



MASARYKOVA UNIVERZITA  
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA  
ÚSTAV TEORETICKÉ FYZIKY A ASTROFYZIKY

**SPEKTROSKOPICKÁ ANALÝZA B[e] HVĚZDY V2028 CYG**

Disertační práce

**Jan Polster**

ŠKOLITEL: Mgr. DANIELA KORČÁKOVÁ, Ph.D.

BRNO 2012

## Bibliografický záznam

- Autor:** Mgr. Jan Polster  
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita  
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky
- Název práce:** Spektroskopická analýza B[e] hvězdy V2028 Cyg
- Studijní program:** Fyzika
- Studijní obor:** Teoretická fyzika a astrofyzika
- Školitel:** Mgr. Daniela Korčáková, Ph. D.  
Matematicko-fyzikální fakulta, Karlova univerzita  
Astronomický ústav
- Akademický rok:** 2011/2012
- Počet stran:** 104
- Klíčová slova:** horké hvězdy, B[e] jev, spektroskopie, okolohvězdné prostředí, modelování spektrálních čar, V2028 Cyg

## Bibliographic entry

**Author:** Mgr. Jan Polster  
Faculty of Science, Masaryk University  
Department of Theoretical Physics and Astrophysics

**Title of Dissertation:** Spectroscopic analysis of the B[e] star V2028 Cyg

**Degree Programme:** Physics

**Field of Study:** Theoretical Physics and astrophysics

**Supervisor:** Mgr. Daniela Korčáková, Ph. D.  
Faculty of Mathematics and Physics, Charles University  
Astronomical Institute

**Academic Year:** 2011/2012

**Number of Pages:** 104

**Keywords:** hot stars, B[e] phenomenon, spectroscopy, circumstellar environment, line-profile modelling, V2028 Cyg

Prohlašuji, že jsem tuto disertační práci vypracoval  
samostatně jen s použitím zdrojů uvedených  
v seznamu použité literatury.

Jan Polster

## **Poděkování**

Děkuji vedoucí své disertační práce, Mgr. Daniele Korčákové, Ph. D., za čas, trpělivost a konzultace, které mi věnovala během zpracovávání tohoto úkolu. Děkuji také všem, kteří se podíleli na pozorování spekter V2028 Cyg v Ondřejově.

# Abstrakt

V rámci této disertační práce se autor soustředí na spektroskopii hvězdy V2028 Cyg (MWC 623), která je řazena mezi objekty s B[e] spektrem. Toto označení náleží skupině, zahrnující poměrně pestrou škálu objektů na různém stupni vývoje. Jejich prachoplynné obálky mají velmi podobné vlastnosti, což se projevuje shodnými znaky ve spektru. Vzhled spektra řadí do této skupiny i V2028 Cyg, není však zatím jasné, do které podtřídy v rámci B[e] objektů hvězda náleží. Předchozí studie jí v HR diagramu přiřazují pozici blízkou pomezí B[e] a klasických Be hvězd.

Vlastní hvězda je stíněna obálkou, což zabraňuje použití klasických modelů hvězdných atmosfér pro spektroskopickou analýzu. Tím nabývá na důležitosti studium časových závislostí změn ve spektru. V2028 Cyg byla již dříve spektroskopicky zkoumána, vždy se však jednalo jednotlivá pozorování z různých přístrojů.

Předkládaná práce vyplňuje tuto mezeru a přináší analýzu změn ve spektru, založenou na vlastním systematickém pozorování v délce šesti let. Jsou zde uvedeny výsledky měření změn radiální rychlosti absorpční a emisní složky spektra, ekvivalentních šířek emisí a dále jsou zkoumány změny v profilu emise  $H\alpha$  pomocí měření intenzity, šířky a bisektorů.

Pro interpretaci pozorovaných změn emise  $H\alpha$  a jejich vzájemných závislostí byly vytvořeny jednoduché modely: disk se skvrnou/ramenem, dvojhvězda s hvězdným větrem chladné složky, dvojhvězda se společnou obálkou, disk s prachovým prstencem. Nejlepší shodu s pozorováním vykazuje disk s prachovým prstencem, který je schopen vysvětlit všechny korelace časových závislostí jednotlivých spektrálních veličin. Disk je geometricky i opticky tlustý a pozorujeme jej téměř rovnoběžně s jeho rovinou. Jak hvězda, tak disk jsou zdrojem rychlého větru, který má tvar kužele s malým vrcholovým úhlem. Prachový prsteneček a opticky tlusté prostředí disku stíní většinu vyzařujícího objemu disku i větru.

Popsaný model nabízí hypotézu, že se v případě V2028 Cyg jedná o samotnou horkou hvězdu a absorpční spektrum typu K vzniká v chladných vnějších oblastech disku. Tuto interpretaci podporuje i průběh změn radiální rychlosti absorpční složky spektra, který má podobný trend jako radiální rychlosti křídel čáry  $H\alpha$ . Měření rychlostí absorpčních čar jsou však zatížena velkou chybou. V případě, že se jedná o dvojhvězdu, je její perioda delší než 25 let.

# Abstract

The thesis is focused on spectroscopic analysis of the star V2028 Cyg (MWC 623) which belongs to the group of objects showing B[e] phenomenon. This group is very heterogenous, containing several types of objects in different evolutionary stages. These stars are peculiar by very strong permitted and also forbidden lines, originating in extended circumstellar envelope. V2028 Cyg belongs to this group due to its spectral features. It is unknown which particular subgroup it occupies. Its position in HR diagram is, according to former studies, close to the Be stars.

The star is shrouded by an envelope which makes it very difficult to use the classical models of stellar atmospheres for the spectral analysis. Therefore, the temporal variations of the spectral features become very important. The spectral analysis of V2028 Cyg has been done by several authors before. In all cases, however, it was based on a few spectra observed by distinct telescopes.

This thesis fills the gap mentioned above and brings spectral variation analysis, based on six years long observation campaign. There are presented measurement results of radial velocities (absorptions, emissions) and equivalent widths (emissions) variations.  $H\alpha$  line profile, and its line intensity, width and bisectors are used for the further analysis.

For interpretation of the observed  $H\alpha$  emission variations and their mutual dependencies, following simple models were implemented: disc with spot/spiral arm, a binary with a wind from a cold component, binary with a common envelope, disc with a dust ring. The best agreement with observations shows the model of disc with a dust ring. It is able to explain all correlations of the observed spectral quantities variations. The disc is geometrically thick and we observe it in nearly edge-on orientation. Both, star and disc, are sources of fast wind shaped as cone with a small top angle. The dust ring and the disc itself obscures most of the emitting volume of the disc and wind.

The described model offers a hypothesis that V2028 Cyg is a single hot star and the K-type absorption spectrum originates in the outer, cool parts of the disc. This interpretation is supported also by variations of the absorption component radial velocities which show similar features as the velocities of  $H\alpha$  wings. There are, however, large uncertainties in those measurements. Therefore, V2028 Cyg still might be a binary. In this case, the orbital period must be longer than 25 years.





# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Charakteristika objektů</b>	<b>3</b>
2.1	Be hvězdy . . . . .	3
2.2	Objekty s B[e] spektrem . . . . .	4
2.2.1	Charakteristiky B[e] spektra . . . . .	5
2.2.2	Rozdělení B[e] hvězd . . . . .	6
2.2.3	Okolohvězdné prostředí . . . . .	10
2.3	Hvězda V2028 Cyg . . . . .	11
2.3.1	Spektrum . . . . .	11
2.3.2	Obálka . . . . .	12
2.3.3	Proměnnost . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Data</b>	<b>15</b>
3.1	Pozorování . . . . .	15
3.2	Redukce . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Analýza spekter</b>	<b>22</b>
4.1	Identifikace čar . . . . .	22
4.2	Ekvivalentní šířky . . . . .	23
4.3	Šedá reprezentace . . . . .	28
4.4	Radiální rychlosti . . . . .	30
4.4.1	Metoda zrcadlení . . . . .	32
4.4.2	Metoda proložení profilu křivkou . . . . .	32
4.4.3	Porovnávání intervalů . . . . .	34

## OBSAH

---

4.4.4	Měření rychlosti v křídlech . . . . .	42
4.4.5	Shrnutí . . . . .	45
4.5	Profily čar . . . . .	46
4.5.1	Čáry kovů . . . . .	46
4.5.2	Balmerovy čáry . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Modelování bisektorů</b>	<b>56</b>
5.1	Model typu disk – skvrna/rameno . . . . .	58
5.1.1	Výsledky . . . . .	61
5.2	Dvojhvězda s hvězdným větrem od chladné složky . . . . .	68
5.2.1	Výsledky . . . . .	70
5.3	Dvojhvězda se společnou obálkou . . . . .	72
5.4	Model disku s prachovým prstencem . . . . .	73
<b>6</b>	<b>Diskuse a závěr</b>	<b>78</b>
<b>A</b>	<b>Seznam spekter</b>	<b>84</b>
<b>B</b>	<b>Seznam programů a skriptů</b>	<b>88</b>

# Kapitola 1

## Úvod

Objekty ze skupin Be a B[e] jsou horkými hvězdami, které se vyznačují výraznou emisní složkou spektra. Dominují zde především emisní čáry Balmerovy série vodíku, které jsou dále provázeny emisemi, příslušejícími těžším prvkům. Přítomnost výrazného emisního spektra ukazuje na to, že tyto hvězdy jsou zahaleny do více či méně rozsáhlé obálky, a někdy se s nimi můžeme setkat také pod pojmenováním „hvězdy se závojem“.

„Klasické“ Be hvězdy jsou již poměrně dobře známou skupinou. Pozorujeme u nich několik typů emisního spektra, ty jsou však vysvětleny jednou společnou teorií. Jedná se tedy pravděpodobně o poměrně homogenní skupinu objektů, které jsou tvořeny rychle rotující hvězdou s plynným diskem. Oproti tomu objekty se spektrem typu B[e] se ukazují být spíše množinou několika rozdílných typů objektů, které sdílejí podobné vlastnosti spektra, a tedy i podmínky v obálce. Jak napovídá označení, jsou v jejich spektru vždy přítomny zakázané emisní čáry.

Obálka stíní hvězdnou fotosféru a pozorované spektrum proto neodpovídá spektru standardních hvězd daných spektrálních typů (modelování kódem SIMECA; Stee, 1998). To ztěžuje či přímo znemožňuje určení parametrů hvězdy pomocí klasických modelů hvězdných atmosfér. Modelováním podmínek v obálce B[e] veleobrů se zabývá skupina kolem D. J. Hilliera. Vytvořili non-LTE 2D model, který je detailně popsán v Zsargo a kol. (2008). Další skupina je soustředěna kolem Ph. Stee. Jeho model SIMECA je navržen pro interpretaci interferometrických pozorování hvězd s rozsáhlou atmosférou. Nyní pracuje na verzi kódu

(SIMECA II<sup>1</sup>), zaměřené na analýzu objektů s B[e] spektrem. V současnosti však neexistují komplexní modely obálek B[e] objektů, které by zahrnovaly jak přenos záření, tak hydrodynamiku prostředí.

Modelování těchto objektů ztěžuje i jejich asymetrický tvar. Pro jejich popis je zapotřebí vzít v úvahu 2D, a často i 3D strukturu. Hrubý odhad geometrie objektu může být odvozen z interferometrických pozorování. Touto metodou byly pozorovány některé galaktické objekty (HD 62623, CPD -57 2874, HD 50138), a to přístroji Keck I, II a VLT/MIDI.

Nejvíce studovanou skupinou jsou B[e] veleobří. Stothers a Chin (1996) publikovali vývojové modely velmi hmotných hvězd, které zmiňují tyto objekty jako jednu z fází vývoje hvězd s počáteční hmotností 30 – 90  $M_{\odot}$ . Populace B[e] veleobrů byla potvrzena i v Magelanových mračnecích (MM). Fotometrickou a spektrální analýzu této skupiny uvádí např. Zickgraf a kol. (1986). B[e] veleobří v MM jsou často studovanou skupinou. Analýza je zde usnadněna, neboť je známa vzdálenost, a tím i svítivost a pozice na HR diagramu.

Hvězda V2028 Cyg patří mezi objekty typu B[e] a leží podle některých pozorování (Zickgraf, 2001) v HR diagramu blízko pomezí s oblastí výskytu Be hvězd. Je tedy příhodným objektem ke studiu možných společných vlastností těchto dvou skupin. Tato hvězda je v rámci skupiny B[e] stále neklasifikována a její spektrum je neobvyklé. Mezi nejvýznamnější spektroskopické práce patří studie Zickgraf a kol. (1989), na kterou navazuje (Zickgraf, 2001) podrobnějším rozborem s určením spektrálního typu a vzdálenosti. Fotometrická pozorování se zjištěním proměnnosti a průměrné jasnosti hvězdy lze nalézt např. v Allen a Swings (1976) nebo Bergner a kol. (1995). Ve všech případech se však jednalo o jednotlivá či krátkodobá pozorování a chybí proto bližší informace o povaze dlouhodobých změn ve spektru.

V rámci této práce byla zpracována spektroskopická data ze šest let trvající pozorovací kampaně na 2 m dalekohledu v Ondřejově. Jsou zde prezentovány výsledky spektroskopie hvězdy V2028 Cyg, především se zřetelem na variace emisní složky spektra. Tyto výsledky jsou srovnány se sadou jednoduchých modelů, jejichž účelem je blíže určit chování a geometrii obálky hvězdy. Součástí diskuse je také otázka zda se v případě V2028 Cyg jedná o samostatnou hvězdu či binární systém.

---

<sup>1</sup><http://www-n.oca.eu/stee/page1/page11/page11.html>

## Kapitola 2

# Charakteristika objektů

### 2.1 Be hvězdy

Jedná se o horké hvězdy (spektrální třída B), jejichž spektrum obsahuje emisní čáry, především čáry Balmerovy série vodíku a jednou ionizovaných kovů (Fe II, Cr II, Ti II, Mg II, Ca II, . . .). Obecně jsou to rychle rotující ( $v_{\text{rot}} \sin i \sim 100 - 400$  km/s) hvězdy a jejich rotační rychlosti se v mnoha případech blíží rychlosti kritické ( $v_c = \sqrt{GM/R}$ ). Předpokládá se, že emisní čáry se formují v okolohvězdném prostředí tvaru disku či prstence v rovníkové rovině hvězdy. Existence disku je odvozována především z tvaru a změn profilů čar Balmerovy série. Nemá-li hvězda disk, pozorujeme prostou absorpci typu B. Přítomnost disku se projevuje klasickým Be profilem čar (emise se dvěma vrcholy). Pro okrajové hodnoty inklinace pak pozorujeme buď profil typu Be pole-on ( $i \sim 0^\circ$ , jednoduchý emisní profil) nebo Be-shell ( $i \sim 90^\circ$ , emise s výraznou absorpcí v centru čáry). Rychlá rotace hvězd je považována za jeden z hlavních faktorů, které přispívají ke vzniku disku.

U Be hvězd je pozorována jak fotometrická, tak spektrální proměnnost. Pro tento typ hvězd jsou typické změny profilů čar balmerovy série, a to jak změny mezi některými fázemi (B, Be, Be-shell, Be pole-on), tak změny poměru intenzity v červené a modré části (V/R proměnnost) či celkové intenzity čáry.

Zastoupení typu Be mezi B hvězdami je 12% (Kogure a Hirata, 1982). Jinými horkými hvězdami s emisními čarami (ne-klasické Be) jsou Herbigovy Be/Ae, Be veleobří a pekulární Be (B[e]) hvězdy.

