojového vybavení vyvolal nový zájem o pokus najít magnetické pole i v jiných CP hvězdách. Hlavním cílem tohoto studia byly Am a HgMn hvězdy. První moderní studie tohoto typu byla řízena Mathysem a Lanzem (1990), kteří předpovídali přítomnost magnetického pole s intenzitou řádově 2 kG v horké Am hvězdě *o* Peg. V roce 1993 Mathys a Lanz objevili přítomnost magnetického pole u dalších dvou horkých Am hvězd, HD 29173 a HD 195479. Nicméně, navzdory zvýšení dosažitelné citlivosti a přesnosti detekce a měření magnetického pole, ke kterému došlo během posledních 15 let, otázka přítomnosti magnetického pole v pekuliárních Am hvězdách zůstává otevřená.

Všechny magnetické CP hvězdy jsou proměnné. Jako první vysvětlil proměnnost magnetického pole Babcock (1949) a to pomocí modelu hvězdy rovnoměrně rotující jako tuhé těleso se zamrzlým magnetickým polem. Stibbs (1950) propracoval tento model skloněného rotátoru pro případ dipólového magnetického pole, kde dipól svírá s osou rotace obecně nenulový úhel β. Pozorované změny jsou tedy dány rotací hvězdy, mají geometrickou příčinu.



Obrázek 1.1: Model skloněného rotátoru. OP je osa rotace, OH osa magnetického dipólu, osa rotace svírá s osou magnetického dipólu úhel β a se směrem k pozorovateli svírá úhel i. Obrázek převzat z [5].

1.5 Spektroskopie CP hvězd

Již v roce 1897 Antonia Maury studovala spektrum hvězdy α^2 CVn a povšimla si slabosti vápníkových čar a neobvykle intenzivního dubletu sodíku. Proto tuto hvězdu označila za pekuliární. O několik let později (1914), již bylo známo, že α^2 CVn je spektroskopicky a fotometricky proměnná a extrémy světelné křivky souhlasí s křivkou intenzity čar europia. Bylo také zjištěno, že radiální rychlost a intenzita čar se mění v kvadratuře.

Řada výsledků odvozených ze spekter z minulých let mohou být považována za sporná, jelikož kvalitní vysokodisperzní spektra nebyla k dispozici. Byla používána fotografická spektra, kde je hlavním problémem převedení fotografických denzit na intenzity. Zlom přišel až na konci 20. století s nástupem CCD techniky.

Spektra CP hvězd jsou komplikovaná a při identifikaci čar se setkáváme s řadou problémů. Dochází zde k překryvu spektrálních čar (blendu), setkáváme se zde také s čarami málo běžných prvků (např. vzácných zemin), ke kterým chybějí spolehlivá atomová data. Vlivem magnetického pole dochází také k rozštěpení spektrálních čar a v neposlední řadě se mění jejich vzhled vlivem nerovnoměrného rozložení prvků na povrchu.

Jak jsem již zmínila dříve, ze spektra (z výskytu a intenzity spektrálních čar jednotlivých prvků) je možné odvodit chemické složení neboli abundance prvků. V minulosti se určovaly pomocí metody křivky růstu, kde hlavní úlohu hrály ekvivalentní šířky jednotlivých čar vzhledem k síle oscilátoru. Šlo o pečlivou a zodpovědnou identifikaci spektrálních čar, ovšem těch vhodných bylo velice málo, díky již zmíněnému blendu. Dnes používáme vypočtené modely hvězdných atmosfér s volitelnými vstupními parametry, jako jsou efektivní teplota hvězdy $T_{\rm ef}$, hodnota povrchového gravitačního zrychlení g, mikroturbulence, abundance jednotlivých prvků, průmět rotační rychlosti $V_{\rm rot} \sin i$ apod. Díky těmto modelům dokážeme spočítat tzv. syntetická spektra, která porovnáváme s pozorovanými spektry.

Musíme mít ale stále na paměti, že modelování atmosfér CP hvězd je vždy jen jistým přiblížením se skutečností.

1.6 Fotometrie CP hvězd

Vůbec prvním detektorem světla přicházejícího z hvězdy byly naše oči, ovšem tato vizuální fotometrie byla, je a bude velmi subjektivní a nepřesná. První objektivní měření přišla s vynálezem fotografické emulze, dále následoval fo-

tonásobič. I zde se však objevily nedostatky. Ty vedly k vytvoření nového detektoru, který v sobě zahrnuje výhody fotografie a fotoelektrické fotometrie. CCD (*Charge-Coupled Device*) je mnohem menší, citlivější a účinnější v registraci fotonů než klasická fotografie. Díky tomuto zařízení se docílilo zkrácení expoziční doby a také zvětšení maximálního dosahu dalekohledů než tomu bylo právě u klasických fotografií. Ovšem tato technika se pro pozorování CP hvězd používá poměrně málo, protože je obtížné vzhledem k velké jasnosti typických CP hvězd najít srovnatelně jasné srovnávací hvězdy při malých zorných polích CCD kamer.

Nejznámější a nejrozšířenější standardní systém je Johnsonův širokopásmový *UBV* systém, který je často rozšířen i do dlouhovlnné oblasti spektra (*RIJKL*). V tomto systému bylo také provedeno nejvíce měření jasností CP hvězd. Dalším, velmi oblíbeným systémem, je Strömgrenův *uvby*. Ten má oproti *UBV* systému jednu zásadní výhodu – je zde možno určit výšku Balmerova skoku. V *uvby* fotometrii se využívají kromě základních barevných indexů také uměle zkonstruované indexy, které prakticky nezávisí na extinkci. Tento systém může být také doplněn ještě o speciální barevný index tzv. β index, centrovaný na čáru Hβ.

Chemicky pekuliární hvězdy mají jinou stavbu atmosfér než normální hvězdy hlavní posloupnosti. Projeví se to mj. odlišným rozložením energie ve spektru. Tato odlišnost je natolik specifická, že umožňuje rozpoznat CP hvězdy pomocí fotometrických metod. Výrazné deprese v rozložení energie u CP hvězd nejspíše souvisí s velkým množstvím spektrálních čar a hran sérií a setkáváme se s nimi především na vlnových délkách 140, 420, 630 a 524 nm. Poslední zmíněná deprese se vyskytuje u všech CP2 a CP4 hvězd, k posouzení její hloubky se využívá tzv. *Maitzenův index* Δa.

1.7 Fotometrická proměnnost, mapování povrchu

V šedesátých letech minulého století došlo k rozvoji fotometrického výzkumu CP hvězd a to díky zpřesnění fotometrické techniky a zavedení a pochopení standardních fotometrických systémů.

Díky fotometrii získáváme světelné křivky, ze kterých můžeme stanovit periodu rotace hvězd a přibližně odhadnout rozložení fotometrických skvrn na povrchu hvězdy.

Rotační perioda souhlasí s periodu většiny pozorovaných změn, a jak už jsem zmínila dříve, tato rotace je velmi pomalá od 1/2 dne u horkých CP hvězd po desítky až stovky dní. Amplitudy světelných změn jsou řádově

setiny magnitudy. Světelné křivky mají zpravidla jednu nebo dvě vlnky a o tvaru křivek rozhodují fotometrické skvrny na povrchu hvězdy. Také bylo dokázáno, že v různých barvách jsou tvary světelných křivek různé, dokonce až v antifázi.

První průkopnickou práci na analýzu struktury povrchu Ap hvězd provedl Deutsch (1958, 1970). Vyvinul metodu harmonické analýzy integrovaných veličin, jako je ekvivalentní šířka a radiální rychlost. Goncharskij et al. (1982) vypracoval formalismus pro inverzní problém založený na analýze změn rotačního rozšíření profilu čar. Různé modifikace tohoto dopplerovského mapování, stejně jako její aplikace na Ap hvězdy, můžeme najít v pracích od Piskunova (1990), Rice (1996) a Hatzes (1996). Kromě rozložení prvků na povrchu hvězdy lze také současně mapovat magnetické pole a to díky tzv. magnetickému dopplerovskému mapování (Piskunov & Kohukhov 2002).

Již od průkopnické práce Deutsche (1958) byla určena povrchová rozložení abundance několika desítek Ap hvězd. Všechny hvězdy, kromě jedné jediné (α And – nemagnetická HgMn hvězda), patří do skupiny magnetických Ap hvězd. Nejčastěji mapované prvky jsou ty, které ukazují největší anomálie. Tyto prvky jsou také použity pro klasifikaci Ap hvězd (Ryabchikova 2003):

- helium u He-weak a He-strong hvězd
- křemík a helium u Si-hvězd
- křemík, chrom, železo a vzácné zeminy u CrSi, Sr-Cr-Eu hvězd

V letech 1986 – 2001 došlo k mapování povrchu, v rámci něhož bylo zkoumáno, zda dochází či nedochází ke změnám v povrchovém rozložení nehomogenit. Ukázalo se, že ve většině případů ke změnám nedochází. Tuto skutečnost můžeme brát jako důkaz stability a neměnnosti v čase těchto struktur.

Bylo také zjištěno, že abundance většiny Ap hvězd souvisí s geometrií magnetického pole. Lehké prvky jako jsou He, Li, Cl a vzácné zeminy (REE) jsou soustředěny v blízkosti magnetických pólů. Podél magnetického rovníku najdeme kyslík. Chrom a železo se zdají být soustředěny v oblasti mezi magnetickým rovníkem a magnetickým pólem, ovšem spojení s magnetickým polem je nejisté. Některé prvky, jako např. vápník, se zdají být na geometrii magnetického pole nezávislé. Další procesy, které mohou mít vliv na povrchové rozložení, jsou podle Kochukhov et al. (2002a); Vauclair (1975, 1982)

ztráta hmoty a rotace. Tato domněnka je podporována objevem nehomogenního rozložení rtuti na povrchu již zmíněné hvězdy α And (Adelman et al. 2002), kde Hg se vyskytuje podél rotačního rovníku.

Kapitola 2

Hvězdné atmosféry

Jediné informace o hvězdách dostáváme většinou díky elektromagnetickému záření. Elektromagnetické záření zprostředkovává přenos energie z centrální oblasti na povrch hvězdy. Oblast, ze které k nám toto záření přichází, se nazývá hvězdná atmosféra. Studium této málo hmotné části hvězdy je velice důležité nejen k pochopení dějů, které ve hvězdě probíhají, ale také například k pochopení jejího předchozího i budoucího vývoje.

V celé diplomové práci využívám CGS soustavu. V této kapitole jsem čerpala z následujících zdrojů [26], [50], [58], [62].

2.1 Základní veličiny pro popis záření

- **Specifická intenzita záření** I_ν

Množství zářivé energie $\mathrm{d}\varepsilon$, která projde v daném směru $\boldsymbol{n}$ plochou $\mathrm{d}S$ v bodě $\boldsymbol{r}$ do prostorového úhlu $\mathrm{d}\omega$ v intervalu frekvencí $(\nu, \nu+\mathrm{d}\nu)$ mezi časy t a $t+\mathrm{d}t$, je dané následujícím vztahem:

$$\mathrm{d}\varepsilon = I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)\, \mathrm{d}S \cos\theta\, \mathrm{d}\omega\, \mathrm{d}\nu\, \mathrm{d}t, \tag{2.1}$$

kde θ je úhel mezi směrem $\boldsymbol{n}$ a normálou k ploše $\mathrm{d}S$. Jednotka specifické intenzity záření: $[I] = \mathrm{erg\,s^{-1}\,cm^{-2}\,Hz^{-1}\,sr^{-1}}$. Vzhledem k tomu, že fotony jsou základními nositeli elektromagnetického záření, je intenzita základní makroskopická veličina pro popis přenosu záření. Její velikost ve vakuu nezávisí na vzdálenosti od zdroje – fotony se spontánně nerozpadají.
Indexy ν označují veličiny vztažené k jednotce frekvence (ν).

- **Střední intenzita záření J_ν - nultý moment intenzity**

$$J_\nu(\vec{r},t) \equiv \frac{1}{4\pi}\int I_\nu \mathrm{d}\omega = \frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} I_\nu \sin\theta \,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi. \tag{2.2}$$

Pro planparalelní stacionární případ s osou z ($\theta = 0$), kdy intenzita závisí jen na výšce z v atmosféře, lze J_ν jednoduše zapsat:

$$J_\nu(z) = \frac{1}{4\pi}\int_0^{\pi} I_\nu(z,\theta)\, 2\pi\, \sin\theta \,\mathrm{d}\theta = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} I_\nu(z,\mu)\,\mathrm{d}\mu, \tag{2.3}$$

kde $2\pi\, \sin\theta\,\mathrm{d}\theta = -2\pi\,\mathrm{d}\mu, \mu \equiv \cos\theta$.

- **Tok záření $\mathcal{F}_\nu$ - první moment intenzity**

Tok je vektor – určuje směr $\vec{\mathcal{F}}(\vec{r},\nu,t)$. Veličina $\vec{\mathcal{F}}\cdot\mathrm{d}\vec{S}$ vyjadřuje množství energie, protékající plochou $\mathrm{d}\vec{S}$ za jednotku času v jednotkovém intervalu frekvencí.

$$\vec{\mathcal{F}}(\vec{r},\nu,t) = \oint I(\vec{r},\vec{n},\nu,t)\,\vec{n}\,\mathrm{d}\omega. \tag{2.4}$$

Jednotkou je: $[\mathcal{F}] = \mathrm{erg\,s^{-1}\,cm^{-2}\,Hz^{-1}}$ nebo $\mathrm{W\,m^{-2}\,Hz^{-1}}$. Je to veličina používaná pro popis přenosu energie záření nitrem, hvězdnou atmosférou, planetární atmosférou nebo prostorem.

V případě sférické symetrie je nenulová pouze radiální složka (r) vektoru toku záření:

$$\mathcal{F}(\vec{r},t) \equiv \int I_\nu\, \cos\theta\,\mathrm{d}\omega = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} I_\nu\, \cos\theta\, \sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi. \tag{2.5}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_\nu(r) &= 2\pi\int_0^{\pi} I_\nu\, \cos\theta\, \sin\theta\,\mathrm{d}\theta \\
&= 2\pi\int_0^{1} \mu\, I_\nu\,\mathrm{d}\mu - 2\pi\int_0^{-1} \mu\, I_\nu\,\mathrm{d}\mu \\
&= \mathcal{F}_\nu^{+}(r) - \mathcal{F}_\nu^{-}(r) \\
&= 2\pi\int_{-1}^{1} \mu\, I_\nu\,\mathrm{d}\mu
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Tok je často napsán jako $\mathcal{F} \equiv \pi\, F$, kde F je tzv. *astrofyzikální tok.*

- **Momenty intenzity**

Pro sférickou symetrii (i pro planparalelní vrstvu) jsou první tři momenty intenzity s použitím μ následující:

$$J_\nu(z) \equiv \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} I_\nu \,\mathrm{d}\mu \tag{2.7}$$

$$H_\nu(z) \equiv \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} \mu\, I_\nu \,\mathrm{d}\mu \tag{2.8}$$

$$K_\nu(z) \equiv \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} \mu^2\, I_\nu \,\mathrm{d}\mu \tag{2.9}$$

Střední intenzita záření J_ν neboli *nultý moment intenzity* byl definovaný v (2.3). H_ν je tzv. *Eddingtonův tok*; $H_\nu = \mathcal{F}_\nu/4\pi$, kde $\mathcal{F}_\nu$ je v rovnici (2.5). K_ν se nazývá K *integrálem* a je spojen s tlakem záření $p_\nu = (4\pi/c)\,K_\nu$, kde $p_\nu = \frac{1}{c}\int I_\nu \,\cos^2\theta \,\mathrm{d}\omega$.

2.2 Opacita a emisivita

Hmota a záření také na sebe vzájemně působí. Fotony mohou být při svém průchodu hvězdnou atmosférou pohlceny, mohou být opět vyzářeny, případně může dojít k jejich rozptylu. Z tohoto důvodu je rozumné tyto procesy popisovat odděleně a to pomocí tzv. *extinkčního koeficientu* $\chi(\vec{r},\vec{n},\nu,t)$ a *emisního koeficientu* $\eta(\vec{r},\vec{n},\nu,t)$.

Extinkční koeficient (absorpční koeficient) popisuje pohlcení energie z pole záření hmotou. Je definovaný v elementárním objemu, plochou podstavy $\mathrm{d}S$, tloušťky $\mathrm{d}s$. Pak množství energie $\mathrm{d}E$ pohlcené tímto objemem za čas $\mathrm{d}t$ ze záření o intenzitě $I(\vec{r},\vec{n},\nu,t)$ v intervalu frekvencí $\mathrm{d}\nu$ dopadajícího ve směru normály k $\mathrm{d}S$ v elementu tělesného úhlu $\mathrm{d}\omega$ je rovno:

$$\mathrm{d}E = \chi(\vec{r},\vec{n},\nu,t)\, I(\vec{r},\vec{n},\nu,t)\,\mathrm{d}S\,\mathrm{d}s\,\mathrm{d}\omega\,\mathrm{d}\nu\,\mathrm{d}t. \tag{2.10}$$

Jednotkou χ je cm^{-1}, takže $1/\chi$ má rozměr délky a měří charakteristickou volnou dráhu fotonu, než je absorbován. Jinými slovy je to *střední volná dráha fotonu*.

Rozlišujeme dva typy absorpce: *pravou absorpci* a *rozptyl*. Při pravé absorpci, někdy nazývané též tepelná absorpce, dochází k pohlcení jednotlivých

fotonů, zatímco při rozptylu jsou fotony pohlceny a následně dojde k reemisi v jiném směru a s mírně odlišnou frekvencí. Platí následující vztah:

$$\chi(\vec{r},\vec{n},\nu,t) = \kappa(\vec{r},\vec{n},\nu,t) + \sigma(\vec{r},\vec{n},\nu,t), \tag{2.11}$$

kde κ je pro pravou absorpci a σ pro rozptyl.
Emisní koeficient popisuje vyzářenou energii ve formě záření. Tedy vyzářená energie $\mathrm{d}E$ v elementárním objemu v intervalu frekvencí $\mathrm{d}\nu$ do tělesného úhlu $\mathrm{d}\omega$ ve směru $\boldsymbol{n}$ za čas $\mathrm{d}t$ je:

$$\mathrm{d}E = \eta(\vec{r},\vec{n},\nu,t)\,\mathrm{d}S\,\mathrm{d}s\,\mathrm{d}\omega\,\mathrm{d}\nu\,\mathrm{d}t. \tag{2.12}$$

Jednotkou η je $\mathrm{erg\,cm^{-3}\,Hz^{-1}\,s^{-1}\,sr^{-1}}$.

Existuje několik zdrojů opacity v atmosférách hvězd: jsou to *vázaně-vázané přechody*, které vedou ke vzniku spektrálních čar (u horkých hvězd jsou to především procesy spojené s vodíkem a heliem ve viditelné oblasti a CNO prvky v ultrafialové oblasti). Spektrální čáry mohou mít jak absorpční tak emisní profil. Absorpční profil obecně vzniká v atmosférách, kde teplota (a zdrojová funkce) klesá s rostoucí výškou. Emisní profil pak v atmosférách, kde zdrojová funkce roste s výškou v atmosféře. Dále *vázaně-volné* a *volně-volné přechody*, ty tvoří spojité spektrum (kontinuum – i zde jsou procesy spojené především s vodíkem a heliem). A nakonec rozptyl.

2.3 Rovnice přenosu záření

Rovnice přenosu záření vyjadřuje zachování celkové energie fotonu, který projde elementárním objemem o velikosti $\mathrm{d}S$ (kolmo ke směru šíření) a délky $\mathrm{d}s$ (měřeno ve směru šíření). Vezmeme-li v úvahu definice specifické intenzity a absorpčního a emisního koeficientu, získáme

$$\begin{aligned}&[I(\vec{r}+\Delta\vec{r},\vec{n},\nu,t+\Delta t) - I(\vec{r},\vec{n},\nu,t)]\mathrm{d}S\,\mathrm{d}\omega\,\mathrm{d}\nu\,\mathrm{d}t = \\ &[\eta(\vec{r},\vec{n},\nu,t) - \chi(\vec{r},\vec{n},\nu,t)\,I(\vec{r},\vec{n},\nu,t)]\mathrm{d}s\,\mathrm{d}S\,\mathrm{d}\omega\,\mathrm{d}\nu\,\mathrm{d}t.\end{aligned} \tag{2.13}$$

Tato rovnice vyjadřuje skutečnost, že rozdíl mezi specifickou intenzitou před a po průchodu elementárním objemem se rovná rozdílu energie vyzářené a absorbované tímto objemem. Dále platí, že $\frac{\Delta t}{\Delta s} = \frac{1}{c}$, kde Δs je vzdálenost, kterou urazí paprsek za čas Δt.

Rozdíl intenzit na levé straně rovnice můžeme vyjádřit jako:

$$\frac{\partial I}{\partial s}\mathrm{d}s + \frac{\partial I}{\partial t}\mathrm{d}t = \left[\frac{\partial I}{\partial s} + \frac{1}{c}\frac{\partial I}{\partial t}\right]\mathrm{d}s. \tag{2.14}$$

Výraz $\frac{\partial}{\partial s}$ můžeme napsat jako $\vec{n}\cdot\nabla$, nakonec tedy dostaneme:

$$\left[\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \vec{n}\cdot\nabla\right] I(\vec{r},\vec{n},\nu,t) = \eta(\vec{r},\vec{n},\nu,t) - \chi(\vec{r},\vec{n},\nu,t)\, I(\vec{r},\vec{n},\nu,t). \tag{2.15}$$

Pro *planparalelní atmosféru*, $n_z = (\mathrm{d}z/\mathrm{d}s) = \cos\theta \equiv \mu$, kde θ je úhel mezi směrem šíření záření a normálou k povrchu, platí:

$$\left[\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \mu\frac{\partial}{\partial z}\right] I(z,\mu,\nu,t) = \eta(z,\mu,\nu,t) - \chi(z,\mu,\nu,t)\, I(z,\mu,\nu,t). \tag{2.16}$$

Pro statický případ:

$$\mu\frac{\partial I(z,\mu,\nu)}{\partial z} = \eta(z,\mu,\nu) - \chi(z,\mu,\nu)\, I(z,\mu,\nu), \tag{2.17}$$

intenzita záření je zde funkcí pouze souřadnice z, frekvence ν a směrového kosinu μ.

Ve *sférických souřadnicích* platí:

$$\frac{\partial}{\partial s} = \cos\theta\frac{\partial}{\partial r} - \frac{\sin\theta}{r}\frac{\partial}{\partial\theta} = \mu\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r}\frac{\partial}{\partial\mu} \tag{2.18}$$

Tedy rovnice přenosu záření pro sférickou symetrii ve statické atmosféře je následující:

$$\mu\frac{\partial I(r,\mu,\nu)}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r}\frac{\partial I(r,\mu,\nu)}{\partial\mu} = \eta(r,\mu,\nu) - \chi(r,\mu,\nu)\, I(r,\mu,\nu). \tag{2.19}$$

2.4 Optická hloubka a zdrojová funkce

V případě jednodimenzionální rovnice přenosu záření (2.16) je velmi výhodné zavést místo geometrické hloubky (z) optickou hloubku (τ_ν) definovanou:

$$\mathrm{d}\tau_\nu \equiv -\chi_\nu \mathrm{d}z. \tag{2.20}$$

Dále zavedeme zdrojovou funkci definovanou:

$$S_\nu \equiv \frac{\eta_\nu}{\chi_\nu}, \tag{2.21}$$

je to tedy podíl emisního a absorpčního koeficientu. Jednotkou je: $[S] = \mathrm{erg\,s^{-1}\,cm^{-2}\,Hz^{-1}\,sr^{-1}}$ (stejná jako v případě intenzit).

Pak rovnici přenosu záření pro planparalelní atmosféru (2.16) můžeme napsat v následujícím tvaru:

$$\mu \frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu. \tag{2.22}$$

2.5 Termodynamická rovnováha

Při popisu hvězdných atmosfér je potřeba znát termodynamický stav jejich látky. Do stavu termodynamické rovnováhy se látka dostane v dokonale uzavřených částech prostoru, kde nedochází k výměně částic, ani energie s okolím, tedy v tzv. izolovaných soustavách. Ovšem takovéto soustavy se ve vesmíru nevyskytují. Tedy ani hvězdné atmosféry nemohou být ve stavu termodynamické rovnováhy. Nicméně, pro mnohé hvězdy můžeme používat předpoklad *lokální termodynamické rovnováhy (LTE).* Při LTE můžeme využívat standardní termodynamické vztahy, které však nejsou globální, ale jsou závislé na místní (lokální) teplotě T. Záření ovšem nepředpokládáme v tepelné rovnováze, proto teoretické spektrum již neodpovídá Planckově funkci.
LTE je charakterizováno následujícími třemi distribucemi:

- Maxwellovo rozdělení rychlostí

$$f(v)\mathrm{d}v = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}\, 4\pi v^2 \mathrm{d}v. \tag{2.23}$$

  Tato rovnice nám říká, jaká je pravděpodobnost, že velikost rychlosti částice leží v intervalu $(v, v + \mathrm{d}v)$, kde m je hmotnost částice a k je Boltzmannova konstanta. Nejpravděpodobnější rychlost je dána – $v_0 = \sqrt{2kT/m}$, střední kvadratická rychlost je $v = \sqrt{3kT/m}$.

- Boltzmannova excitační rovnice

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} e^{-(\chi_j - \chi_i)/kT}, \tag{2.24}$$

kde $n_i, (n_j)$, je obsazení hladiny i, resp. j, g_i statistická váha hladiny i, χ_i je excitační energie hladiny měřená od základní hladiny.

- Sahova ionizační rovnice

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} = \frac{1}{n_\mathrm{e}} \frac{2U_{j+1}(T)}{U_j(T)} \left(\frac{2\pi m_\mathrm{e} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{\chi_{I,j}}{kT}}, \tag{2.25}$$

udává podíl koncentrací iontů ionizačních stupňů $j+1$ a j. n_e je koncentrace elektronů, U je partiční funkce definovaná jako $U_j(T) = \sum g_{ij} e^{-\frac{\chi_{ij}}{kT}}$, m_e je hmotnost elektronu a $\chi_{I,j}$ je ionizační potenciál.

Dále v LTE platí, že zdrojová funkce S_ν (2.20) je rovna Planckově funkci B_ν:

$$S_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \tag{2.26}$$

Lze snadno odvodit dva limitní případy.
Pro vysokofrekvenční limitu, $(h\nu/kT) \gg 1$, platí *Wienův zákon*:

$$B(\nu, T) \approx \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \tag{2.27}$$

Zatímco pro nízkofrekvenční limitu, $(h\nu/kT) \ll 1$, vstupuje platnost *Rayleighův-Jeansův zákon*:

$$B(\nu, T) \approx \frac{2k\nu^2}{c^2} T. \tag{2.28}$$

Ionizační a excitační rovnováha je při LTE určena srážkovými procesy. Pokud ovšem převládají zářivé procesy nad srážkovými je potřeba použít předpoklad tzv. *statistické (dynamické) rovnováhy NLTE*. Na rozdíl od LTE, kde ionizační a excitační rovnováha byla závislá pouze na teplotě a hustotě plazmatu, NLTE je závislá také na střední intenzitě záření. Proto při sestavování rovnic statistické rovnováhy je potřeba pro každou hladinu započítat jak srážkovou excitaci a deexcitaci, tak zářivou excitaci a deexcitaci a odpovídající přechody pro ionizaci a rekombinaci.

2.6 Základní rovnice hvězdných atmosfér

Případ horizontálně homogenní, planparalelní, statické atmosféry se někdy nazývá *klasická hvězdná atmosféra*. Pro tuto atmosféru existuje několik základních rovnic.

- *Rovnice přenosu záření*
  V podkapitole 2.3 jsem se již rovnicí přenosu záření zabývala. Pro planparalelní statickou atmosféru lze využít rovnici 2.16. Někdy se využívá rovnice s použitím Eddingtonova faktoru f, kde $f_\nu = K_\nu/J_\nu$. Dále platí: $\frac{\mathrm{d}H_\nu}{\mathrm{d}\tau_\nu} = J_\nu - S_\nu$ a $\frac{\mathrm{d}K_\nu}{\mathrm{d}\tau_\nu} = H_\nu$. Rovnici přenosu záření tak můžeme napsat v následujícím tvaru:

$$\frac{\mathrm{d}^2(f_\nu J_\nu)}{\mathrm{d}\tau_\nu^2} = J_\nu - S_\nu. \tag{2.29}$$

- *Rovnice hydrostatické rovnováhy*
  Rovnici hydrostatické rovnováhy můžeme napsat ve tvaru:

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}z} = -\rho\, g, \tag{2.30}$$

  kde P je celkový tlak a je tvořen z tlaku plynu P_{gas}, tlaku záření P_{rad} a turbulentního tlaku P_{turb}.

$$P = P_{\mathrm{gas}} + P_{\mathrm{rad}} + P_{\mathrm{turb}} = NkT + \frac{4\pi}{c}\int_0^\infty K_\nu \mathrm{d}\nu + \frac{1}{2}\rho\, v_{\mathrm{turb}}^2, \tag{2.31}$$

  kde v_{turb} je turbulentní rychlost. Pomocí Lagrangeovy hmotnosti m, definované jako hmotnost ve sloupci o průřezu 1 cm^2 nad daným bodem v atmosféře lze napsat:

$$\mathrm{d}m = -\rho\, \mathrm{d}z. \tag{2.32}$$

  Pro rovnici hydrostatické rovnováhy tak dostaneme jednoduchý tvar:

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}m} = g, \tag{2.33}$$

  vzhledem k tomu, že g je konstantní v planparalelní atmosféře, dostáváme triviální řešení: $P(m) = mg + P(0)$.
  Rovnici hydrostatické rovnováhy můžeme také zapsat (se zanedbáním turbulentního tlaku) jako:

$$\frac{\mathrm{d}P_{\mathrm{gas}}}{\mathrm{d}m} = g - \frac{4\pi}{c}\int_0^\infty \frac{\mathrm{d}K_\nu}{\mathrm{d}m} = g - \frac{4\pi}{c}\int_0^\infty \frac{\chi_\nu}{\rho} H_\nu \mathrm{d}\nu. \tag{2.34}$$

  Pravá strana této rovnice vyjadřuje efektivní gravitační zrychlení, tedy působení skutečného gravitačního zrychlení (směrem do středu hvězdy) mínus zářivé zrychlení (působící směrem ven).

- *Rovnice zářivé rovnováhy*
  Celkový radiální tok energie se zachovává:

$$\nabla \cdot \vec{F}_{\mathrm{tot}} = \nabla \cdot (\vec{F}_{\mathrm{rad}} + \vec{F}_{\mathrm{conv}} + \vec{F}_{\mathrm{cond}} + \vec{F}_{\mathrm{mech}}) = 0. \tag{2.35}$$

  Pro planparalelní atmosféru platí:

$$\frac{\mathrm{d}F_{\mathrm{tot}}}{\mathrm{d}z} = 0. \tag{2.36}$$

  Zářivý, konvektivní a konduktivní toky jsou stanoveny radiálním teplotním gradientem. Mechanický tok popisuje přenos energie vlnami jakéhokoli typu (např. zvukovými vlnami, vnitřními gravitačními vlnami atd.). Je důležitý v chromosférách chladných hvězd a v koróně, ale ve fotosféře nikoliv. Kondukce je důležitá pouze v koróně a v degenerovaných nitrech hvězd, zatímco konvekce hraje roli v hlubokých vrstvách sluneční atmosféry a ostatních chladných hvězd.

  Podmínkou zářivé rovnováhy je fakt, že celkový tok energie se rovná zářivému toku skrz atmosféru:

$$\mathcal{F}_{\mathrm{rad}}(z) \equiv \int_0^\infty \mathcal{F}_\nu(z)\mathrm{d}\nu = \mathcal{F}. \tag{2.37}$$

  Tato rovnice může být přepsaná pomocí rovnice přenosu záření jako:

$$\int_0^\infty (\kappa_\nu J_\nu - \eta_\nu)\mathrm{d}\nu = \int_0^\infty \kappa_\nu (J_\nu - S_\nu)\mathrm{d}\nu = 0. \tag{2.38}$$

  Rovnice neobsahuje celkový absorpční koeficient χ_ν (2.10), ale pouze pravou absorpci κ_ν (neboli termální absorpční koeficient). Je to dáno tím, že rozptylový člen se vyruší.

- *Rovnice statistické rovnováhy (pro NLTE)*

$$n_i \sum_{j \neq i} (R_{ij} + C_{ij}) = \sum_{j \neq i} n_j (R_{ji} + C_{ji}), \tag{2.39}$$

  kde n_i je koncentrace atomů/iontů nacházející se v hladině i, R_{ij} a C_{ij} je zářivý a srážkový rate, pro přechod z hladiny i do hladiny j.

Kapitola 3

Bohlender, D. A.: Dizertační práce

Pro svou diplomovou práci jsem vycházela z dizertační práce Davida Allana Bohlendera (1988). Ve své práci studuje abundanci a geometrii magnetického pole pěti hvězd s nadbytkem helia. Vybral si tyto hvězdy: HD 64740, HD 58260, δ Ori C, σ Ori E, HD 37776. Celou práci má rozdělenou do osmi kapitol.

V úvodní kapitole se zabývá historií pozorování hvězdy σ Ori E. Od objevení jejich velmi silných heliových čar (Berger 1956), přes členství v systému σ Ori (Greenstein & Wallerstein 1958) a celkovou analýzu v roce 1970 (Klinglesmith et. al 1970). Walbron (1974) objevil jasnou proměnnost Hα emise ve spektru σ Ori E. Hα emise byla pozorována také ve spektru těchto hvězd: HD 37017, HD 37776 a HD 64740. Dále hvězdu σ Ori E srovnává s A a B magnetickými hvězdami, respektive s SrCrEu Ap hvězdami, Si Bp hvězdami a s hvězdami heliově slabými.