## 2.2 Objekty s B[e] spektrem

Historie zkoumání B[e] hvězd začíná zhruba před 40 lety a je ve svých počátcích spojena s výzkumem klasických hvězd s emisním spektrem. Geisel (1970) jako první zmiňuje přebytek infračerveného (IČ) záření v oblasti vlnových délek větších než  $5 \mu\text{m}$  a jeho spojitost s přítomností emisních čar. Tyto rysy byly interpretovány jako důsledek intenzivní ztráty hmoty a následné kondenzace prachových zrn. Nedlouho poté se ukazuje, že ze 70 objektů uváděných v Geisel (1970) je  $\sim 30\%$  mladých hvězd, obklopených prachem z původní mlhoviny. Dalších  $\sim 40\%$  bylo identifikováno jako objekty v pozdější fázi vývoje (veleobři, planetární mlhoviny a symbiotické hvězdy), které vytvářejí podmínky pro formování prachu ve svých obálkách. Do zbývajících  $\sim 30\%$  spadají klasické Be hvězdy, jejichž obálky tvoří pouze plyn (Allen a Swings, 1976).

Dalšími, kdo si všímali těchto „abnormálních“ objektů se zakázanými emisemi ve spektru byli Wackerling (1970) a Ciatti a kol. (1974), kteří pro tyto horké hvězdy navrhli označení BQ[ $\lambda$ ]. Allen a Swings (1972, 1976) pak vytypovali 65 těchto „pekuliárních“ Be hvězd s IČ excesem (H-K index) a zároveň navrhli tři mechanismy zformování obálky: vznik planetární mlhoviny, interakce horké OB hvězdy s průvodcem pozdního typu, a nebo masivní ztrátu hmoty z hmotné Be/Oe hvězdy. Současné označení „B[e] hvězdy“ vzniklo v r. 1975 na návrh Contiho na sjezdu IAU s tématem „Be and Shell Stars“. Značka [e] zde odkazuje na přítomnost zakázaných emisních čar ve spektru.

Přehledky oblohy v IČ oboru (Allen, 1973, 1974; Allen a Glass, 1975) ukázaly, že existují dvě populace hvězd s emisními čarami. Za první jsou to hvězdy s běžným spektrálním rozložením IČ záření – veleobři, LBV (Luminous Blue Variables), symbiotické hvězdy, část klasických Be hvězd, . . . . Druhou skupinou jsou hvězdy s IČ excesem – zbytek hvězd typu Be, a dále pekuliární objekty se zakázanými emisními čarami, které jsou nyní řazeny do skupiny B[e]. První vysvětlení vzniku IČ excesu podali Low a kol. (1970). Analýzou spektra hvězdy HD 45677 dospěli k závěru, že za jeho přítomnost je odpovědný chladný (580 K) průvodce horké hvězdy. Oproti tomu Geisel (1970) označil za zdroj tohoto záření hvězdný vítr. Dnes všeobecně přijímanou teorii publikovali Swings a Allen (1971), kteří přebytek IČ záření připsali prachu, přítomnému v obálce hvězdy. Prach pohlcuje krátkovlnné záření a vyzařuje pak jako absolutně černé těleso o příslušné teplotě

(stovky K). Ve spektru tak dochází k přerozdělení energie (Savage a kol., 1978).

### 2.2.1 Charakteristiky B[e] spektra

Spektrum typu B[e] je typické výrazným přebytkem IČ záření, přítomností emisních čar vodíku a zpravidla jednou ionizovaných kovů (např. Fe II). Výrazným rysem je přítomnost zakázaných čar, např. [O I], [Fe II], [N II] nebo [O III].

Kritéria pro zařazení objektu mezi B[e] hvězdy byla představena v práci Allena a Swingse (1976) a dále rozpracována Zickgrafem (1998):

- silné emise v Balmerově sérii,
- povolené emise slabě excitovaných atomů, především jednou ionizovaných kovů (Fe II),
- zakázané emise [Fe II] a [O I],
- silný přebytek záření v blízké a střední IČ oblasti, způsobený prachem o teplotě  $T \sim 500 - 1000$  K.

Zickgraf (2000) přidává následující znaky:

- mohou se vyskytnout i emise s vyšší ionizací ([O III], He II),
- kontinuum ve vizuálním oboru přísluší ranným typům hvězd (B).

Do skupiny B[e] jsou řazeny hvězdy, které splňují tyto charakteristiky. Proto například LBV hvězdy, které vykazují zakázané emise, ale již ne IČ exces nejsou do této skupiny zařazeny. B[e] objekty se od klasických Be hvězd liší především právě přítomností velkého množství okolohvězdného prachu.

Lammers (1998) charakterizoval znaky B[e] spektra z fyzikálního hlediska:

- Silné emise v balmerovských čarách ukazují na vysoké  $EM$  (= objemový integrál z  $n_e^2$ ). Typické hodnoty pro veleobry jsou  $10^{62} - 10^{63} \text{ cm}^{-3}$  při  $T_e = 1,5 \times 10^4$  K.
- Přítomnost čar slabě ionizovaných kovů naznačuje teplotu  $\sim 10^4$  K v dané oblasti.

- Zakázané čáry slabě excitovaných kovů, jako [Fe II] a [O I], ukazují na rozsáhlou obálku s velkým množstvím řídkého plynu. Podle Viotti (1976) je  $N_e < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .
- Podle IČ excesu je ve vzdálenosti s rovnovážnou teplotou prachu ( $R \geq 500-1000 R_*$ ) hustota  $\rho \geq 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ .

### 2.2.2 Rozdělení B[e] hvězd

Z výsledků mnoha autorů vyplývá, že pod označení „B[e] hvězdy“ spadá pestrá škála objektů v různém vývojovém stádiu. Patří sem veleobři, některé planetární mlhoviny, stejně jako určité hvězdy před příchodem na hlavní posloupnost. Vzhledem k rozmanitosti skupiny je tedy vhodnější říkat, že daný objekt jeví znaky B[e] (viz kap. 2.2.1) než že patří do skupiny B[e] hvězd.

Na základě těchto skutečností Lammers a kol. (1998) vypracovali rozdělení těchto objektů do pěti skupin:

- B[e] veleobři (sgB[e] = supergiant),
- hvězdy B[e] před hlavní posloupností (HAeB[e], pre-main sequence),
- B[e] kompaktní planetární mlhoviny (cPNB[e] = compact planetary nebulae),
- symbiotické B[e] hvězdy (symbB[e]),
- neklasifikované B[e] hvězdy (unclB[e] = unclassified).

Objekty jsou do skupin rozděleny podle primárních a sekundárních kritérií (viz následující odstavce).

#### B[e] veleobři

Studiu B[e] veleobrů v LMC a SMC (Velkém a Malém Magellanově oblaku) se věnoval především Zickgraf (1985, 1986, 1989, 1992, 1996) a Gummersbach a kol. (1995). Tyto objekty jsou nejvíce homogenní B[e] skupinou. Několik těchto hvězd bylo identifikováno i v Galaxii (Wolf a Stahl, 1985, McGregor a kol., 1988,



## KAPITOLA 2. CHARAKTERISTIKA OBJEKTŮ

---

Winkler a Wolf, 1989), určení jejich vlastností jsou však podstatně méně spolehlivé kvůli nejistotě ve vzdálenosti.

Primární kritéria pro zařazení do skupiny jsou:

- spektrum objektu vykazuje znaky B[e],
- objekt je veleobrem se svítivostí  $\log(L_*/L_\odot) \gtrsim 4,0$ .

Mezi sekundární kritéria patří: projevy hvězdného větru ve spektru (P Cygni profil, dvojitý profil emisí, kde modrá polovina je méně intenzivní než červená); hybridní spektrum (úzké emise, široké absorpce); pokročilé vývojové stádium, odvozené z poměru  $N/C > 1$ , případně změněný poměr He/H; malé fotomerické změny (0,1 – 0,2 mag). Veleobři v Galaxii jsou zpravidla vzdálené hvězdy v galaktické rovině a přísluší jim tak vysoký extinkční koeficient ( $A_V \gtrsim 3,0$  mag).