V úvodní kapitole se také zabývá modelem skloněného rotátoru, díky němuž lze vysvětlit pozorované změny pekuliárních A a B hvězd, a magnetickým polem. Další odstavce jsou věnované obecně hvězdám s nadbytkem helia, zde uvádí práce Osmera & Petersona (1974) a Hungera (1975, 1986a,b). Také je zde zmínka o evolučním postavení heliově silných hvězd a hvězdném větru.

Druhá kapitola se zabývá spektrálním a magnetickým pozorováním a metodami převodu těchto dat do formy vhodné pro modelování. Spektra byla získána 3,6 metrovým dalekohledem během šesti nocí v lednu 1986 na Hawai, Mauna Kea. Ale pouze čtyři noci byly fotometricky kvalitní. Pozorovalo se

ve dvou spektrálních oblastech. Oblast $\lambda\lambda 4400 - 4580$ Å byla vybrána proto, že obsahuje Zeemanovsky citlivý multiplet Si III ($\lambda\lambda 4552, 4567$ a 4574 Å) a silnou a slabou heliovou čáru (He I $\lambda\lambda 4470$ a 4415 Å). Druhá oblast byla zaměřena na Hδ, sahá od 3980 až 4160 Å. Toto okno také obsahuje multiplet Si II, který (s kombinací čar Si III) může být použit jako indikátor teploty. Také obsahuje čáru N II ($\lambda 3995$ Å) a několik dalších heliových čar včetně He I $\lambda\lambda 4009$ a 4026 Å. Další odstavce jsou věnované zpracování snímků.

V druhé kapitole se rovněž zabývá magnetickým polem. Data byla získána na třech místech: v du Pontu 2,5 metrovým dalekohledem v Las Campanas Observatory, 1,5 metrovým dalekohledem na Palomar Observatory a na Universitě ve Western Ontario 1,2 metrovým dalekohledem. Ve všech případech byl použit určitý fotoelektrický mobilní polarimetr, nebo velmi podobné zařízení z Lavalské Univerzity. Detailní popis zařízení a pozorovací techniky jsou popsány v článcích např. Landstreet (1980, 1982); Borra & Landstreet (1977). Magnetické pozorování Hβ bylo doplněno o pozorování pomocí He I $\lambda 5876$ Å ve snaze zmapovat povrchové rozložení helia se srovnáním magnetických křivek získaných s (předpokladem) rovnoměrného rozložení vodíku pomocí křivek získaných z $\lambda 5876$ Å. Pro hvězdy s nadbytkem helia platí, že magnetické pozorování získané z Hβ a He I $\lambda 5876$ Å dává přibližně stejné hodnoty. To naznačuje, že ačkoliv je helium u těchto hvězd rozloženo na povrchu nerovnoměrně, rozdíl intenzit čar mezi oblastmi vysoké a nízké abundance je malý. Pozorování mnohých hvězd s nadbytkem helia ukazují, že změny magnetického pole mají stejnou periodu jako fotometrické nebo spektrální změny.

Star	Period ± σ_P (d)	B_e extrema (G)	B_0	B_1 (G)	Φ_0
δ Ori C	...	−3400, constant	...	...	...
σ Ori E	1.19081±.00001	+2810 to −1490	660	2150	0.474
HD 37776	1.53869±.00007	+2540 to −2180	...	...	...
HD 58260	...	+2300, constant	...	...	...
HD 64740	1.33026±.00006	+490 to −890	−200	690	0.250

Tabulka 3.1: Přehled měření magnetického pole. Tabulka převzatá z [7].

Tabulka 3.1 je převzatá z dizertační práce D. A. Bohlendera (1988) a ob-

sahuje přehled pozorování fotoelektrického a magnetického pole pěti heliově silných hvězd. Je zde také zahrnuta perioda každé hvězdy (Thompson & Landstreet 1985; Bohlender et al. 1987), pozorované extrémy magnetického pole a jednotlivé její parametry. Jak je z tabulky patrné, každá hvězda má významné magnetické pole s maximální intenzitou pohybující se od 900 G u HD 64740 k 3400 G pro δ Ori C.

Třetí kapitola je věnovaná programům, které Bohlender ve své práci použil. Základní program je modifikovaná verze programu pro výpočet syntetických spekter vyvinutého Landstreetem (1988), ZEEMAN. Tento kód je psán ve Fortranu 77. ZEEMAN počítá integrované intenzity a polarizační profily spektrálních čar pro předpokládaný model atmosféry, magnetické geometrie a rozložení povrchové abundance. Pro tyto výpočty jsou potřebná různá data, patří mezi ně například atomová hmotnost, ionizační potenciály atd. Využívá již dříve publikované modely hvězdných atmosfér, vypočítané Klinglesmithem (1979) a Kuruczem (1979). Jsou zde také údaje specifikující sklon rotační osy hvězdy, sklon magnetické osy, intenzity dipólového pole reprezentované magnetickým polem, polohy a jednotlivé abundance pro modelované prvky a rotační periody, ve kterých jsou modelové profily počítány. Další program, který Bohlender použil, je COMPON. Je to hlavní program pro výpočet relativního štěpení a intenzit čar za předpokladu LS vazby. Program LTELC pak určuje poměry opacit čára-kontinuum a konstanty útlumu v každé hloubce v modelu atmosféry pro každou čáru modelovanou ve specifickém oknu vlnových délek. Viditelná část hvězdy je rozdělena na 60 oblastí o přibližně stejné ploše. Využívá programu MAGFLD s použitím magnetických geometrických dat pro výpočet lokálních hodnot povrchového magnetického pole.

Lokální abundance získal pomocí programu ABZSP, který, díky specifické abundanční geometrii, určuje, zda určitý povrchový prvek se nachází v abundanční skvrně a je-li v nadbytku nebo v deficitu. Tento program také využívá lokální hodnoty magnetického pole k určení pozic vlnové délky různých Zeemanovských složek každé čáry ve srovnání s referenční vlnovou délkou. Podstatná část výpočtů se provádí programem LINPRO. V modelovaných spektrálních oblastech počítá intenzity a polarizační profily každé čáry zahrnující lokální hodnoty povrchové abundance vybraných prvků a rozštěpení spektrálních čar způsobené povrchovým magnetickým polem. Lokální profily se pak sčítají přes celou polokouli hvězdy se započtením Dopplerova posuvu. V dalších částech třetí kapitoly si můžete přečíst detailní informace o vstupních datech a jednotlivých složkách programu ZEEMAN a také detailnější

popis jednotlivých programů.

V kapitolách 4 až 7 jsou studované jednotlivé hvězdy. Neproměnné hvězdy δ Ori C a HD 58260 jsou uvedené v jedné kapitole, ostatní hvězdy pak samostatně. Každá kapitola zahrnuje základní informace o dané hvězdě, pozorování, modelování a závěrečnou diskuzi výsledků.

Závěrečná kapitola je věnovaná celkové diskuzi výsledků a také jsou zde náměty pro další práci.

3.1 HD 64740

HD 64740 (HR 3089) je nejjasnější známá hvězda s nadbytkem helia. Byla objevena jako heliově silná hvězda Hiltnerem, Garrisonem a Schildem (1969). Nissen (1974) fotometricky potvrdil její anomální heliovou abundanci a navrhl, že $\varepsilon_{\mathrm{He}} > 0.20$ ($\varepsilon_{\mathrm{He}} = N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{total}}$). Podle Hungera (1975), Kaufmann a Schacht analyzovali tuto hvězdu a určili její základní charakteristiky; $T_{\mathrm{ef}} = 23\,500\,\mathrm{K}$, $\log g = 3.9$, $v \sin i = 160\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.67$, $\log(L/L_{\odot}) = 3.62$, $R/R_{\odot} = 4.0$, $M/M_{\odot} = 4.5$, $r = 200\,\mathrm{pc}$. Také se zabývali abundancí jednotlivých prvků, podle nich kyslík a křemík má normální zastoupení, uhlík je v deficitu a dusík v nadbytku. Nicméně tato práce nikdy nebyla publikována. První ultrafialové spektrum bylo získáno družicí TD-1 (Swings et al. 1973; Vreux et al. 1973). V roce 1974 Walborn oznámil možnou detekci Hα emise, podobnou té, která je pozorována u prototypu heliově silné hvězdy σ Ori E. Lester (1976) provedl srovnání hvězdy HD 64740 a normální hvězdy λ Sco a zjistil, že uhlík a křemík mají normální abundanci, zatímco dusík je v nadbytku. Podle něj má HD 64740 $T_{\mathrm{ef}} = 22\,500\,\mathrm{K}$, $\log g = 4.15$, $N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.30$ *a* $v \sin i = 160 \pm 20\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Navrhl také, že magnetické pole může být tím mechanismem, který způsobuje nerovnoměrné rozložení prvků na povrchu hvězdy. Groote, Kaufmann & Hunger (1978) zveřejnili nepublikované výsledky Grooteho a Kaufmanna, podle kterých má hvězda HD 64740 následující charakteristiky: $T_{\mathrm{ef}} = 28\,500\,\mathrm{K}$, $\log g = 4.15$, $N_{\mathrm{He}}/(N_{\mathrm{H}} + N_{\mathrm{He}}) = 0.76$, $v \sin i = 150\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Vzhledem k vysoké teplotě provedli ve spektru NLTE analýzu křemíkových čar a navrhli nižší efektivní teplotu 27 000 K, ovšem i tato hodnota je nadhodnocená. I tak to je jedna z nejteplejších známých heliově silných hvězd a nejteplejší známá magnetická hvězda vůbec. Také naznačili, že hvězda může být kandidátkou pro rentgenový zdroj 4 U 0750-49.

První údaje o proměnnosti heliové čáry (He I λ4026 Å) hvězdy HD 64740 byly oznámeny Pedersenem & Thomsonem (1977) s hodnotou periody 1.3295

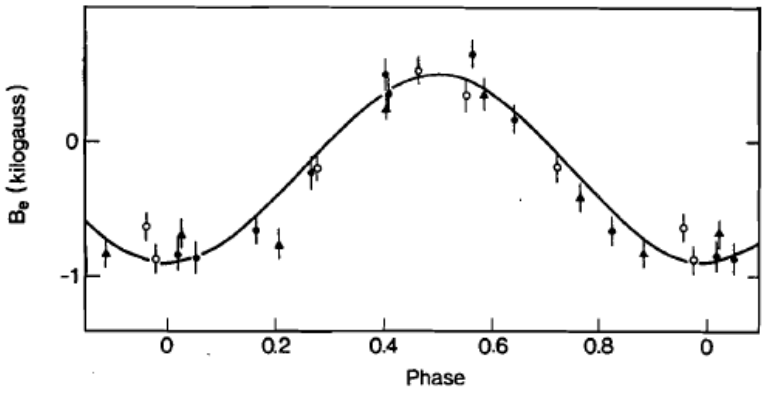
dní. Další pozorování (Pedersen 1979) přinesla přesnější hodnotu 1.33016 ± 0.00016 dní. Pedersen potvrdil Walbornovu zprávu z roku 1974, tedy i on pozoroval Hα emisi a to blízko okamžiku maxima intenzity heliové čáry. V tomtéž roce objevili Borra a Landstreet 1979) proměnné magnetické pole a Lester (1979) oznámil proměnnost ultrafialových čar C II, N II, Si III a Si IV se stejnou periodou jako optická data. O tři roky později Barker et al. (1982) představili další důkazy o proměnnosti tohoto ultrafialového spektra. Kombinací všech magnetických a spektrofotometrických pozorování Bohlender et al. (1987) získali periodu 1.33026 ± 0.00006 dní. Fáze u této hvězdy byla spočtena efemeridou danou opět Bohlenderem et al. (1987)

$$JD(B_{e^-}) = 2444611.859 + 1.33026E, \tag{3.1}$$

kde $JD(B_{e^-})$ představuje čas minima magnetického pole.

3.2 Magnetické pole HD 64740

Rozsáhlá fotoelektrická pozorování Zeemanovým analyzátorem hvězdy HD 64740 byla již dříve publikována (Borra & Landstreet 1979; Bohlender et al. 1987). Polarizační měření byly získány v křídlech Hβ a He I λ5876 Å. Data naznačují, že magnetické pole této hvězdy může mít dipólový charakter.



Obrázek 3.1: Křivka magnetického pole hvězdy HD 64740. Jednotlivé symboly: prázdná kolečka – Hβ pozorována Borrem & Landstreetem (1979); plná kolečka – Hβ pozorována Bohlenderem et al. (1987); trojúhelníky – He I λ5876 Å taktéž pozorována Bohlenderem et al. (1987).Převzato z [7].

Maximální pozorovaná hodnota podélného magnetického pole je 890 G.

3.3 Modelování hvězdy HD 64740

Buser & Kurucz (1978) určili efektivní teplotu HD 64740 v rozmezí hodnot od 24 550 K pro $\log g = 3.5$ k 26 300 K pro $\log g = 4.5$. Cramer & Maeder (1979) a Cramer (1984) v Ženevském fotometrickém systému určili polynomický vztah mezi fotometrickým indexem X a $T_{\rm ef}$, efektivní teplota jim vyšla 24 360 K. Teoretické $uvby\beta$ indexy byly také použity pro určení teploty HD 64740 (Lester, Gray & Kurucz 1986). S použitím výsledků slunečního složení, $\log g = 3.9$ a odvozením ze Strömgrenova systému je přibližná hodnota $T_{\rm ef} = 23\,750$ K. Bohlender použil ve své práci zprůměrovanou hodnotu, tedy $T_{\rm ef} = 24\,400$ K.

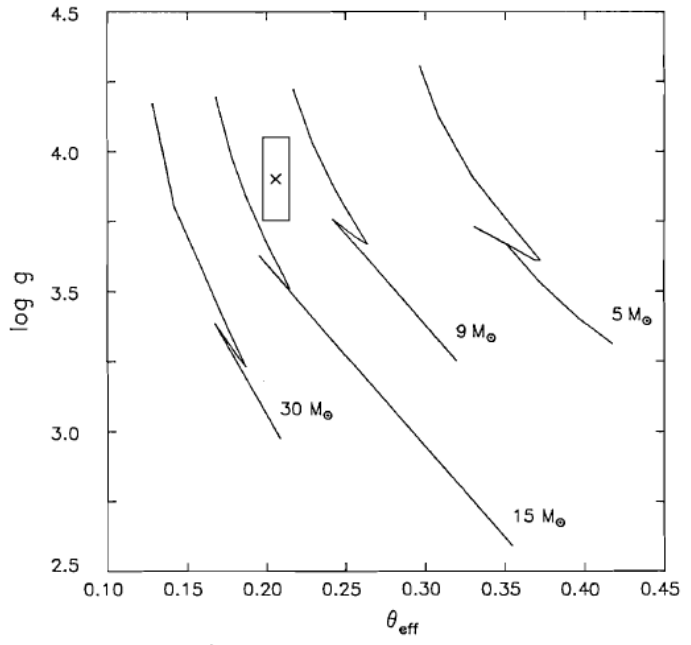
Při určování heliové a vodíkové abundanční geometrie byly použity tyto údaje, inklinace 40° a magnetický sklon 75°. Byly nalezeny dvě skvrny bohaté na helium blízko magnetických pólů, které přibližně odpovídají pozorovaným změnám λ4437 Å. Nejlépe vyhovující hodnota $v \sin i$ je $140 \pm 5\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.

Bohlender (1988) odhadl gravitační zrychlení pomocí vhodných profilů gravitačně citlivých čar Hδ a He I λ4471 Å, za předpokladu známé efektivní teploty a rozložení heliových skvrn. Nalezená hodnota odpovídá $\log g = 4.0$. Autor se ovšem domnívá, že tato hodnota je s největší pravděpodobností nadhodnocena, proto přijal hodnotu $\log g = 3.90 \pm 0.15$.

S přesnými hodnotami efektivní teploty a $\log g$ určil hmotnost a poloměr hvězdy. Obrázek 3.2 ukazuje závislost $\log g$ na $\Theta_{\rm ef}$, kde $\Theta_{\rm ef} = 5040/T_{\rm ef}$. Jsou zde naznačeny vývojové dráhy pro hvězdu s hmotností 5 $\mathrm{M}_\odot$ (Maeder a Mermilliod 1981) a pro hvězdy s hmotností v rozmezí 9 až 30 $\mathrm{M}_\odot$ (Maeder 1981) bez započtení ztráty hmoty. Pozice hvězdy HD 64740 je zde také naznačena spolu s chybou, která vznikla nejistotou $T_{\rm ef}$ a $\log g$. Z pozice hvězdy v diagramu, Bohlender určil hmotnost hvězdy na $11.5 \pm 2.0\,\mathrm{M}_\odot$ a poloměr pak na $6.3 \pm 1.8\,\mathrm{R}_\odot$.

Pomocí jednoduchých vzorců byl dále vypočítán sklon rotační osy k zornému paprsku $i = 36 \pm 15°$ a sklon magnetické osy k rotační ose $\beta = 78 \pm 8°$.

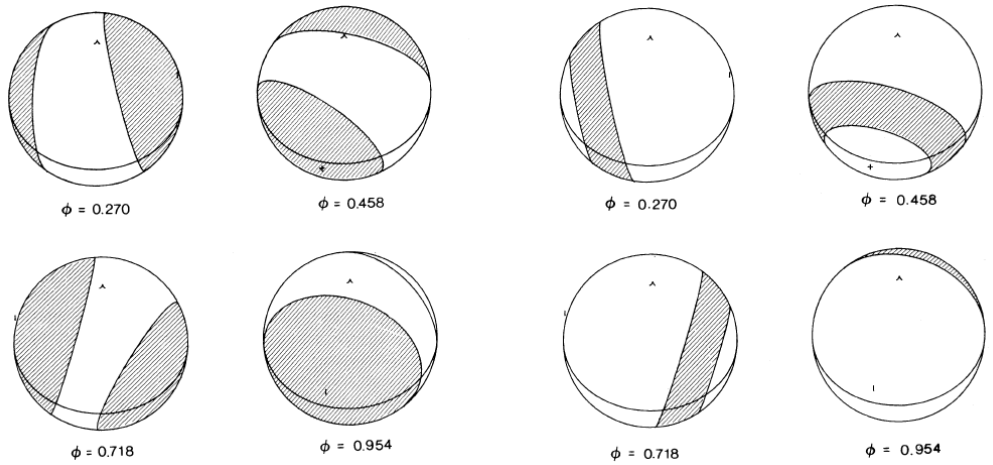
Jak již bylo naznačeno dříve, helium je v nadbytku ve dvou skvrnách, které se nachází poblíž magnetickým pólů: první skvrna má poloměr 60° její střed se nachází 20° od kladného magnetického pólu v magnetické délce 180° s $\varepsilon_{\rm He} = 0.30$, na záporné magnetickém pólu najdeme druhou skvrnu s poloměrem 70° a $\varepsilon_{\rm He} = 0.35$. Zbytek povrchu hvězdy se zdá být v normální heliové abundanci ($\varepsilon_{\rm He} = 0.10$). Křemík se zdá být v nadbytku ($\log \varepsilon_{\rm Si} = -3.6$) v pásu, jehož hranice jsou 40° a 70° od kladného magnetického pólu.



Obrázek 3.2: Vývojové modely Meadera a Mermillioda (1981) a Maedera (1981) bez předpokladu ztráty hmoty. Obrázek převzat z [7].

Měření také ukázala, že křemík může být v deficitu ($\log \varepsilon_{\rm Si} = -6.0$) na kladném magnetickém pólu o poloměru 40°. Zbylá většina povrchu hvězd HD 64740 má přibližně normální abundanci křemíku ($\log \varepsilon_{\rm Si} = -4.4$). Na obrázku 3.3 jsou znázorněná povrchová rozložení helia a křemíku v několika fázích. Symboly + a − naznačují kladný a záporný magnetický pól.

Bohlender se ve své dizertační práci zabýval i jinými prvky a to dusíkem a kyslíkem. I pro tyto prvky vykreslil modelové profily, pro N II λ3995 Å a pro O II $\lambda\lambda$4415 a 4417 Å. Ukazuje se, že dusík má na většině povrchu normální abundanci ($\log \varepsilon_{\rm N} = -4.70$), nicméně lépe zapadá model se započtením dusíkové skvrny ($\log \varepsilon_{\rm N} = -4.0$) o poloměru 60° nacházející se na kladném magnetickém pólu. Pro kyslík bylo stanoveno rovnoměrné rozložení abundance s hodnotou $\log \varepsilon_0 = -3.5$. Nezabýval se ovšem magnetickým modelem dubletu Mg II λ4481 Å, jelikož čára je blendovaná se silným He I λ4471 Å profilem a také proto, že Zeemanovský vzorec pro dvě složky čáry je velmi složitý. Ovšem nemagnetické modely profilu čáry naznačují,



Obrázek 3.3: V levé časti je vykresleno povrchové rozložení helia v několika fázích, v pravé části pak rozložení křemíku. Obrázek převzat z [7].

že hořčík má velmi podobnou abundanční geometrii jako křemík. V práci Bohlender & Landstreet (1990) je již hořčík počítán a zdá se, že geometrie hořčíku opravdu odpovídá povrchovému rozložení křemíku, tedy v pásu 40° a 70° od kladného magnetického pólu se nachází hořčík v nadbytku ($\log \varepsilon_{\mathrm{Mg}} = -4.20$), zatímco zbytek povrchu má ($\log \varepsilon_{\mathrm{Mg}} = -4.90$). Tato geometrie velmi dobře odpovídá profilu, snad jen s vyjímkou oblastí okolo fáze $\Phi = 0.718$.

V závěrečné diskuzi se Bohlender mimo jiné zabývá dipólovým magnetickým pole hvězdy HD 64740. Usuzuje, že toto pole může být složitější s nezanedbatelnou kvadrupólovou složkou. Naznačuje tomu fakt, že podle Shoreho modelu pro teplejší heliově silné hvězdy by helium mělo být postupně obohacováno v nižších magnetických šířkách. Jednoduše řečeno, na magnetických pólech by měl být nedostatek helia, zatímco na magnetickém rovníku nadbytek. Přítomnost kvadrupólového povrchového magnetického pole naznačují také pásy křemíku a hořčíku, které se nacházejí v oblasti kladného magnetického pole. Nicméně toto pole není nikdy poblíž zorného paprsku, proto není možné říct něco kvantitativního o významu tohoto možného problému. Geometrie skvrn jsou přibližně osově souměrné s magnetickou osou. Ovšem obě heliové skvrny se nenacházejí na magnetických pólech, jedna skvrna je posunuta o 20° od kladného magnetického pólu, což lépe odpovídá pozorovanému profilu.

T_{ef}	$24\,400\,\mathrm{K}$	Bohlender 1988
$\log T_{\mathrm{ef}}$	4.353 ± 0.013	Briquet et al. 2007
$\log g$	3.9 ± 0.15	Bohlender 1988
	3.98 ± 0.10	Briquet et al. 2007
perioda P	1.33026 ± 0.00006 dní	Bohlender 1988
inklinace i	$36° \pm 15°$	Bohlender 1988
sklon mag. osy k rotační	$78° \pm 8°$	Bohlender 1988
abundance	$-1.0 \leq \log \varepsilon_{\mathrm{He}} \leq -0.456$	Bohlender 1988
	$-4.7 \leq \log \varepsilon_{\mathrm{Si}} \leq -4.0$	
	$-6.0 \leq \log \varepsilon_{\mathrm{N}} \leq -3.6$	
	$-4.9 \leq \log \varepsilon_{\mathrm{Mg}} \leq -4.2$	Bohlender and Landstreet 1990
vzdálenost r	$350 \pm 80\,\mathrm{pc}$	Bohlender 1988
	$221\,\mathrm{pc}$	Briquet et al. 2007
	$230\,\mathrm{pc}$	Jenkins 2009

Tabulka 3.2: Tabulka parametrů hvězdy HD 64740

Pomocí hodnot poloměru a efektivní teploty byla stanovena vzdálenost hvězdy HD 64740. Teplota a poloměr dává $\log L/L_{\odot} = 4.1 \pm 0.3$. Bolometrická korekce od Codeho et al. (1976) a pozorovaná hodnota barevného excesu $E(B-V)$ pak vede ke vzdálenosti $r = 350 \pm 80\,\mathrm{pc}$. Pomocí Maederových (1981) vývojových modelů Bohlender určil, že vlastnosti HD 64740 odpovídají hvězdám hlavní posloupnosti se stářím okolo $1.1 \cdot 10^7$ roků.

V pozdějších letech se abundancí různých prvků na povrchu hvězdy HD 64740 již nikdo komplexně nezabýval. Autoři v novějších článcích většinou vycházeli již z publikovaných prací a to zejména Lester (1979), Bohlender & Landstreet (1990).

Z nejnovějších prací však zmíním článek publikovaný Briquet et al. (2007), podle kterého má hvězda HD 64740 následující charakteristiky:
$M_{\mathrm{V}} = -2.15\,\mathrm{mag}$, $M/M_{\odot} = 8.7 \pm 0.4$, $\log T_{\mathrm{ef}} = 4.353 \pm 0.013\,\mathrm{K}$, $\log L/L_{\odot} = 3.7 \pm 0.1$, $\log g = 3.98 \pm 0.10$, $R/R_{\odot} = 4.99 \pm 0.69$, $r = 221\,\mathrm{pc}$ a relativní nejistotu paralaxy $\sigma(\pi)/\pi = 0.115$.

Porovnáním Bohlenderových hodnot s nejnovějšími hodnotami (Briguet et al. 2007) pro hvězdu HD64740 vidíme, že vzdálenost hvězdy a také efektivní teplota je menší, než předpokládal Bohlender. Tedy i ostatní charakteristiky (hmotnost, poloměr, zářivý výkon) hvězdy HD 64740 jsou o něco menší. U hodnoty povrchového gravitačního zrychlení došlo jen k menšímu zpřesnění.

Kapitola 4

Použité programy

4.1 Program TLUSTY

Program TLUSTY počítá planparalelní, horizontálně homogenní modely hvězdných atmosfér v zářivé a hydrostatické rovnováze. Je také schopen vypočítat vertikální strukturu akrečních disků. Program numericky řeší základní rovnice (přenosu záření, hydrostatické rovnováhy, zářivé rovnováhy, statistické rovnováhy, zachování částic a náboje) takzvanou CL/ALI metodou. Metoda kombinuje výhody obou dvou složek. Míra konvergence je stejně vysoká jako u standardní metody CL (kompletní linearizace), ovšem iterace probíhá rychle jako u metody zrychlené lambda iterace (ALI).

Ne všechny základní rovnice musí být řešeny. Program má možnost vynechat některou z rovnic, přičemž odpovídající veličina si udržuje stálou hodnotu. Např. může být zafixovaná teplota, tedy můžeme přeskočit rovnici zářivé rovnováhy (všechny ostatní rovnice musí být přesně řešeny). Odpovídá to řešení tzv. *semi-empirických modelů*.

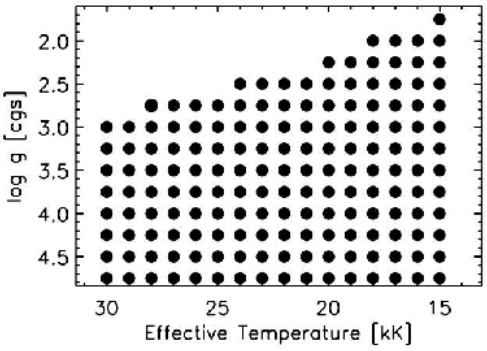
NLTE model se počítá standardním způsobem. Nejprve se vypočítá LTE model z šedého LTE modelu, poté NLTE model, kde všechny čáry se předpokládají v detailní zářivé rovnováze (obvykle označené jako NLTE/C modely; C je zkratka pro "continua-only"). V konečném modelu jsou všechny čáry zvažovány explicitně. Poslední krok může být ve skutečnosti složen z několika dílčích kroků, s postupně zvyšujícím se počtem čar, které bereme v úvahu. V některých případech mohou být jisté kroky přeskočeny. Např. pro model s velkým počtem čar je někdy snazší přejít z LTE modelu přímo k NLTE modelu čar. U šedého LTE modelu je potřeba jistý počáteční odhad modelu. Může vycházet z konvergentního modelu z předchozího kroku, nebo může

být také brán z literatury.

Celý program je psaný ve standardním kódu FORTRAN77, takže je vysoce přenosný.

4.1.1 Síť BSTAR2006

BSTAR2006 síť zahrnuje charakteristiky raných hvězd typu B. Skládá se z 16 různých efektivních teplot $15\,000\,\mathrm{K} \leq T_{\mathrm{ef}} \leq 30\,000\,\mathrm{K}$ s krokem 1000 K, z 13 povrchových gravitačních zrychlení $1.74 \leq \log g \leq 4.74$ po 0.25 a 6 chemických složení. Efektivní teplota pokrývá rozsah spektrálních tříd B0 až B5. Tento rozsah teplot odpovídá hvězdám na hlavní posloupnosti s počáteční hmotností mezi 5 a $15\,\mathrm{M}_{\odot}$. Hodnota sluneční abundance helia se předpokládá He/H= 0.1. Všechny ostatní abundance jsou v souladu se slunečními hodnotami. Mikroturbulentní rychlost byla zvolena na $v_{\mathrm{t}} = 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Síť je doplněna o modely pro rané nadobry typu B ($\log g \leq 3.0$ a $v_{\mathrm{t}} \geq 10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$). Celá síť tedy zahrnuje pro každou z pěti metalicit 163 modelů pro nízkou mikroturbulentní rychlost a 51 modelů pro vyšší mikroturbulentní rychlost. Obrázek 4.1 ukazuje v levé části vzorkovací diagram T_{ef} na $\log g$ sítě BSTAR2006, v pravé pak pět různých metalicit a jejich značení.



Key	Metallicity (Solar Metallicity)
G	1
L	1/2
S	1/5
T	1/10
Z	0

Obrázek 4.1: V levé části síť BSTAR2006, v pravé pět různých metalicit. Obrázek převzat z [38].

Modely atmosfér jsou k dispozici na webu [69]. Každý model je charakterizovaný jednoznačným názvem udávajícím parametry modelu, například BS25000g275v10CN. První písmena označují složení, následuje efektivní teplota, povrchové gravitační zrychlení a mikroturbulence. Pro modely s pozměněným povrchovým složením (doplňková sada 2) se k názvu připojuje CN.

BC modely označují dvojnásobnou sluneční metalicitu, BG modely s právě sluneční metalicitou, BL poloviční, BS pětinovou, BT desetinovou a BZ modely jsou bez přítomnosti kovů. Každý model se skládá z šesti souborů se stejným názvem, ale různou příponou. Kompletní a detailní popis všech souborů lze nalézt v uživatelské příručce [40].
Následuje stručný popis jednotlivých vstupních souborů:

Unit 5 – obecná vstupní data, obrázek 4.2;

Unit.nst – klíčová nastavení;

Unit 8 – model atmosféry: teplota, elektronová hustota, celková hustota a NLTE populace jako funkce hloubky;

```
24000. 4.0
 T  F              ! LTE,  LTGRAY
 'houbyzel'             ! name of file containing non-standard flags
*
* frequencies
*
 2000
*
* data for atoms
*
 30                 ! NATOMS
* mode abn modpf
   2   0.           0  ! H
   2   0.538          0  ! He
   0   0.112E-10    0
   0   0.240E-10    0
   0   0.501E-09    0
   2   0.245E-03    0  ! C
   2   1.538E-04    0  ! N
   2   0.457E-03    0  ! O
   1   0.363E-07    0
   2   0.692E-04    0  ! Ne
   1   0.148E-05    0  ! Na
   2   0.339E-04    0  ! Mg
   2   0.234E-05    0  ! Al
   2   7.708E-05    0  ! Si
```

Obrázek 4.2: Ukázka souboru "Unit 5".

K nejdůležitějším výstupním souborům patří:

Unit 6 – diagnostický výstup;

Unit 7 – vypočítaný model atmosféry, tento výstup se pak dále používá jako vstup např. do programu SYNSPEC;

Unit 9 – relativní změny fyzikálních veličin, změny v posledním iteračním kroku by měly být menší než 10^{-3}.

Jsou zde další výstupy, jako například Unit 13, kde je pouze tabulka toků ve všech frekvenčních bodech; Unit 69 – obsahuje časovou informaci (potřebný čas k formálnímu řešení pro každou iteraci a pro pravou linearizaci). Další výstupy jsou významné v jiných, speciálních případech. Popis všech souborů spolu se stručným popis lze nalézt v uživatelské příručce [40].

4.2 Program SYNSPEC

Tento program, na rozdíl od programu TLUSTY, nemá žádný zveřejněný popis. V této podkapitole vycházím jen z uživatelské příručky [39]. Program SYNSPEC vytváří syntetická spektra. Modely atmosfér jsou buďto vypočtené programem TLUSTY, nebo převzaté z literatury (např. Kurucz 1979). Program čte obecný seznam čar (typicky od Kurucze 1991) a dynamicky vybírá čáry, které přispívají k celkové opacitě, založené na fyzikálních parametrech aktuálního modelu atmosféry. SYNSPEC pak řeší rovnici přenosu záření, od vlnové délky k vlnové délce ve zvoleném rozsahu.
Základními vstupními soubory jsou:

Unit 5 – obecná vstupní data, stejný soubor, který byl použit v programu TLUSTY;

Unit 55 – základní parametry pro výpočet syntetického spektra, obrázek 4.3, poslední řádek znamená 20 úhlů ($\mu = \cos\theta$, kde θ je úhel svírající normálu k povrchu se směrem k pozorovateli) po 0.05 kroku od 1;

Unit 8 – model atmosféry, výstupní soubor programu TLUSTY (Unit 7);

Unit 19 – seznam čar (linelist).

```
0 30 1                ! IMODE, IDSTD, IPRIN
1 0 0 0               ! INPUT MODEL (1=TLUSTY), INTRPL, ICHANGE, ICHEMC
1                     ! IOPHLI
0 0 0 0 1             ! IFREQ, INLTE, ICONTL, INORIG, IFHE2
0 0 0 0 0 0 0         ! ILYCS,IBVCS,IHE1,IHE4471,IHE2UV,IHE2VI,IHE2RE
03000 6000 10 10 1.d-4 0.01 ! ALAMO,ALAST,CUTOFO,CUTOFFS,RELOP,SPACE
2.0                   ! turbulent velocity (in km/s)
20 0.05 1
```

Obrázek 4.3: Ukázka souboru "Unit 55".