### Hvězdy B[e] před hlavní posloupností

Část hvězd s B[e] spektrem jeví známky toho, že ve svém vývoji ještě nedorazily na hlavní posloupnost a jejich spektrální charakteristiky je řadí k Herbigovým Ae/Be hvězdám (Thé a kol., 1994). Často také spíše než hvězdný vítr u nich pozorujeme pohyb hmoty směrem ke hvězdě a akreci.

Mohou být také snadno identifikovány, nacházejí-li se stále ještě v zárodečném oblaku. Životnost HAeB[e] objektů je podle de Wintera a kol. (1998) maximálně  $6 \times 10^6$  let neboť pozorování ukazují, že se tyto objekty nenacházejí v žádné z mladých hvězdokup. Proto tomuto typu odpovídá jen malá část hvězd s B[e] znaky ve spektru. Podle Palla a Stahler (1993) dávají HAeB[e] objekty vznik hvězdám hlavní posloupnosti o hmotnosti  $15 M_\odot > M_* > 2,5 M_\odot$  a jsou mladší než  $3 \times 10^6$  let. Jejich svítivosti jsou  $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 4,0$ .

Primární kritéria pro zařazení do skupiny jsou:

- spektrum objektu vykazuje znaky B[e],
- objekt se nachází v oblasti vzniku hvězd,
- spektrum vykazuje znaky akrece a pádu hmoty na hvězdu (např. inverzní P Cygni profily), tyto znaky nejsou stabilní a nepravidelně se objevují a mizí.

Mezi sekundární kritéria patří: nepravidelné změny jasnosti na škále  $10^3$  dní; spektrum ukazuje na přítomnost horkého a studeného prachu.

### **B[e] kompaktní planetární mlhoviny**

Oproti předchozímu typu se tyto cPNB[e] objekty blíží ke konci svého hvězdného vývoje. Že některé BQ[] objekty mohou být vznikajícími planetárními mlhovinami (PM) si povšimli Ciatti a kol. (1974). Podobnost se známými planetárními mlhovinami zaznamenali také Swings a Andrillat (1979).

Ve spektrech těchto kompaktních PM nalézáme silné emise v Balmerově sérii, emise železa Fe II a zakázané emisní čáry [Fe II] a [Ca II]. Mohou se vyskytnout i zakázané emise vyšších ionizací, např. [O III], [S III] a [Ne III] (Allen a Swings, 1976).

Primární kritéria pro zařazení do skupiny jsou:

- spektrum objektu vykazuje znaky B[e],
- ve spektru se objevují náznaky mlhoviny,
- svítivost je  $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 4,0$ .

Mezi sekundární kritéria patří: přítomnost zakázaných čar vyšších ionizací; vyšší obsah N ve spektru; přítomnost studeného ( $T_p < 100$  K) prachu, jako pozůstatku AGB fáze hvězdy.

### **Symbiotické B[e] hvězdy**

Třída symbiotických hvězd je definována a popsána v pracích Kenyon (1986, 1990). Jedná se o interagující dvojhvězdy s jednou obří chladnou složkou a druhou horkou, kompaktní. Objekty jsou často obklopeny mlhovinou a chladná složka prozrazuje svou přítomnost pásy TiO. Horká složka přispívá čarami vyšších ionizací (např. He II). Ve spektru se objevují i emise O II, O III, [Fe II], [O III].

Objekty typu symbB[e] vykazují fotometrickou i spektroskopickou proměnlivost.

Primární kritéria pro zařazení do skupiny jsou:

- spektrum objektu vykazuje znaky B[e],
- ve spektru je vidět přítomnost chladné složky, především pásy TiO (pokud hvězda není silně zacloněna),
- spektrum pozdního typu v blízké IČ oblasti.

### **Neklasifikované B[e] hvězdy**

Protože ne všechny objekty se znaky B[e] ve spektru splňují kritéria některé z výše uvedených skupin, byla zavedena tato pátá skupina neklasifikovaných hvězd. Také se sem řadí objekty, o nichž není k dispozici dostatek informací pro konkrétnější zařazení do skupiny.

Miroshnichenko a kol. (2002) a následně Miroshnichenko (2007) navrhli zavedení další skupiny, do které zařadili přibližně 20 hvězd z okruhu neklasifikovaných a sgB[e] hvězd.

### **Hvězdy typu FS CMa**

FS CMa je typovým objektem skupiny hvězd, které se vyznačují intenzivní emisí v Balmerově sérii (až o řád větší než u klasických Be hvězd) a na barevném diagramu podle IRAS se vyskytují v blízkosti chladných hvězd s prachem, především AGB. V literatuře se někdy objevují pod označením B[e]WD (WD = warm dust). Miroshnichenko (2007) uvádí, že podle polohy na HR diagramu se nejedná o veleobří hvězdy a udává následující kritéria pro zařazení do skupiny.

Observační kritéria:

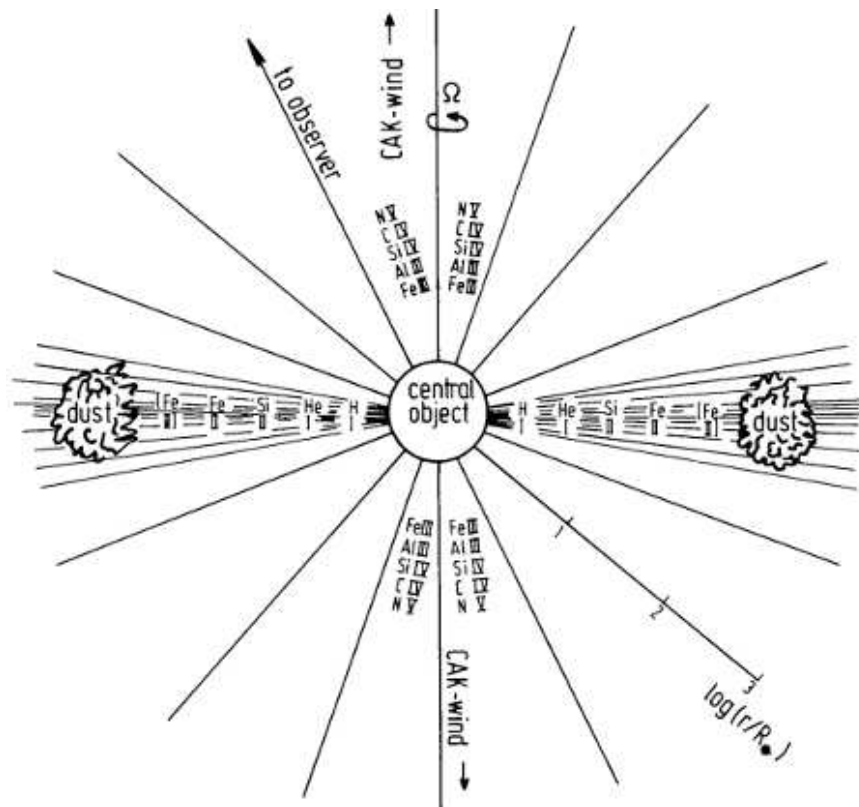
- Emisní spektrum obsahuje čáry vodíku, typicky silnější než v případě Be, HAeBe a veleobrů. Dále se zde vyskytují emise Fe II, [O I], někdy také [Fe II] a slabé [O III].
- Silný IČ exces s maximem kolem 10 – 30  $\mu\text{m}$  a strmým poklesem směrem k delším vlnovým délkám.
- Objekt se nachází mimo oblast tvorby hvězd.
- Pokud se jedná o dvojhvězdu, druhá složka je typicky buď slabší a chladnější než primár nebo degenerovaná.

Fyzikální kritéria:

- Efektivní teplota  $T_{\text{eff}}$  horké složky je mezi  $\sim 9000$  a  $\sim 30000$  K (typ A2-O9).
- Svítivost horké složky v  $\log(L/L_{\odot})$  je mezi  $\sim 2,5$  a  $\sim 4,5$ .