Dalšími vstupními soubory jsou např. Unit 56 – udává změnu chemického složení, pokud jde o vstupní model atmosféry; Unit 20 – seznam molekulárních čar a mnoho dalších [39].

K důležitým výstupním souborům patří:

Unit 6 – standardní výstup;

Unit 7 – syntetické spektrum, jednoduchá tabulka vlnových délek [Å] a příslušných toků [erg s^{-1} cm^{-2} Å^{-1}];

Unit 10 – syntetické spektrum – specifické intenzity, jednotkou specifické intenzity je [erg s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1} sterad^{-1}];

Unit 12 – identifikační tabulka, pro každou vybranou spektrální čáru existuje jistý výstupní záznam (např. vlnová délka, ekvivalentní šířka, $\log gf$ atd.);

Unit 17 – podobný Unit 7, ale pro tok v kontinuu.

V uživatelské příručce [39] lze nalézt další výstupní soubory se stručným popisem.

4.3 Program pro výpočet světelných křivek

Program pro výpočet světelných křivek byl převzat z Krtička et al. (2009).

Vstupními soubory k tomuto programu jsou výstupní data z programu SYNSPEC, konkrétně *UNIT 10*, který pro každou vlnovou délku udává tok a několik specifických intenzit. Tyto intenzity závisejí na počtu úhlů zvolených v souboru *UNIT 55* (v mém případě 20 úhlů po 0.05 kroku od 1). Dále jsou

potřeba soubory, které charakterizují polohu a abundanci jednotlivých skvrn na povrchu hvězdy HD 64740. Tyto údaje byly získané z dizertační práce Bohlendera (1988).

Následný podrobnější popis spolu s použitými rovnicemi jsem převzala z článku Krtička et al. (2009).
Zářivý tok pozorovaný ve vzdálenosti D od hvězdy s poloměrem R_* v barvě c se vypočítá jako integrál přes celý viditelný povrch hvězdy:

$$f_c = \left(\frac{R_*}{D}\right)^2 \int I_c(\theta,\, \Omega) \cos\theta \mathrm{d}\Omega, \tag{4.1}$$

kde $I_c(\theta, \Omega)$ je intenzita v barvě c a je funkcí úhlu θ, který svírá normálu k povrchu se směrem k pozorovateli, a funkcí sférických souřadnic Ω na hvězdném povrchu. I_c se získá interpolací mezi intenzitami $I_c(\theta, \varepsilon_{\mathrm{He}}, \varepsilon_{\mathrm{Si}})$ vypočítané pomocí programu SYNSPEC (soubor *UNIT 10*).

$$I_c(\theta, \varepsilon_{\mathrm{He}}, \varepsilon_{\mathrm{Si}}) = \int_0^\infty \Phi_c(\lambda)\, I(\lambda, \theta, \varepsilon_{\mathrm{He}}, \varepsilon_{\mathrm{Si}}) \mathrm{d}\lambda. \tag{4.2}$$

Propustnost funkce $\Phi_c(\lambda)$ daná filtrem c je pro jednoduchost aproximována Gaussovou funkcí, kde středy vlnových délek a disperzí jsou znázorněné v tabulce 4.1. Hodnoty pro Strömgrenův *uvby* fotometrický systém jsou od Cox (2000). Pro filtry UBV a Hp byla aproximace $\Phi_c(\lambda)$ převzatá z Mikulášek (2009, soukromé sdělení).

barva	u	v	b	y
λ_a [Å]	3500	4100	4700	5500
σ_a [Å]	230	120	120	120

Tabulka 4.1: Středy vlnových délek a disperze Gaussova filtru znázorňující propustnost funkce.

Pozorované změny magnitud jsou pak dané následujícím vztahem:

$$\Delta m_c = -2.5 \log\left(\frac{f_c}{f_c^{\mathrm{ref}}}\right), \tag{4.3}$$

kde f_c je spočtené pomocí rovnice 4.1 a f_c^{ref} je referenční tok zvolený tak, aby průměrná hvězdná velikost přes všechny fáze byla nulová.

Kapitola 5

Vlastní zpracování

Pro výpočet modelů atmosfér jsem použila program TLUSTY, popsaný ve 4. kapitole. U hvězdy HD 64740 jsem vycházela z Bohlenderových hodnot zachycené v tabulce 3.2. Pro jednoduchost jsem vybrala vstupní model přímo ze sítě, který nejlépe vyhovoval Bohlenderovým hodnotám, tedy model BG24000g400v2. Tento model má stejný obsah kovů jako Slunce, efektivní teplotu 24 000 K, gravitační zrychlení 4.0 a mikroturbulentní rychlost 2 km s^{-1}. V souboru *UNIT 5*, znázorněný na obrázku 4.2, je vidět, že jsem počítala LTE model se započtením prvních třiceti chemických prvků.

Helium Spot Locations ($\log\epsilon_\odot = -1.0$)

$\log \epsilon_{He}$	Colat.	Long.	Radius
-0.456	0°	0°	70°
-0.523	160°	180°	60°

Nitrogen Spot Location ($\log\epsilon_\odot = -3.99$)

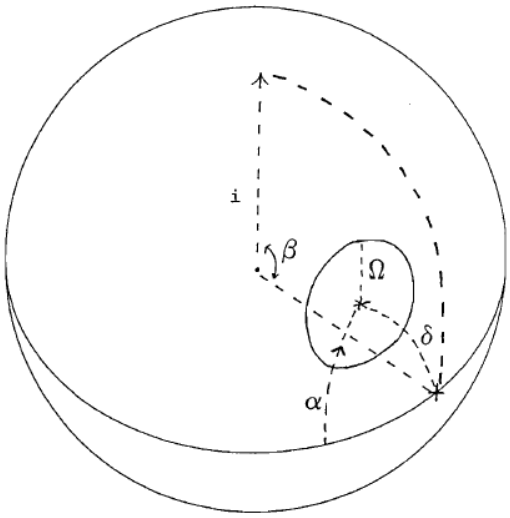
$\log \epsilon_N$	Colat.	Long.	Radius
-4.00	140°	0°	70°
-4.70	Remainder of Surface		

Silicon Geometry ($\log\epsilon_\odot = -4.50$)

Magnetic Colatitude:	0°-110°	110°-140°	140°-180°
$\log\epsilon_{Si}$	-4.30	-3.60	-6.00

Tabulka 5.1: Rozožení skvrny na povrchu HD 64740. Tabulka převzatá z [8].

Podle Bohlendera (1988) má hvězda HD 64740 na svém povrchu 3 různé heliové abundance, 3 křemíkové a 2 dusíkové. V tabulce 5.1 jsou znázorněné jednotlivé prvky spolu s polohou, velikostí a odpovídající abundancí. Je zde také zachycena sluneční abundance jednotlivých prvků. Umístění a velikost skvrn jednotlivých prvků je stanoveno podle polohy jejich středu vzhledem k viditelnému magnetickému pólu ve fázi $\Phi = 0$, tedy magnetická šířka a délka jsou vztažené k magnetickému pólu. Magnetická délka je v tomto případě určena jako 90° na oblouku spojující magnetický pól a nejbližší rotační pól. Tato geometrie je znázorněna na obrázku 5.1. V tomto případě je rotační osa označena symbolem ˆ, magnetické pole symbolem +. Úhel i je inklinace, úhel β udává sklon magnetické osy k rotační. Magnetická šířka je definovaná úhlem δ a magnetická délka úhlem α. Úhlový poloměr skvrn je dán Ω.



Obrázek 5.1: Ilustrace geometrie skvrn na povrchu hvězdy a geometrie magnetického pole. Jednotlivé symboly jsou vysvětleny v textu. Obrázek převzat z [7].

Bohlender (1988) definuje abundanci následujícím vztahem:

$$\varepsilon_j = \frac{N_j}{\sum_j N_j}, \tag{5.1}$$

kde N_j je koncentrace prvku j.

Všeobecně se ale používá podíl relativního zastoupení daného prvku k vodíku. I v programu TLUSTY se využívá tohoto vztahu, proto jsem musela hodnoty pro tyto tři prvky přepočítat. V tabulce 5.2 je přehled přepočítaných hodnot abundance helia, dusíku a křemíku a jejich vzájemné kombinace (označení dat je jen pro snadnější orientaci).

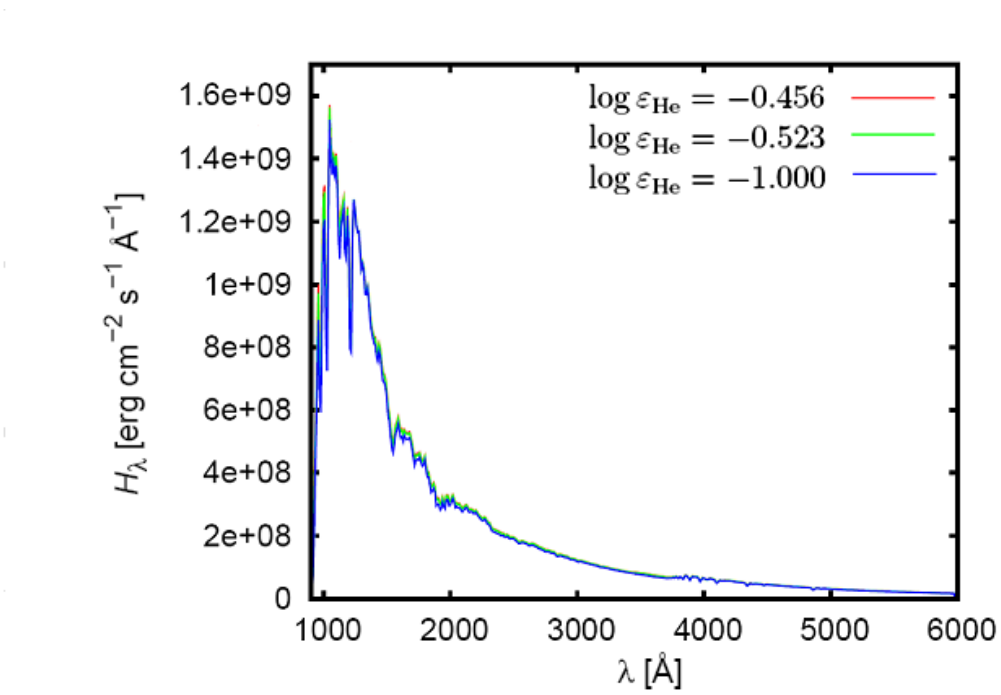
Abundance ostatních dvacetisedmi prvků se také liší od zvoleného modelu BG24000g400v2. Hodnoty odpovídající slunečnímu chemickému složení jsem získala z článku Asplund et al. (2005). Pro snadnější a rychlejší výpočet jsem však zanedbala vliv železa. Také se ukázalo, že hvězda HD 64740 je podobná hvězdě HD 37776. U této hvězdy je železo v deficitu (Khokhlova et al. 2000), proto jsem předpokládala, že ani u hvězdy HD 64740 nemusí mít železo velký vliv na strukturu atmosféry.

Pro určité chemické složení (postupnou změnou dat) jsem pomocí programu TLUSTY vždy vypočítala odpovídající model. Postupně jsem tak získala 18 modelů atmosfér. Z takto získaných modelů atmosfér jsem pomocí programu SYNSPEC (popsaný ve 4. kapitole) obdržela syntetická spektra.

1. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.538$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 1.538 \cdot 10^{-4}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 7.708 \cdot 10^{-5}$
2. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.538$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 1.538 \cdot 10^{-4}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 3.863 \cdot 10^{-4}$
3. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.538$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 1.538 \cdot 10^{-4}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 1.538 \cdot 10^{-6}$
4. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.538$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 3.069 \cdot 10^{-5}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 1.538 \cdot 10^{-6}$
5. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.538$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 3.069 \cdot 10^{-5}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 3.863 \cdot 10^{-4}$
6. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.538$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 3.069 \cdot 10^{-5}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 7.708 \cdot 10^{-5}$
7. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.428$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 1.428 \cdot 10^{-4}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 7.157 \cdot 10^{-5}$
8. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.428$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 1.428 \cdot 10^{-4}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 3.587 \cdot 10^{-4}$
9. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.428$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 1.428 \cdot 10^{-4}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 1.428 \cdot 10^{-6}$
10. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.428$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 2.849 \cdot 10^{-5}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 7.157 \cdot 10^{-5}$
11. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.428$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 2.849 \cdot 10^{-5}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 3.587 \cdot 10^{-4}$
12. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.428$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 2.849 \cdot 10^{-5}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 1.428 \cdot 10^{-6}$
13. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.111$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 1.111 \cdot 10^{-4}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 5.568 \cdot 10^{-5}$
14. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.111$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 1.111 \cdot 10^{-4}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 2.791 \cdot 10^{-4}$
15. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.111$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 1.111 \cdot 10^{-4}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 1.111 \cdot 10^{-6}$
16. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.111$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 2.217 \cdot 10^{-5}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 1.111 \cdot 10^{-6}$
17. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.111$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 2.217 \cdot 10^{-5}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 2.791 \cdot 10^{-4}$
18. data	$N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.111$	$N_{\mathrm{N}}/N_{\mathrm{H}} = 2.217 \cdot 10^{-5}$	$N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{H}} = 5.568 \cdot 10^{-5}$

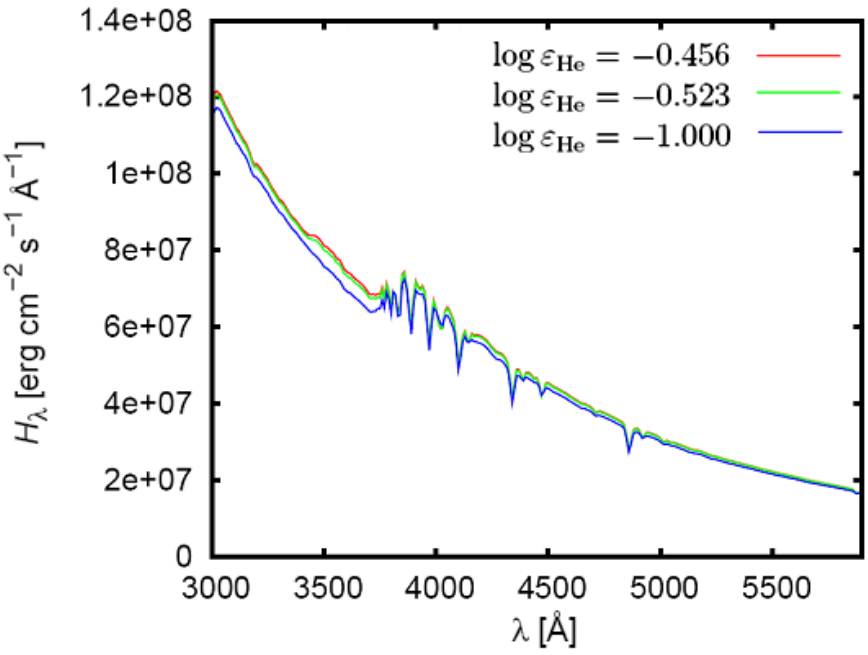
Tabulka 5.2: Přehled dat s různými abundancemi prvků.

Na obrázku 5.2 jsou znázorněné toky vypočtené programem TLUSTY pro atmosféry s různými hodnotami heliové abundance, křemíková abundance má hodnotu $\log \varepsilon_{\mathrm{Si}} = -3.6$ a dusíková $\log \varepsilon_{\mathrm{N}} = -4.7$. Pro fotometrickou proměnnost jsou velmi důležité změny v kontinuu, proto jsou toky vyhlazeny Gaussovým filtrem s disperzí 10 Å.



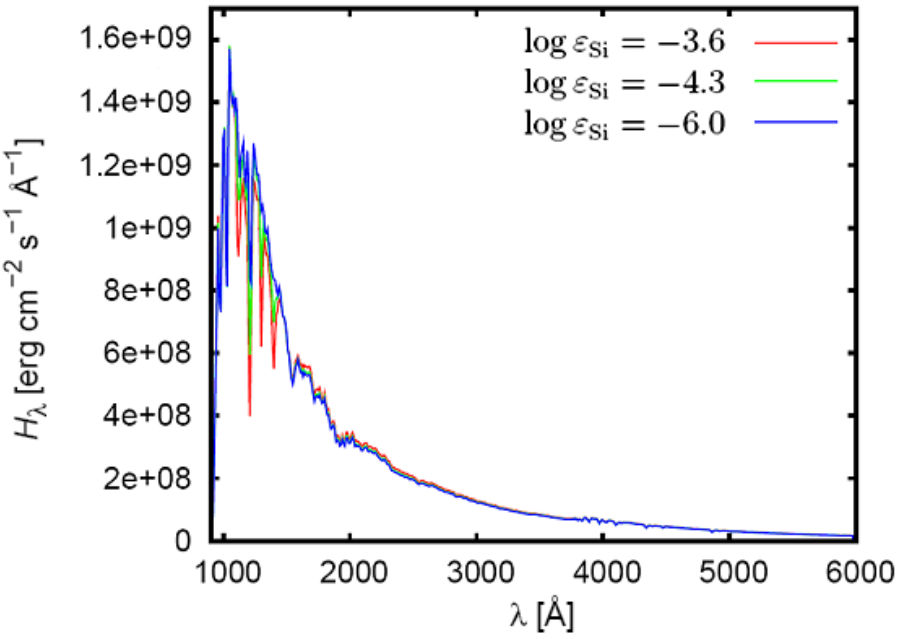
Obrázek 5.2: Zářivé toky vycházející z modelu atmosféry pro různé hodnoty heliové abundance.