### 2.2.3 Okolohvězdné prostředí

Hybridní spektrum B[e] hvězd svědčí o přítomnosti plynné obálky a IČ exces o vrstvě prachu. Vzhledem k rozmanitosti objektů se spektrem typu B[e] je sporné mluvit o jednotné teorii struktury obálky, vzhledem k podobnostem ve spektrech však musí mít i tyto obálky jisté společné rysy.



**Obr. 2.1:** Schéma modelu obálky veleobří B[e] hvězdy R 126 (Zickgraf a kol., 1985).

Jsou zde oblasti o různé hustotě a teplotě. Čáry vyšších ionizací (III-V) vznikají v oblasti o vysoké teplotě a nízké hustotě. Oblasti s nižší teplotou produkují při vyšších hustotách povolené emise Fe II, He I a H I. Při nižších hustotách vznikají i zakázané čáry [Fe II], [O I], . . . . Je zde i oblast s teplotou dostatečně

nízkou pro vznik prachových částic.

Zickgraf a kol. (1985) analyzovali spektrum veleobří hvězdy R126 v LMC. Diskutují několik možných modelů a přiklání se k modelu hvězdy s dvojitou strukturou hvězdného větru (obr. 2.1). V oblasti pólů hvězda produkuje klasický vítr hnaný zářením podle CAK modelu (Castor a kol., 1975). Je to vítr o nízké hustotě a s vysokou konečnou rychlostí  $v_\infty \sim 2000$  km/s. Vznikají zde emise z atomů vyšších ionizací. Kolem rovníku je oblast vyšší hustoty, která vytváří disk, podobně jako u Be hvězd. Disk je však rozsáhlejší a ve větších vzdálenostech od hvězdy klesá hustota natolik, aby mohly vznikat zakázané emise. V disku se vyskytuje také prachový prstenec, který je zdrojem IČ záření.

### 2.3 Hvězda V2028 Cyg

Hvězda V2028 Cyg (MWC 623) patří mezi hvězdy s B[e] spektrem. U tohoto typu hvězd je často obtížné zařadit příslušný objekt do určité kategorie. Tento úkol ztěžuje především přítomnost plynu a prachu v okolí hvězdy, který ji částečně stíní. V Lammersově schématu je tak V2028 Cyg řazena mezi neklasifikované hvězdy. Miroshnichenko (2007) ji na základě výše uvedených kritérií (kap. 2.2.2) řadí do skupiny hvězd typu FS CMa.

#### 2.3.1 Spektrum

Emisní spektrum V2028 Cyg bylo poprvé zmíněno Merillem a kol. (1942). Allen (1973) provedl analýzu fotometrických pozorování ve filtrech H, K, L. Výsledek ukazuje výrazný přebytek záření v této oblasti (IČ exces) oproti standardnímu rozložení energie ve spektru hvězdy typu B. Tuto anomálii autor vysvětluje přítomností prachu v okolohvězdném prostředí. Allen (1974) pak poukazuje na spojitost mezi emisním spektrem a přítomností IČ excesu. Ve studii Allen a Swings (1976) jsou identifikovány některé povolené a zakázané čáry kovů (Fe II, [O I], [Fe II]) a především emise Balmerovy série vodíku, které ve spektru dominují. Autoři zde popisují objekt jako Be hvězdu s přebytkem záření v IČ oblasti.

Ve spektru V2028 Cyg se výrazně projevuje také absorpční komponenta, připomínající spektrum hvězdy pozdního typu, což poukazuje na možnou přítomnost průvodce (Miroshnichenko, 2007). Toto absorpční spektrum poprvé zmiňují

Arkhipova a Ipatov (1982). Ze spekter s nízkým rozlišením určili objekt jako dvojhvězdu se složkami typu B8 a M1III. Autoři nicméně vycházeli z předpokladů, že se jedná o symbiotickou hvězdu a že spektrum je téměř shodné se spektrem hvězdy V1972 Cyg. Tyto předpoklady se později ukázaly jako nesprávné.

Ve spektech s vysokým rozlišením identifikovali Zickgraf a Stahl (1989) mnoho absorpčních čar (především čáry neutrálních kovů jako Fe I, Ti I, V I, Ca I, . . .). Zdůrazňují zde nezvykle silnou absorpci v čáře Li I (6708 Å; podobně také v Corporon a Lagrange, 1999). Fitováním teoretického rozložení energie docházejí k závěru, že spektrum se skládá ze tří komponent: B2, K2 a prach o teplotě  $\sim 930$  K. V navazující práci Zickgraf (2001) dostává B4III+K2Ib-II na základě srovnání absorpčního spektra se spektrálními standardy. Podle těchto výsledků leží V2028 Cyg v HR diagramu na pomezí oblasti B[e] a klasických Be hvězd. Mohlo by se tedy jednat o objekt přechodného typu. Zickgraf dále dochází ke vzdálenosti (2,4 resp. 2,0 kpc) ze svítivosti resp. kinematiky objektu. Bergner a kol. (1995) na základě fotometrických pozorování přiřazují chladné hvězdě spektrální typ K7III.

Přítomnost absorpčních čar spektrálního typu K je v případě B[e] hvězd poměrně neobvyklá (Miroshnichenko, 2007). I u prokázaných dvojhvězd záření horké složky zpravidla dominuje a spektrum průvodce není zřetelné. Výjimkou, podobnou V2028 Cyg, je např. V669 Cep (Miroshnichenko, 2007). Zde v absorpčním spektru chladná složka dominuje a hvězda typu B se projevuje především emisními čarami, vzniklými přerozdělením energie jejího záření v obálce.

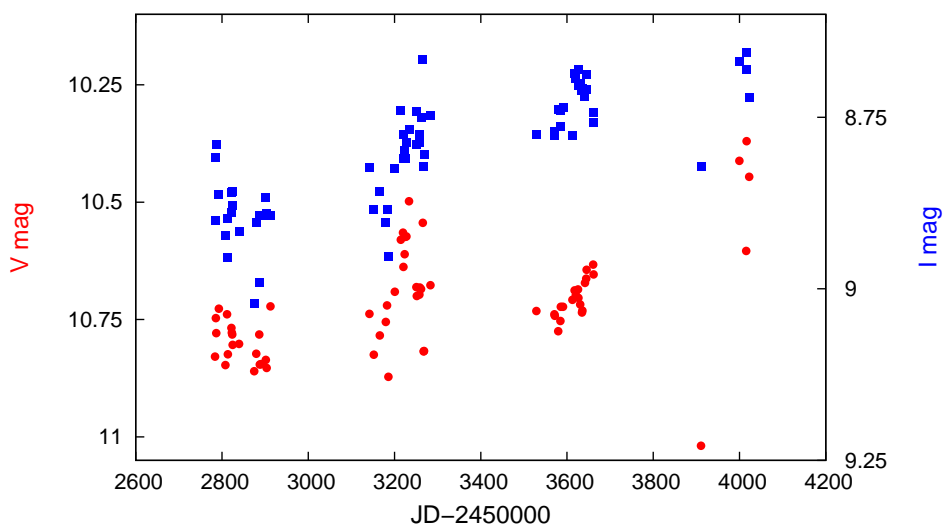
### 2.3.2 Obálka

V2028 Cyg je obklopena rozsáhlou obálkou (IČ exces, emise kovů a vodíku, zakázané čáry), v níž se nacházejí oblasti plynu o různé hustotě a také prach. Vzhledem k nejistotě o přiřazení objektu k určité skupině však nelze blíže specifikovat geometrii okolohvězdného prostředí (disk/mlhovina/sférický vítr. . .). Marston a McCollum (2008) pozorovali objekt úzkopásmovým  $H\alpha$  filtrem. V těchto pozorováních nenalezli žádné rozsáhlé struktury (laloky, velmi rozsáhlá obálka).

Zickgraf a Schulte-Ladbeck (1989) provedli polarimetrická pozorování a našli vlastní polarizaci objektu  $\sim 2\%$ . Za předpokladu přítomnosti disku uvádí Zickgraf (2001) inklinaci osy symetrie obálky  $\geq 30 - 45^\circ$ .

### 2.3.3 Proměnnost

Objekt V2028 Cyg byl klasifikován jako proměnná hvězda na základě výsledků fotometrických pozorování. Jeho hvězdná velikost ve filtru  $V$  je 10,5 mag (Allen a Swings, 1976) a mění se v rozsahu přibližně 0,5 mag. Nejrozsáhlejší soubor dat lze najít v databázi přehlídkového projektu TASS<sup>1</sup> (The Amateur Sky Survey). Další fotometrická data (filtry  $U, B, V, R, I, J, H, K$ ; střední  $V = 10,89$  mag) se nacházejí v publikaci Bergner a kol. (1995) a na stránkách databáze NSVS<sup>2</sup> (vizuální). Data se nepřekrývají a není zde zjevná periodicitá. V datech z přehlídky TASS (obr. 2.2) je mimo rozptylu patrný i mírný trend vzestupu jasnosti.



**Obr. 2.2:** Fotometrie z přehlídkového projektu TASS. Johnsonovy filtry:  $V$  – červené body,  $I$  – modré čtverce.

Proměnnost spektra je analyzována především v publikaci Zickgraf (2001), navazující na Zickgraf a Stahl (1989). Autor zde uvádí měření ekvivalentních šířek a radiálních rychlostí na základě pěti spekter z let 1986, 1987, 1988, 1998 a 2000. Radiální rychlosti absorpčních čar chladné složky jsou zde v rámci nejistoty

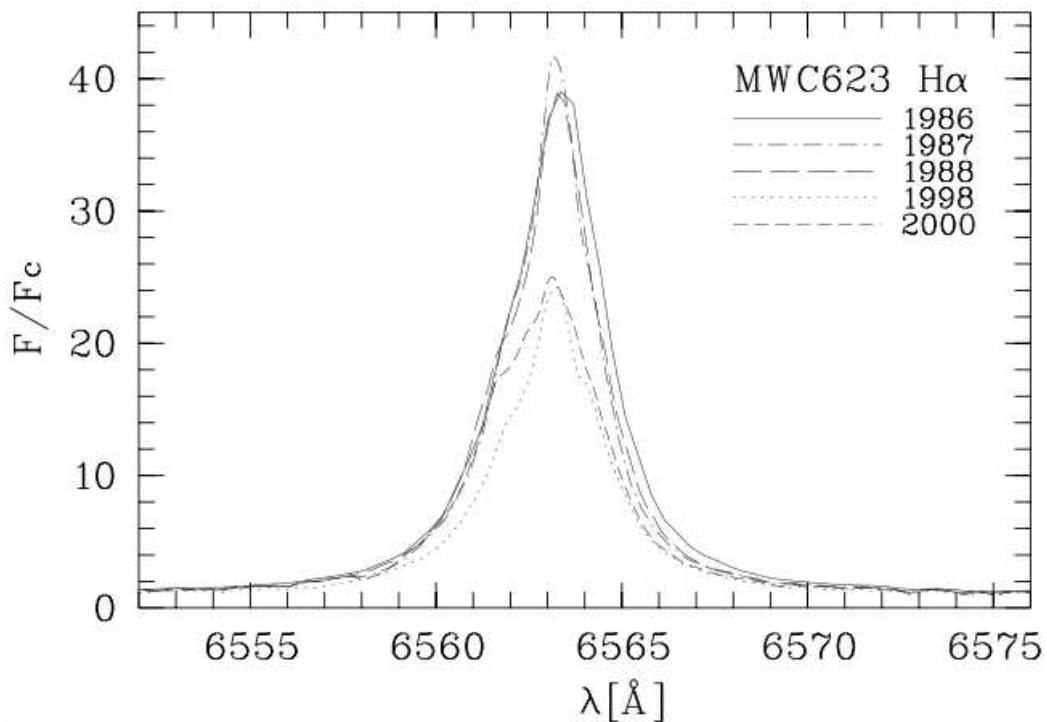
<sup>1</sup><http://www.tass-survey.org/>

<sup>2</sup><http://skydot.lanl.gov/nsvs/star.php?num=8451800&mask=15636>

## KAPITOLA 2. CHARAKTERISTIKA OBJEKTŮ

---

měření téměř konstantní, z čehož autor vyvozuje závěr, že se jedná o dlouhoperiodickou dvojhvězdu (perioda  $> 14$  let). Intenzita emisních čar kovů se prakticky nemění. V případě absorpcí autor konstatuje určitou proměnnost ekvivalentních šířek, zvláště výrazný je její pokles ve spektru z roku 1998. Nejvýraznější proměnnost ve spektru jeví profil čáry  $H\alpha$ , jehož intenzita během toho intervalu klesá až na polovinu své maximální hodnoty (obr. 2.3).



**Obr. 2.3:** Změny profilu emisní čáry  $H\alpha$  mezi lety 1986-2000 (Zickgraf, 2001).



# Kapitola 3

## Data

V této práci byla použita spektra získaná autorem práce společně s pracovníky Stelárního oddělení na observatoři Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově (příloha A, tab. A.1). Jsou zde také použita data z archivu spektrografu ELODIE<sup>1</sup>.

### 3.1 Pozorování

Pozorování v Ondřejově byla provedena dalekohledem Stelárního oddělení o průměru hlavního zrcadla 208 cm. Spektra byla pořízena v Coudé uspořádání dalekohledu s ohniskovou vzdáleností 68 m (Škoda a kol., 2002). Spektrum bylo snímáno kamerou o ohniskové vzdálenosti 700 mm na CCD čip (SITE CCD) o rozměrech  $800 \times 2030$  pixelů. Rozměr pixelu  $15 \mu\text{m}$ . Toto uspořádání dává v oblasti čáry  $H\alpha$  rozlišení cca.  $0,25 \text{ \AA}$  na pixel a délku úseku spektra asi  $500 \text{ \AA}$ . „Resolving power“ v oblasti kolem  $H\alpha$  je  $\sim 12500$ .

K opravě spektra o šum a přístrojové vlivy aparatury jsou při pozorování nasnímány korekční snímky *zero* a *flat field*. Aby bylo možno spektra kalibrovat na vlnové délky, je třeba získat jedno či lépe dvě srovnávací spektra thorium-argonové výbojky (snímky *comp*). Tato srovnávací spektra jsou napozorována nejlépe těsně před a po spektru hvězdy, aby byl minimalizován vliv změn aparatury v čase.

ELODIE je echelletový spektrograf umístěný u 1,93 m dalekohledu na Ob-

---

<sup>1</sup><http://atlas.obs-hp.fr/elodie/>

servatoire de Haute-Provence. Spektrograf je připojen optickými vlákny ke Cassegrainovu ohnisku dalekohledu. Detektorem je CCD čip Tektronix s rozměrem pixelů  $24 \mu\text{m}$ . Na čip o rozměrech  $1024 \times 1024$  pixelů je snímáno 67 řádů. Rozlišení<sup>2</sup> je 0,04 (modrá oblast) až 0,7 (červená oblast) Å na pixel a „resolving power“  $\sim 42000$ . Detailní popis přístroje lze najít v Moulta a kol., (2004) a Baranne a kol. (1996).

### 3.2 Redukce

Výsledkem pozorování jsou CCD snímky spekter ve standardním fitsovém formátu (přípona `.fit`). Aby bylo možné tato spektra analyzovat a získat s jejich pomocí informace o zdroji záření, je třeba odstranit vlivy aparatury a prostředí. Tím provedeme tzv. redukci spekter. Redukce spekter, použitých v této práci, byla provedena pomocí softwaru IRAF (Massey, 1992). Struktura IRAFu umožňuje urychlit a zjednodušit redukci zřetěžením některých opakujících se úkonů do skriptových souborů `*.cl`. V této práci byly pro redukci vytvořeny skripty `zero.cl` (vytvoří soubor se seznamem `zero` snímků), `rozdel.cl` (vytvoří soubory se seznamem snímků `flat`, `comp` a spektra hvězdy) a `podfl.cl` (provede odečtení `Zero`, ořezání snímků a zprůměrování `flatů`) (viz příložené CD).