Detailnější pohled zářivých toků ve viditelné části spektra (*uvby* oblasti) je znázorněn na obrázku 5.3. Zde vidíme, že oblast bohatší na helium má větší zářivý tok než oblasti s nižšími hodnotami heliové abundance. Všeobecně se soudí, že k přerozdělování zářivého toku dochází díky přítomnosti opticky aktivních atomů. Je zde větší absorpční koeficient v kontinuu, v důsledku vázaně-vázaných procesů.

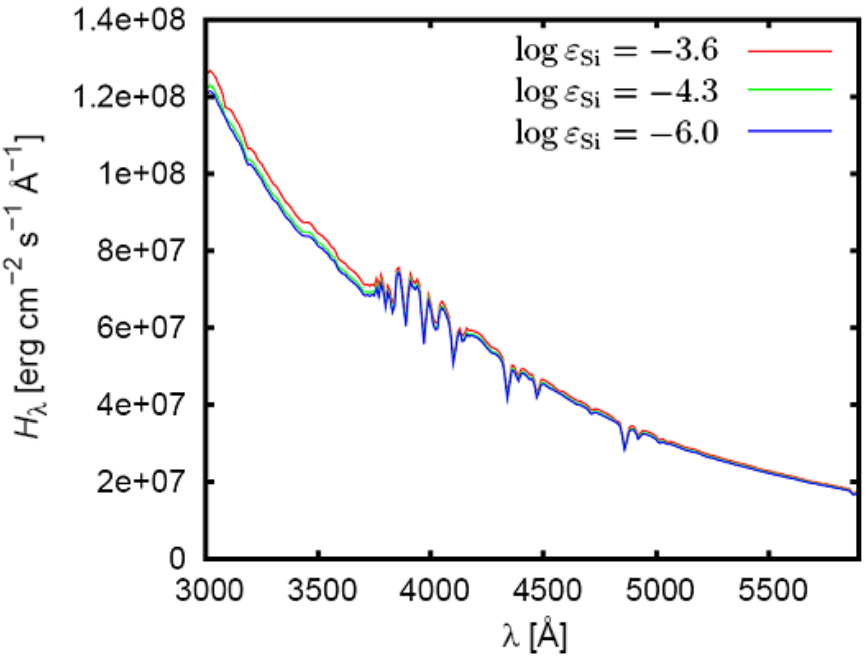


Obrázek 5.3: Detailnější pohled zářivých toků ve viditelné oblasti spektra.

Podobné toky získáme také pro modely atmosfér s různými hodnotami křemíkové abundance, s heliovou abundancí $\log \varepsilon_{\mathrm{He}} = -0.456$ a dusíkovou $\log \varepsilon_{\mathrm{N}} = -4.7$. Z detailnějšího pohledu (obrázek 5.6) opět vidíme, že oblast bohatší na křemík má větší zářivý tok, než oblasti s podstatně menší abundancí křemíku i zde hrají důležitou roli vázaně-vázané procesy.

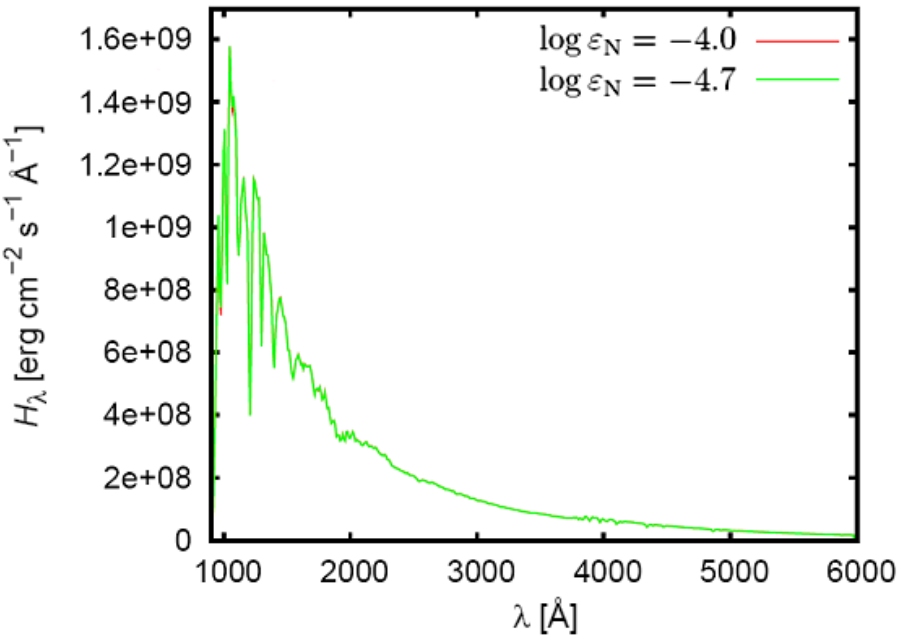


Obrázek 5.4: Zářivé toky pro různé hodnoty křemíkové abundance.

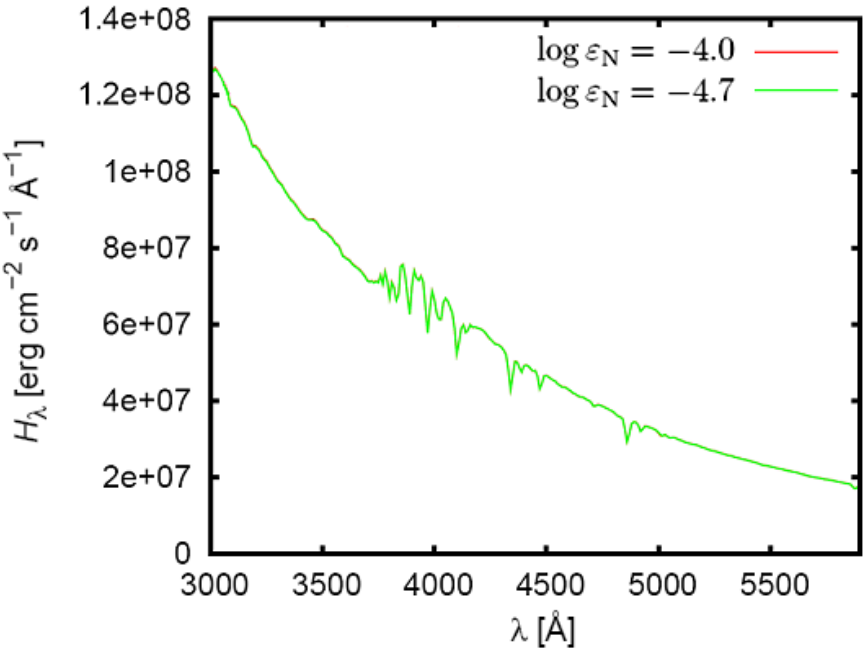


Obrázek 5.5: Detailnější pohled zářivých toků ve viditelné oblasti spektra.

Na obrázku 5.6 a 5.7 jsou znázorněné toky pro různé hodnoty dusíkové abundance, heliová abundance má hodnotu $\log \varepsilon_{\mathrm{He}} = -0.456$ a křemíková $\log \varepsilon_{\mathrm{Si}} = -3.6$. Ukázalo se, že pro různé hodnoty dusíkové abundance je rozdíl toků zanedbatelný, nemají tedy vliv na fotometrickou proměnnost hvězdy a dále s nimi nebylo počítáno.

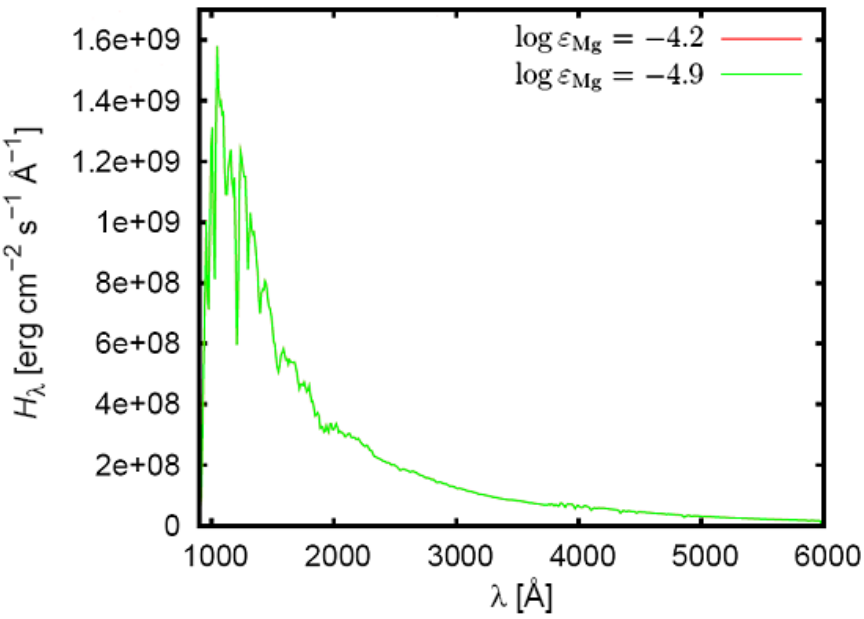


Obrázek 5.6: Zářivé toky pro různé hodnoty dusíkové abundance.

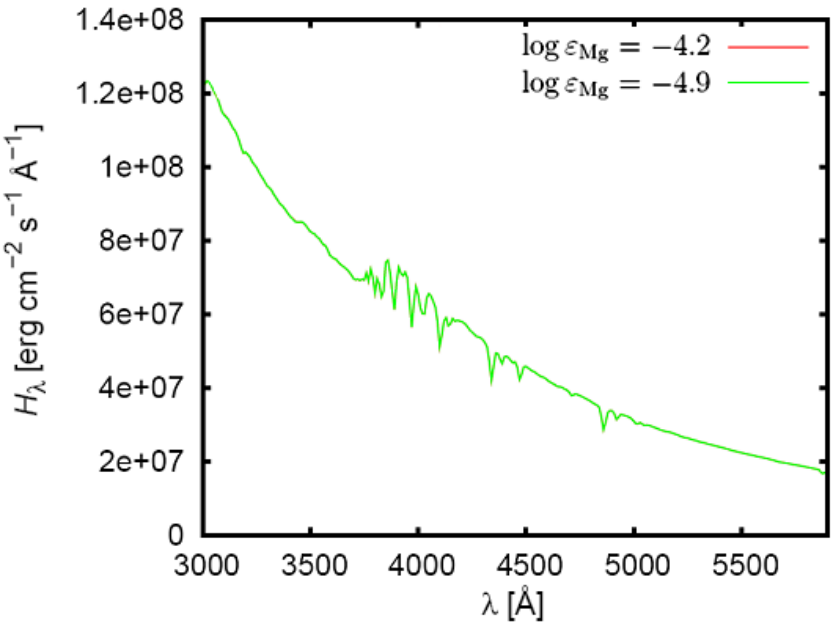


Obrázek 5.7: Detailnější pohled zářivých toků ve viditelné oblasti spektra.

Jak jsem zmínila dříve Bohlender (1988) se ve své dizertační práci nezabýval povrchovým rozložením hořčíku na povrchu hvězdy HD 64740. Ovšem v článku Bohlender & Landstreet (1990) je již s hořčíkem počítáno. Proto i já jsem zjišťovala, zda různé abundance hořčíku mají vliv na fotometrickou proměnnost hvězdy HD 64740. Z obrázků 5.8 a 5.9 jde vidět, že podobně jako u dusíku, ani hořčík nemá vliv na fotometrickou proměnnost. Rozdíl toků i zde je zanedbatelný. Heliová abundance má v obrázcích 5.8 a 5.9 hodnotu $\log \varepsilon_{\mathrm{He}} = -0.456$, křemíková $\log \varepsilon_{\mathrm{Si}} = -4.3$ a dusíková $\log \varepsilon_{\mathrm{N}} = -4.0$.



Obrázek 5.8: Zářivé toky pro různé hodnoty hořčíkové abundance.



Obrázek 5.9: Detailnější pohled zářivých toků ve viditelné oblasti spektra.

Takovéto změny toků mohou být interpretovány jako změny hvězdné velikosti. Definujeme-li veličiny Δm odpovídající hvězdné velikosti pro danou vlnovou délku, pak platí:

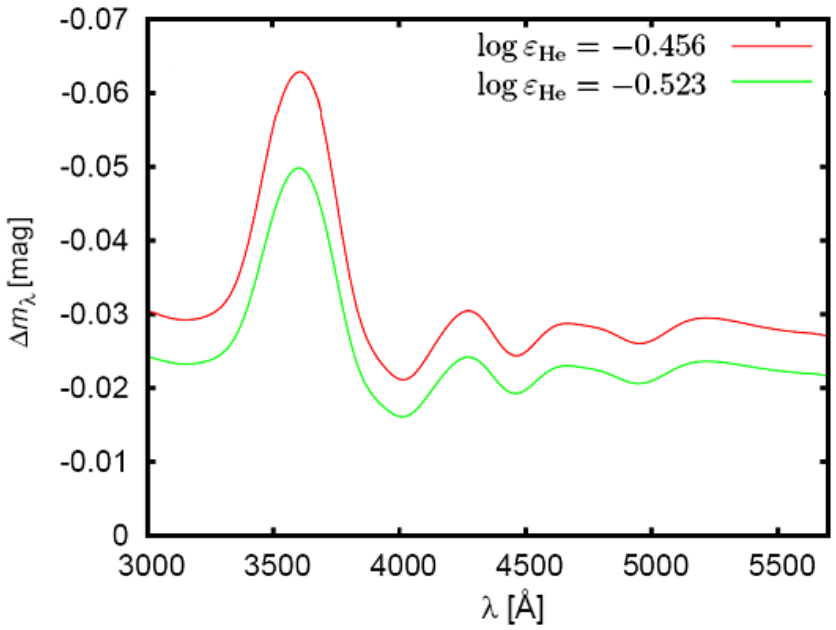
$$\Delta m_\lambda = -2.5 \log \left(\frac{H_\lambda(\log \varepsilon_{\mathrm{He}}, \log \varepsilon_{\mathrm{Si}})}{H_\lambda^{\mathrm{ref}}} \right), \tag{5.2}$$

kde H_λ^{ref} je referenční tok, pro helium bylo zvoleno $\log \varepsilon_{\mathrm{He}} = -1$, pro křemík $\log \varepsilon_{\mathrm{Si}} = -6$. Toky byly vyhlazeny Gaussovým filtrem s disperzí 120 Å.

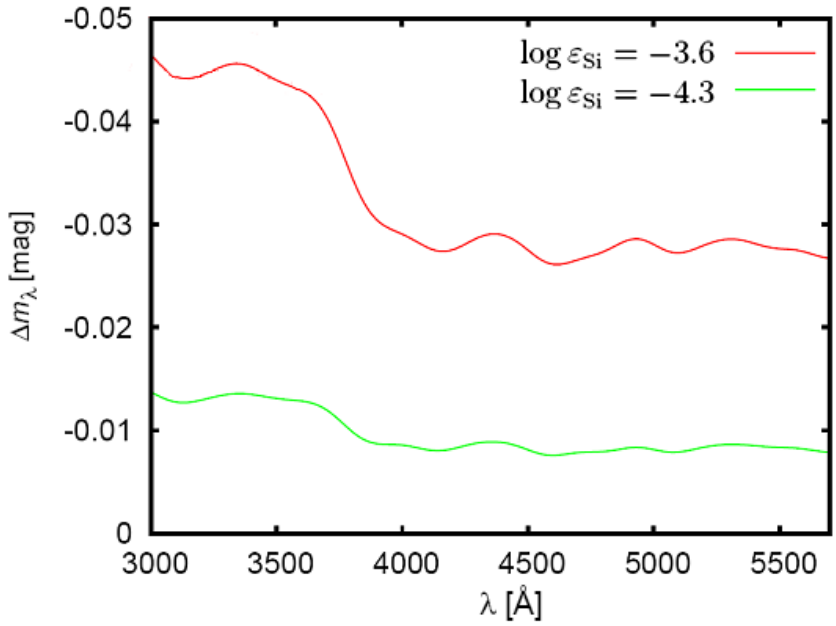
V obrázcích 5.10 a 5.11 vidíme v barvě u (maximum 350 nm) změny, které jsou spojené s Balmerovým skokem a výskyt skoku v důsledku ionizace helia. Změny magnitudy v barvě v (maximum 410 nm) mohou být také mírně ovlivněny Balmerovým skokem. Změny v barvách b (max. 465 nm) a y (max. 545 nm) jsou velmi podobné, což může být způsobeno tím, že tyto barvy se nacházejí ve Wienově části energetické distribuční funkce. Také se zde nenacházejí žádné důležité ionizační hrany.