Přicházející záření na čipu dopadá do obrazu štěrbinového spektrografu. Tento obraz pokrývá téměř celou délku (na okrajích je 15, resp. 18 pixelů zastíněno – overscan) čipu, ale výška čipu je využita jen asi z jedné pětiny. Proto je vhodné části snímku, které nenesou užitečnou informaci, ořezat a dále pracovat jen s úsekem obrazu štěrbinového. Jsou tím podstatně sníženy nároky na paměť i výpočetní čas. Ořezání snímků provádí `task imcopy`.

Prvním krokem vlastní redukce spekter je potlačení šumu, pocházejícího ze snímací aparatury. Jedná se o šum, vzniklý v elektronických prvcích během vyčítání CCD čipu a následného ukládání snímku. Tento příspěvek k šumu, vychýlení nezašuměného obrazu, se nazývá *bias*. Z původu tohoto druhu šumu je vidět, že se projevuje v každém pixelu snímku jistou náhodnou hodnotou, ovlivněnou jen vlastnostmi elektroniky. K opravě o tento druh šumu se užívá tzv. `zero` snímek, respektive průměr z několika (5 – 10) těchto snímků. Pro vytvoření průměrova-

---

<sup>2</sup><http://www.obs-hp.fr/guide/elodie/elodie-eng.html>

ného zero snímku slouží task `zerocombine`. Jak napovídá název, jde o snímek, který vznikne pouhým vyčtením čipu po nejkratší možné („nulové“) době expozice. Velikost šumu zero snímku je zhruba 30 – 40 ADU. Protože AD převodník kamery pracuje jen s kladnými hodnotami signálu, přičítá se k úrovni šumu na každém snímku offset 600 ADU, aby se zde nevyskytovaly žádné záporné hodnoty. Zero korekci je třeba odečíst od snímků spekter, flatů a srovnávacích. Odečtení a jiné aritmetické operace v IRAFu provádí task `imarith`.

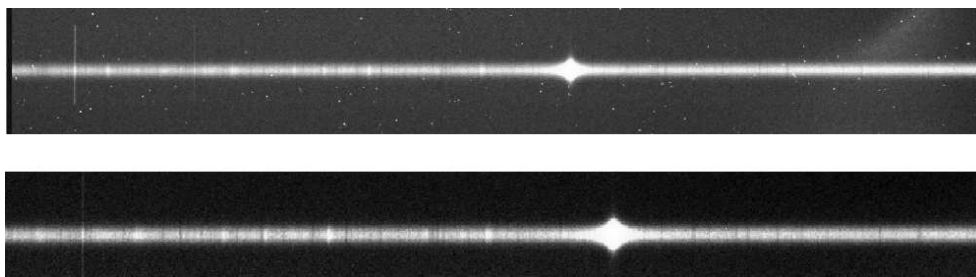
Podobný vliv na spektrum má i tzv. *temný proud*, tedy příspěvek k počtu elektronů, nashromážděných v pixelech čipu, které byly uvolněny z atomů nikoliv dopadajícími fotony, ale vlivem jejich tepelného pohybu. Čip v použité aparatuře je však chlazen pomocí tekutého dusíku na teplotu  $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ , při které je tepelný šum již pro tyto účely zanedbatelný a opravy na temný proud se neprovádějí.

Dalším krokem je oprava snímku o vliv nerovnoměrného osvětlení čipu, daný konstrukcí optiky a korekce na nestejnou citlivost pixelů na čipu. K potlačení těchto zkreslení se používá tzv. *flat field*. Flat field je snímek, pořízený při rovnoměrném osvětlení čipu zdrojem se spojitým spektrem. Je třeba, aby osvětlení bylo co nejrovnoměrnější a aby světlo procházelo přes co nejvíce prvků použité optické soustavy. V ondřejovském spektrografu je použita žárovka, osvětlující čip přes matnici. Světlo prochází optickou soustavou spektrografu, vynechána jsou tedy dvě rovinná zrcadla Coudé montáže, hyperbolické sekundární zrcadlo a hlavní zrcadlo dalekohledu. V praxi se opět používá průměr (resp. medián) z několika flat snímků. Od flatů je třeba opět nejdříve odečíst zero, ke zkombinování snímků pak slouží task `flatcombine`. Výslednou korekci provedeme podělením snímku spektra hvězdy srovnávacím flat fieldem. Protože zde provádíme operaci dělení, je vhodné nejdříve znormovat flat field podělením střední hodnotou jeho intenzity, aby na snímku spektra nebyla po korekci příliš změněna celková intenzita (intenzita v pixelech flat fieldu  $\sim 10000 - 20000$  ADU, v kontinuu hvězdy zpravidla  $\sim 1000 - 3000$  ADU).

Délka expoziční doby pro spektrum dané hvězdy výrazně závisí na její jasnosti a pozorované spektrální oblasti. Pro spektrum zde zkoumané hvězdy V2028 Cyg, jejíž hvězdná velikost ve filtru V je 10,50 mag, se délka expozice pohybuje zhruba od 30 do 90 minut v  $H\alpha$  oblasti, podle pozorovacích podmínek. Za tuto, poměrně dlouhou, dobu se na snímku projeví impulzní šum, vzniklý dopadem vysokoenergetických částic kosmického záření, či částic, vzniklých jejich průletem atmo-

sférou. Tyto stopy mají podobu ostrých (plocha jednoho až několik pixelů, viz obr. 3.1) vysokých píků, náhodně rozložených po snímku. IRAF umožňuje eliminaci impulzního šumu během trasování spektra pomocí tzv. metody optimální extrakce (Horne, 1986) v tasku `apall`. Při tomto procesu program fituje pozadí snímku i samotné spektrum polynomy postupně po sloupcích. Šířka sloupců v pixelech je nastavována parametrem `skybox` a pro kvalitní extrakci impulzního šumu je nutná šířka sloupců několik pixelů ( $\sim 10$ ). Z polynomů, nafitovaných na pixely spektra, jsou pak odvozeny váhy, přidělované příslušným pixelům při vyčítání spektra ze snímku. Teoreticky tak lze docílit snížení vlivu šumu a tím i zvýšení efektivní expoziční doby. Polynomy jsou fitovány iterativně a při tomto procesu je možno odstranit stopy kosmického záření, které se zde projevují jako odlehle body, tím způsobem, že jsou v průběhu iterací vyřazovány body vzdálené od fitu o přednastavenou hodnotu (zpravidla  $3\sigma$ ). Nevýhodou této metody je, že v případě asymetrie profilu nasnímaného spektra může dojít i k eliminaci signálu v některých pixelech spektra, což se projeví jako falešná absorpce.

V případě zpracování spekter B[e] hvězd metoda optimální extrakce selhává. Některé spektrální čáry B[e] hvězd jsou blendovány atmosférickými emisními čarami. Fitovat a odečítat pozadí je v tomto případě nutné po sloupcích o šířce jednoho pixelu (`skybox = 1`), aby bylo u úzkých čar dosaženo co nejvyšší přesnosti. Toto lze provést za předpokladu, že spektrum je více méně rovnoběžné s řádky čipu, což je v případě použité aparatury poměrně dobře splněno. Pro vyčištění snímku je třeba použít jinou metodu. Při redukci spekter V2028 Cyg byl použit program `dcr` (Pych, 2004). Implementovaná metoda je založena na analýze histogramu hodnot pixelů v jisté zvolené malé oblasti. Hodnoty pixelů, které jsou odděleny od krajního nenulového bodu histogramu mezerou s nulovými hodnotami, jsou nahrazeny interpolací hodnot sousedních pixelů. Metoda dosahuje při odstraňování impulzního šumu obecně výsledků srovnatelných s metodou optimální extrakce. Při čištění spekter B[e] hvězd jsou pak její výsledky zpravidla lepší a výhodou je také to, že principiálně nedochází ke vzniku falešných absorpcí. I v tomto případě však není odstranění impulzního šumu dokonalé a analýza zredukovaného spektra musí počítat s případnými píky, které byly při procesu pomínuty. Zbylé stopy však již mívají velikost jen jednoho pixelu. Vyhledávání a odstraňování šumu je možno optimalizovat nastavováním parametrů v souboru `dcr.par` (např. nastavit šířku mezery nulových hodnot nebo velikost oblasti pro histogram).