Vzorec 5.2 jsem také použila pro dusík a hořčík, kde referenční tok H_λ^{ref} pro dusík byl zvolen $\log \varepsilon_{\mathrm{N}} = -4.7$, pro hořčík $\log \varepsilon_{\mathrm{Mg}} = -4.9$. Výsledky jsou znázorněné v obrázcích 5.12 a 5.13.

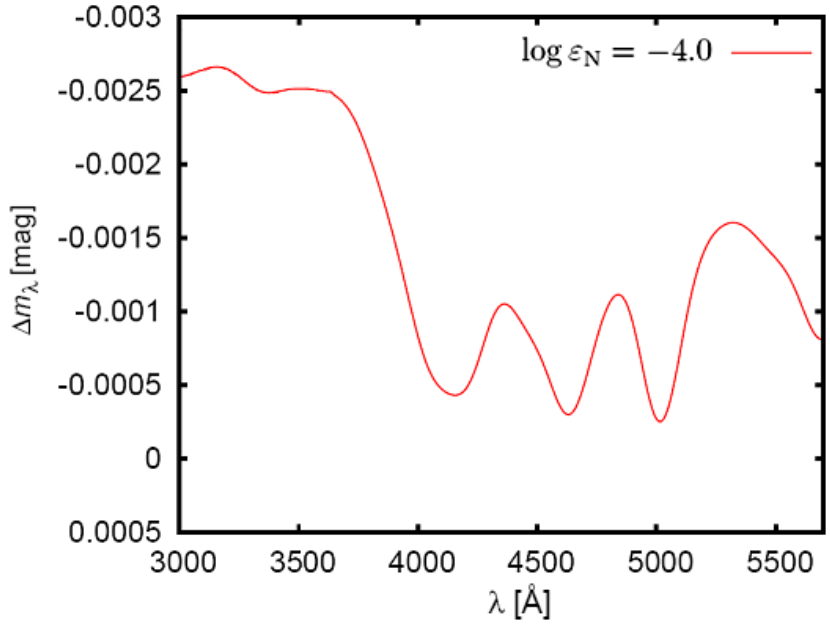
Z obrázků 5.10 až 5.12 je patrné, že u helia a křemíku dochází ke změnám hvězdných velikostí řádově setiny magnitudy, kdežto u hořčíku a dusíku jsou tyto změny zanedbatelné.



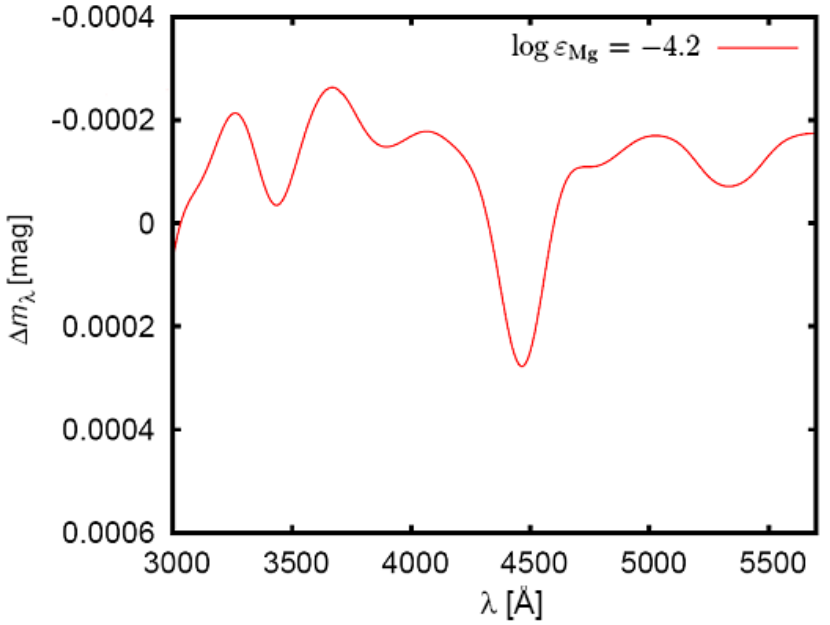
Obrázek 5.10: Změny hvězdných velikostí mezi toky spočtené se zvýšenou abundancí helia a tokem spočteným pro sluneční abundanci $\log \varepsilon_{He} = -1$.



Obrázek 5.11: Stejné jako v obrázku 5.10 jen pro abundance křemíku.

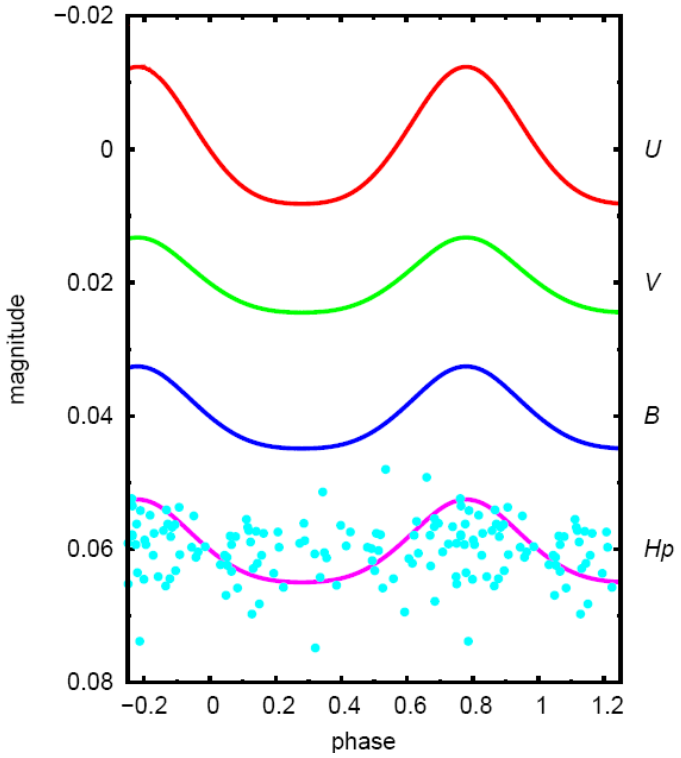


Obrázek 5.12: Změny hvězdných velikostí mezi toky spočtené pro různé hodnoty dusíkové abundance.



Obrázek 5.13: Stejné jako v obrázku 5.12 jen pro abundanci hořčíku.

Abych zjistila jaký vliv má helium na světelnou proměnnost, vypočítala jsem nejprve světelnou křivku jen pro nerovnoměrné rozložení helia na povrchu hvězdy (obrázek 5.14), kde jsem předpokládala, že abundance křemíku je na celém povrchu konstantní a to s hodnotou $\log \varepsilon_{\mathrm{Si}} = -4.3$.



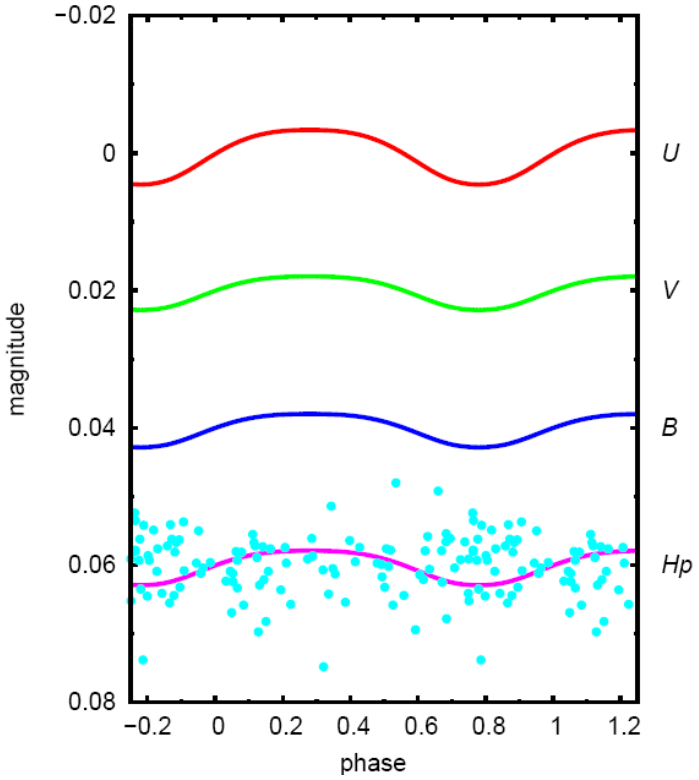
Obrázek 5.14: Světelné změny hvězdy HD 64740 v různých barvách spočtené jen pro nerovnoměrné rozložení helia na povrchu hvězdy. Modré body znázorňují pozorovanou světelnou křivku pomocí družice Hipparcos.

Z obrázku 5.14 je vidět, že pozorovaná světelná křivka z družice Hipparcos nemá takovou přesnost, jakou bych potřebovala. Jen náznakem jde vidět jakási proměnnost. Bohužel přesnější data nejsou k dispozici. I přesto jsem srovnala vypočtenou světelnou křivku s touto pozorovanou.

Vypočítaná amplituda světelné křivky jen pro nerovnoměrné rozložení helia na povrchu je o něco vyšší než pozorovaná amplituda světelné křivky. Maximum této křivky se nachází přibližně ve fázi $\Phi = 0.78$ což zhruba odpovídá poloze heliové skvrny s abundancí $\log \varepsilon_{\mathrm{He}} = -0.456$. Minimu světelné křivky ($\Phi = 0.3$) pak odpovídá oblast na povrchu hvězdy se sluneční

abundancí helia ($\log \varepsilon_{\mathrm{He}} = -1$).

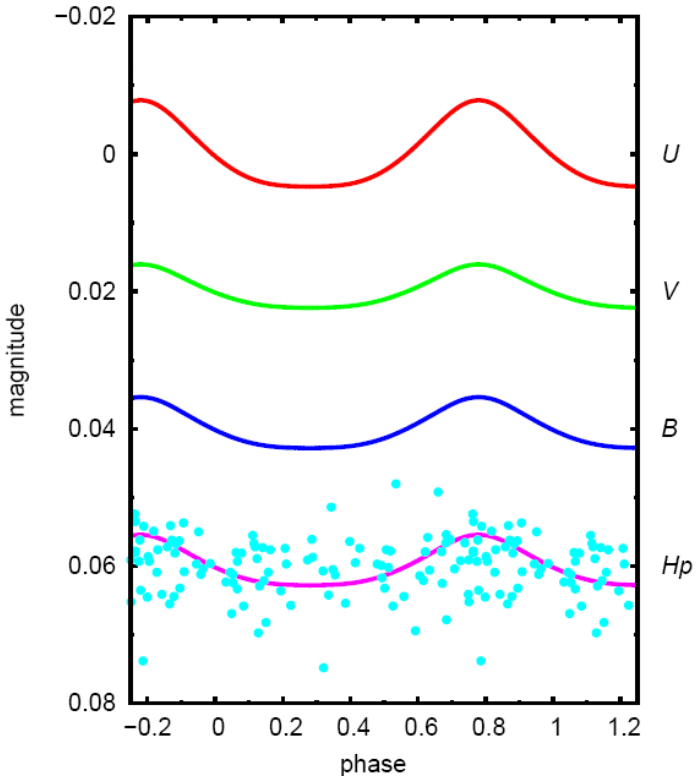
Na obrázku 5.15 je znázorněna světelná křivka pro nerovnoměrné rozložení křemíku na povrchu hvězdy s konstantní hodnotou heliové abundance $\log \varepsilon_{\mathrm{He}} = -1$. Z obrázku je patrné, že vypočítaná světelná křivka jen se započtením nerovnoměrného rozložení křemíku na povrchu hvězdy je v antifázi s pozorovanou světelnou křivkou. Maximum světelné křivky souhlasí s fází hvězdy (přibližně $\Phi = 0.3$), kdy se na viditelném povrchu hvězdy objeví křemíkový pás s abundancí $\log \varepsilon_{\mathrm{Si}} = -3.6$.



Obrázek 5.15: Světelná křivka pro nerovnoměrné povrchové rozložení křemíku srovnaná s pozorovanou světelnou křivkou od družice Hipparcos (modré body).

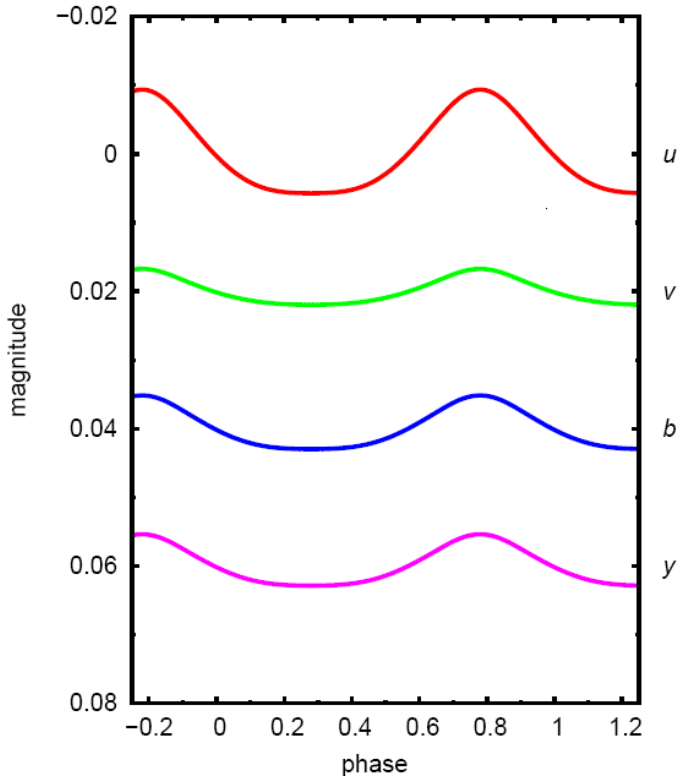
Z těchto dvou světelných křivek vyplývá, že helium a křemík jsou v antifázi. Ve výsledné světelné křivce, tedy se započtením jak nerovnoměrného rozložení helia na povrchu, tak i křemíku, jde vidět (obrázek 5.16), že křemík částečně potlačil velkou amplitudu helia, avšak amplituda je stále o něco

větší než pozorovaná amplituda světelné křivky. Rozdíl velikosti amplitud může být způsobený zanedbáním železa, které je významným zdrojem opacity (neprůhlednosti) v atmosférách horkých hvězd.



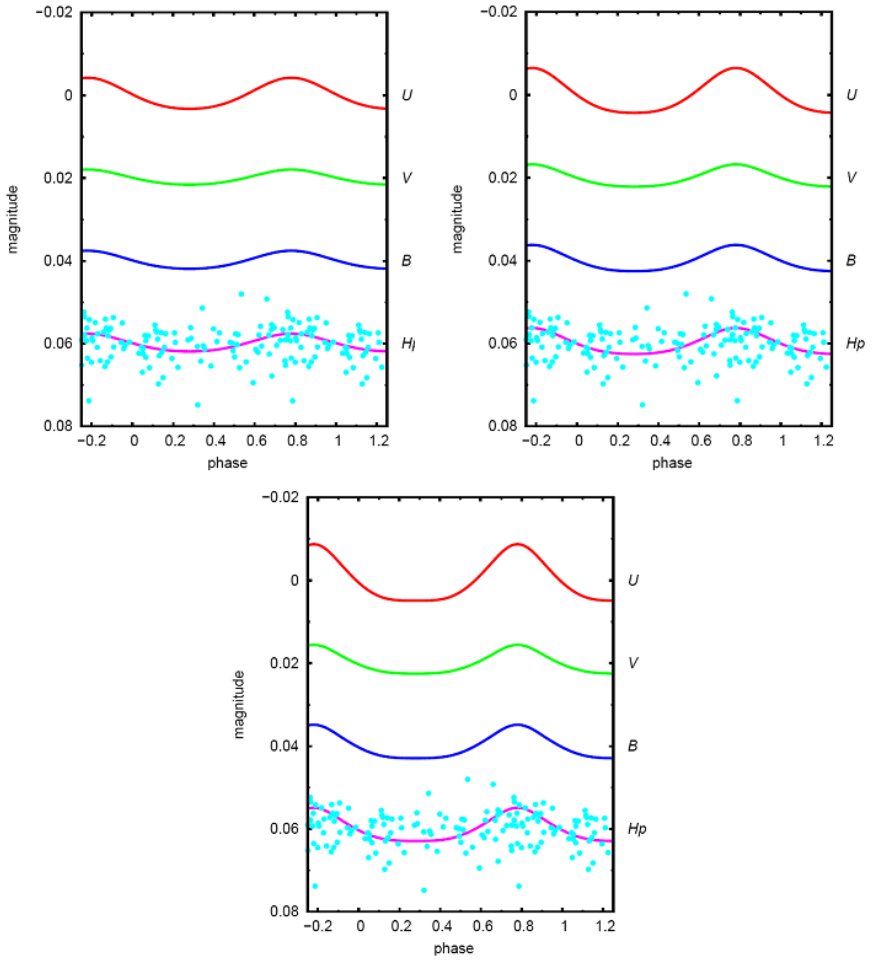
Obrázek 5.16: Výsledná světelná křivka se započtením jak nerovnoměrného rozložení helia na povrchu hvězdy tak i křemíku.

Na obrázku 5.17 je znázorněná světelná křivka ve filtrech *uvby*.



Obrázek 5.17: Stejná světelná křivka jako v obr. 5.16 jen vykreslená ve filtrech *uvby*.

Tvar světelné křivky závisí také na inklinaci i. Na obrázku 5.17 jsou znázorněné tři světelné křivky s různými hodnotami inklinace. Z obrázku vyplývá, že inklinace má vliv na velikosti amplitudy světelné křivky, čím menší inklinace, tím menší amplituda světelné křivky.



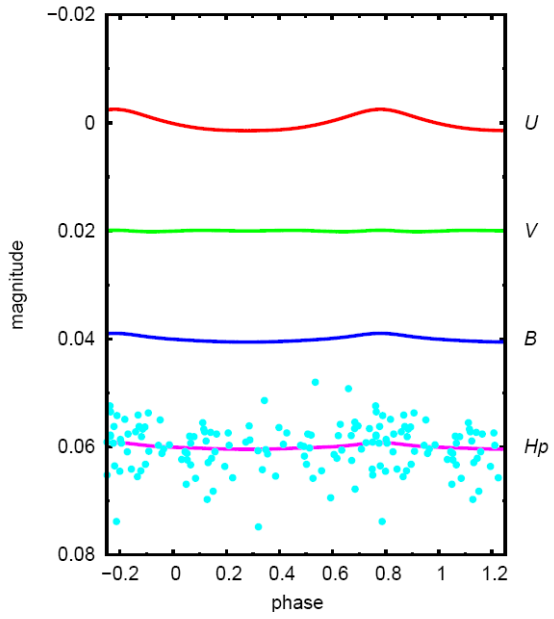
Obrázek 5.18: Světelné křivky s rozdílnou inklinací i. Světelná křivka vlevo nahoře má hodnotu inklinace rovnu $i = 20°$, vpravo nahoře, $i = 30°$ a třetí světelná křivka, dole, je vypočítaná s inklinací $i = 40°$.

Towserd (2008) se ve své práci mimo jiné zabývá také úhly β a i hvězdy HD 64740. Vycházel z Bohlenderových hodnot publikované v roce 1987, kde $\beta \leq 76°$ a $i \geq 41°$, a došel k dalšímu omezení těchto parametrů $\Rightarrow \beta + 2i \leq 150°$. Toto omezení velmi dobře souhlasí s hodnotami β a i publikované v dizertační práci Bohlendera (1988), kde $\beta = 78°$ a $i = 36° \Rightarrow \beta + 2i = 150°$.

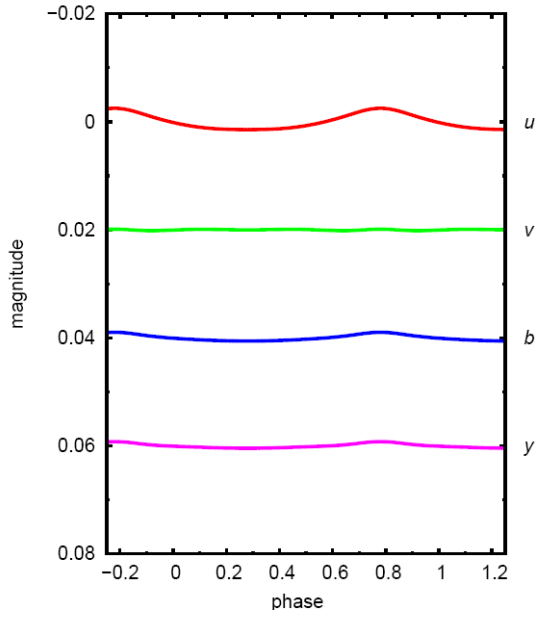
Jak jsem již zmínila dříve, v průběhu zpracování se ukázalo, že hvězda HD 64740 je velmi podobná hvězdě HD 37776. Mé výsledky jsou velmi podobné jako výsledky hvězdy HD 37776 publikované v práci Krtička et al. (2008). Světelné křivky hvězdy HD 37776 vypočtené pouze pro helium a pouze pro křemík jsou v antifázi, avšak u této hvězdy je hlavní příčinou fotometrické proměnnosti nerovnoměrné rozložení křemíku na povrchu. U hvězdy HD 64740 je to právě helium, které způsobuje fotometrickou proměnnost. Hvězda HD 37776 má také větší amplitudy světelných změn, řádově setiny magnitudy, kdežto HD 64740 pouze tisíciny magnitudy.

Na obrázku 5.19 je také znázorněná světelná křivka hvězdy HD 64740 (stejně jako v obr. 5.16), jen s tím rozdílem, že v tomto případě bylo do výpočtů modelů atmosfér zahrnuto také železo. Data jsem získala od mého vedoucího diplomové práce. Jak sami můžete vidět, železo u této hvězdy velmi ovlivňuje světelnou křivku. Amplituda světelné křivky se velmi zmenšila oproti modelu bez započtení železa v atmosféře (5.16). Na druhou stranu amplituda světelné křivky s železem se zdá být o něco menší než pozorovaná amplituda světelné křivky.

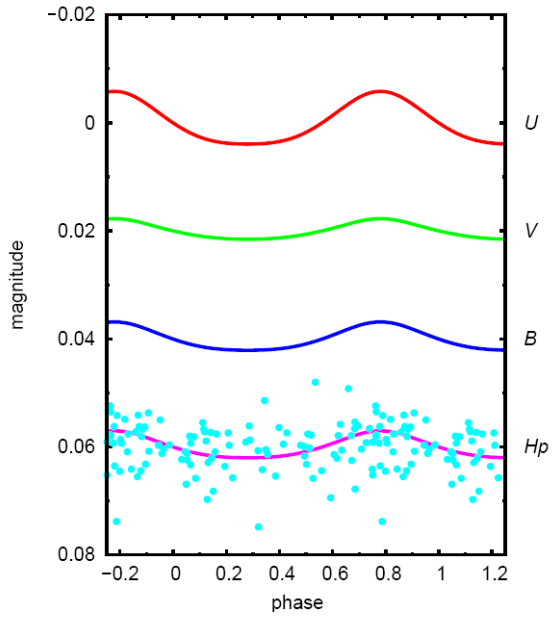
Světelné křivky jen pro nerovnoměrné rozložení helia, respektive křemíku, jsou znázorněné na obrázku 5.21, 5.22.
Pro další zpracování je nutné se zaměřit na pozorovanou světelnou křivku, zjistit její periodu světelných změn a následně porovnat s teoretickou křivkou.



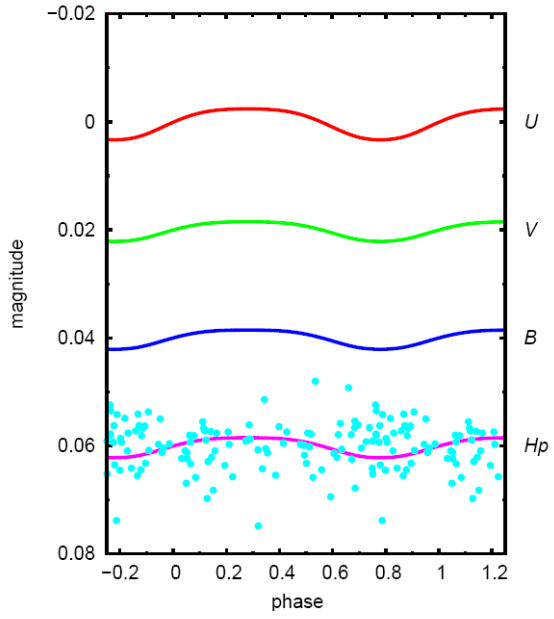
Obrázek 5.19: Světelná křivka stejná jako v obr. 5.16, ovšem v tomto případě je započteno železo v atmosféře hvězdy HD 64740.



Obrázek 5.20: Stejná světelná křivka jako v obr. 5.19 jen vykreslená ve filtrech *uvby*.



Obrázek 5.21: Světelná křivka jen pro nerovnoměrné rozložení helia na povrchu hvězdy HD 64740 se započtením železa v atmosféře této hvězdy.



Obrázek 5.22: Stejné jako v obrázku 5.21 jen pro nerovnoměrné rozložení křemíku na povrchu hvězdy.

Kapitola 6

Závěr

Úkolem mé diplomové práce bylo zjistit příčiny fotometrické proměnnosti hvězd s nadbytkem helia. Vycházela jsem z dizertační práce Bohlendera (1988), který se zabýval pěti chemicky pekuliárními hvězdami s nadbytkem helia. Mezi těmito hvězdami byla i hvězda HD 64740, kterou jsem si vybrala pro své studium. Tato hvězda má na svém povrchu dvě heliové skvrny, tři křemíkové a dvě dusíkové skvrny.

Pro samotné výpočty jsem používala programy TLUSTY a SYNSPEC. Jelikož jsem se nikdy s těmito programy nesetkala a ani jsem neměla tušení, jak se programuje ve Fortranu, bylo pro mě velmi obtížné se seznámit s těmito programy a pochopit jakým způsobem fungují. Po všech možných peripetií jsem se aspoň částečně seznámila s těmito programy. Zjistila jsem, že je zde možnost nastavit nespočet parametrů, ovšem pro mé výpočty mi stačilo znát jen ty nejzákladnější.

Programem TLUSTY jsem počítala modely atmosfér. Obdržela jsem 18 modelů atmosfér pro různé chemické složení. Z takto získaných modelů atmosfér jsem díky programu SYNSPEC obdržela syntetická spektra. Ze závislosti toku na vlnové délce jsem zjistila, že modely s vyšší abundance helia a křemíku mají větší zářivý tok než nižší hodnoty abundance těchto prvků. Dále jsem také zjistila, že dusíkové a hořčíkové skvrny nemají žádný vliv na světelnou proměnnost hvězdy, proto jsem se těmito prvky již dále nezabývala.

Srovnáním vypočtených světelných křivek s pozorovanou světelnou křivkou jsem zjistila, že světelné křivky se započtením buď jen nerovnoměrného rozložení helia na povrchu, nebo jen křemíku jsou v antifázi a že helium významně ovlivňuje světelnou proměnnost této hvězdy. Amplituda světelné

křivky vypočtená bez výskytu železa v atmosféře hvězdy HD 64740 je o něco vyšší než pozorovaná světelná křivka. Další zpracování však ukázalo, že železo v atmosféře této hvězdy by mohlo velmi ovlivňovat opacitu hvězdy. Amplituda světelné křivky již se započtením železa se ovšem zdá být o něco menší než pozorovaná amplituda světelné křivce.

Dále jsem si všimla, že hvězda HD 64740 je velmi podobná hvězdě HD 37776, která na svém povrchu má také heliové a křemíkové skvrny. Obě tyto hvězdy mají velmi podobné výsledky. U obou hvězd jsou světelné křivky jen pro nerovnoměrné rozložení helia a jen pro křemík v antifázi. U hvězdy HD 64740 však fotometrickou proměnnost způsobuje nerovnoměrné rozložení helia, kdežto u hvězdy HD 37776 je to právě křemík, který ovlivňuje světelnou proměnnost.

Literatura

[1] Adelman, S. J. et al. 2002, ApJ, 575, 449

[2] Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J. 2005, ASPC, 336, 26

[3] Babcock, H. W. 1947, ApJ, 105, 105

[4] Babcock, H. W. 1949, Obs, 69, 191

[5] Babcock, H. W. 1951, ApJ, 114, 1

[6] Barker, P. K, Brown, D. N., Bolton, C. T., Landstreet, J. D. 1982, NASCP, 2338, 589

[7] Bohlender, D. A.: *Abundance and magnetic field geometries of hte helium-strong stars,*(dizertační práce), The University of Western Ontario, London, 1988

[8] Bohlender, D. A., Brown, D. N., Landstreet, J. D., Thompson, I. B. 1987, ApJ, 323, 325

[9] Bohlender, D. A., Landstreet, J. D. 1990, ApJ, 358, 274

[10] Borra, E. F., Landstreet, J. D. 1977, ApJ, 212, 141

[11] Borra, E. F., Landstreet, J. D. 1979, ApJ, 228, 809

[12] Briquet, M., Hubrig, S., De Cat, P., Aerts, C., North, O., Schöller, M. 2007 A & A, 466, 269

[13] Buser, R., Kurucz, R. L. 1978, A & A, 70, 555

[14] Code et al. 1976, ApJ, 203, 417

[15] Cox, A. N., ed., 2000, Astrophysical Quantities (New York: AIP Press)

[16] Cramer, N., Maeder, A. 1979, A & A, 78, 305

[17] Cramer, N. 1984, A & A, 132, 283

[18] Deutsch, A. J. 1958, IAUS, 6, 209

[19] Deutsch, A. J. 1970, ApJ, 159, 985

[20] Fowler, W. A. et al. 1965, ApJ, 142, 423

[21] Goncharskij, A. V. 1982, AZh, 59, 1146

[22] Greenstein, J. L., Wallerstein, G. 1958, ApJ, 127, 237

[23] Groote, D., Kaufmann, J. P, Hunger, K. 1978, A & A, 63, 9

[24] Hatzes, A. P. 1996, IAUS, 176, 305

[25] Havnes, O., Conti, P. S. 1971, A & A, 14, 1

[26] Hubený, I.: *Stellar Atmospheres Theory: An Introduction*

[27] Hiltner, W. A., Garrison, R. F., Schild, R. E. 1969, ApJ, 157, 313

[28] IAU Symposium No. 224. Edited by J. Zverko, J. Žižňovský, S. J. Adelman, W. W. Weiss, Cambridge University Press, 2004

[29] Jenkins, E. B. 2009 ApJ, 700, 1299

[30] Klinglesmith, D. A. et al. 1970, ApJ, 159, 513

[31] Kochukhov, O., Piskunov, N. 2002, A & A, 389, 420

[32] Krtička, J. et al. 2008 A & A, 470, 1089

[33] Krtička, J. et al. 2009 A & A, 499, 567

[34] Kurucz, R. L. 1979 ApJS, 40, 1

[35] Landstreet, J. D. 1980 ApJ, 85, 611

[36] Landstreet, J. D. 1982 ApJ, 258, 639

[37] Landstreet, J. D. 1988 ApJ, 326, 967

[38] Lanz, T., Hubený, I. 2007, ApJS, 169, 83

[39] Lanz, T., Hubený, I.: SYNSPEC – A User's Guide, 2000

[40] Lanz, T., Hubený, I.: TLUSTY – A User's Guide, 2003

[41] Lester, J. B. 1976, ApJ, 210, 153

[42] Lester, J. B. 1979, ApJ, 233, 644

[43] Lester, J. B. et al. 1986, ApJS, 61, 509

[44] Maeder, A. 1981, A & A, 102, 401

[45] Maeder, A., Mermilliod, J. C. 1981, A & A, 93, 136

[46] Maitzen, H. M. 1984, A & A, 138, 493

[47] Mathys, G., Lanz, T. 1990, A & A, 230, 21

[48] Mathys, G., Lanz, T. 1993, A & A, 280, 486

[49] Michaud, G. 1970, ApJ, 160, 641

[50] Mikulášek, Z., Krtička, J.: *Fyzika horkých hvězd* (skripta), 2007

[51] Nissen, P. E. 1974, A & A, 36, 57

[52] Osmer, P. S., Peterson, D. M. 1974, ApJ, 187, 117

[53] Pedersen, H. 1979, A & AS, 35, 313

[54] Pedersen, H., Thomsen, B. 1977, A & AS, 30, 11

[55] Piskunov, N. E. 1990 MmSAI, 61, 577P

[56] Preston, G. W. 1974, Ara & A, 12, 257

[57] Rice, J. B. 1996, IAUS, 176, 19

[58] Rutten, R. J.: *Radiative Transfer In Stellar Atmospheres*, 2003

[59] Ryabchikova, T. 2003, ASPC, 305, 181

[60] Stibbs, D. W. N. 1950, MNRAS, 110

[61] Swings, J. P. et al. 1973, A & A, 29, 207

[62] Švestka, Z.: *Hvězdné atmosféry*, Československá akademie věd, Praha 1954

[63] Thompson, I. B., Landstreet, J. D. 1985, ApJ, 289, 29

[64] Towsend, R. H. D. 2008 MNRAS, 389, 559

[65] Vauclair, S. 1975, A & A, 45, 233

[66] Vauclair, S., Vauclair, G. 1982, ARA & A, 20, 37

[67] Vreux, J. M. et al. 1973, A & A, 29, 211

[68] http://archive.ast.cam.ac.uk/hipp

[69] http://nova.astro.umd.edu