**Obr. 3.1:** Obraz spektra na CCD snímku. Jsou zde vidět tmavší absorpční čáry, světlejší emisní (Fe II, [O I]) a velmi jasná emise  $H\alpha$ . Jasné tečky na horním snímku, jsou stopy částic kosmického záření. Emisní čáry mimo spektrum hvězdy jsou čáry zemské atmosféry (night sky lines). Dolní obrázek ukazuje spektrum opravené o zero, flat, ořezané a vyčištěné od stop po částicích.

V této fázi redukce je snímek v rámci možností opraven o vliv šumu a přístrojových efektů a je možno přikročit k vlastní extrakci spektra ze snímku. Úkony spojené s extrakcí provádí výše zmíněný task `apall`. Prvním krokem extrakce je vytrasování spektra. Spektrum se na snímku zobrazí v podobě pásu (viz obr. 3.1), obecně prohnutého do mírného oblouku. Trasováním IRAF určí šířku a průběh pásu spektra. Průběh pásu spektra je zjištěn fitováním zadaného polynomu (parametr *t\_funct*) daného stupně (parametr *t\_order*) na střed pásu. Body pro fitování jsou určeny zprůměrováním zadaného počtu sloupců (parametr *t\_step*), kolmých na směr pásu (pás spektra je orientován po směru řádků). V této práci byl pro trasování použit Legendreův polynom třetího stupně; každý bod pro fitování polynomu byl vytvořen z deseti sloupců spektra. Disperze fitu by neměla přesáhnout 0,01. Extrakci spektra je vhodné provádět v interaktivním módu (*interac* = yes), kdy je možno případně ručně přenastavit aperturu (šířku pásu, z něž bude vyčteno spektrum) a interval pro fitování pozadí. Pozadí je fitováno (nastavením *background* = fit) a odečítáno od spektra po sloupcích, jejichž šířku nastavuje již zmíněný parametr *skybox*. Opět je možno nastavit druh (*b\_funct*) a stupeň (*b\_order*) prokládaného polynomu přičemž zde byl použit Čebyševův polynom třetího stupně. Další výhodou práce v interaktivním módu je možnost odstranění statisticky odlehlých bodů.

Extrakcí spektra ze CCD snímku dostáváme již graf toku v závislosti na pořadí pixelu. Srovnávací spektra je třeba vyčíst stejným způsobem jako spektrum hvězdy. Použijeme opět `task apall` přičemž zamezíme trasování (`trace = no`) a fitování pozadí (`background = none`). Aby byla vyčtena stejná část snímku jako u hvězdy, zadáme dříve trasovaný snímek hvězdy jako referenční (`referen = hvezda.fits`). Jelikož pro spektrum ThAr výbojky známe polohy čar, můžeme nyní tato srovnávací spektra zkalibrovat na vlnové délky. K tomu slouží `task identify`. Kalibrace probíhá tak, že v grafu ručně označíme několik (zpravidla 5–7) vrcholů čar a zadáme příslušné vlnové délky z atlasu spekter. IRAF následně proloží polynom závislostí pixely–vlnová délka a tím zkalibruje graf. Pro přesnější kalibraci je nyní možno načíst seznam čar ze souboru (pokud je k dispozici) a zidentifikovat tak více čar. Zde je třeba spektrum projít a odstranit identifikaci čar slabých nebo blendovaných, které by vnášely do disperzní relace značnou chybu. Nicméně v interaktivním módu fitování lze opět odlehlé body odstranit, případně i měnit typ a stupeň polynomu.

Takto jsme získali disperzní relaci (`relace`) pro srovnávací spektrum (spektra). Disperzní relaci pro spektrum hvězdy dostaneme použitím `task refspec` z disperzních závislostí srovnávacích. Je-li srovnávacích spekter více než jedno, je jejich vliv váhován rozdílem středu doby expozice spektra hvězdy a srovnávacího. Aplikaci disperzní relace na hvězdu pak provádí `task dispcor`.

Máme-li nyní spektrum zkalibrováno na vlnové délky, je třeba zohlednit před jeho dalším zpracováním ještě jeden efekt. Je to ovlivnění kalibrace spektra polohou pozorovacího stanoviště. Toto stanoviště se nachází na Zemi, která provádí několik pohybů na své cestě kolem Slunce. Svou rotací a zejména oběhem kolem centra Sluneční soustavy způsobuje mírný posun (až  $1 \text{ \AA} / 30 \text{ km/s}$ ) ve vlnových délkách pozorovaného spektra. Měříme-li tedy ze spektra radiální rychlost hvězdy, projeví se zde periodický rotační a oběžný pohyb Země. Z těchto důvodů se provádí oprava o tyto pohyby a jako standard klidu je bráno Slunce. K tomuto účelu slouží `task rvcor` (spočítá opravu a uloží ji do hlavičky `.fits` souboru) a `docor` (provede korekci spektra). Zde je třeba dát pozor na specifickou vlastnost použité verze (2.12) IRAFu. Je-li počátek expozice daného spektra před půlnocí, ale střed a konec již po půlnoci, je třeba v hlavičce ručně přepsat datum pozorování na den po půlnoci a po korekci je opět vrátit zpět.

Úroveň signálu ve spektru závisí především na pozorovacích podmínkách (se-

eing, prašnost, vlhkost, . . . ) a na délce expozice. Průběh kontinua je pak konvolucí skutečného spektrálního rozdělení záření hvězdy, přístrojového profilu citlivosti aparatury a propustnosti atmosféry. Při analýze spektra nás často zajímají profily čar či jejich ekvivalentní šířky. Používáme zde relativní metody a za referenční úroveň bereme úroveň kontinua. Tím se vyhneme obtížím a nepřesnostem při kalibraci toku záření na absolutní hodnoty. Z těchto důvodů je součástí redukce spekter tzv. *rektifikace*. Jedná se o nalezení úrovně kontinua proložením jistou funkcí a následné normování spektra tak, aby úroveň kontinua = 1. K rektifikaci byl použit task `continuum`. K fitování kontinua je třeba nejdříve vybrat úseky spektra, které neobsahují silné čáry, či lépe, ve kterých se čáry nevyskytují a hranice úseků uložit do souboru. Název souboru je pak zadáván do parametru *sample*. V případě hvězd jako je V2028 Cyg však není prakticky možné vybrat v oblasti kolem čáry  $H\alpha$  úsek bez čar neboť se zde nachází mnoho absorpcí chladné složky spektra. Pro vyhlazení průběhu spektra a snížení vlivu čar a silných píků šumu IRAF používá metodu zprůměrování několika bodů do jednoho výsledného (binning). Počet bodů a tedy délku kroku určuje parametr *naverag*. V oblasti kolem čáry  $H\alpha$  byla použita hodnota 10, a střední hodnota byla určena jako medián z těchto bodů. Výslednými body kontinua je opět proložen polynom (parametr *functio*) zadaného stupně (parametr *order*). Zde se ukazuje, že nejlepší proložení nastává při použití Čebyševova polynomu čtvrtého stupně. Podělením výsledným polynomem dostáváme rektifikovaný úsek spektra.

## Kapitola 4

# Analýza spekter

### 4.1 Identifikace čar

Spektrum V2028 Cyg bylo již dříve pozorováno (Allen a Swings, 1976; Zickgraf, 2001) a mnohé čáry byly zidentifikovány (Zickgraf a Stahl, 1989). Profil mnoha absorpčních čar však naznačuje, že nejde o jednoduchou čáru, ale o blend. Také měření radiálních rychlostí (kap. 4.4) jednotlivých absorpčních čar ukázalo, že identifikace je neúplná. (Průběh změn radiálních rychlostí byl velmi podobný, číselné hodnoty u různých čar však byly vzájemně systematicky posunuty.)

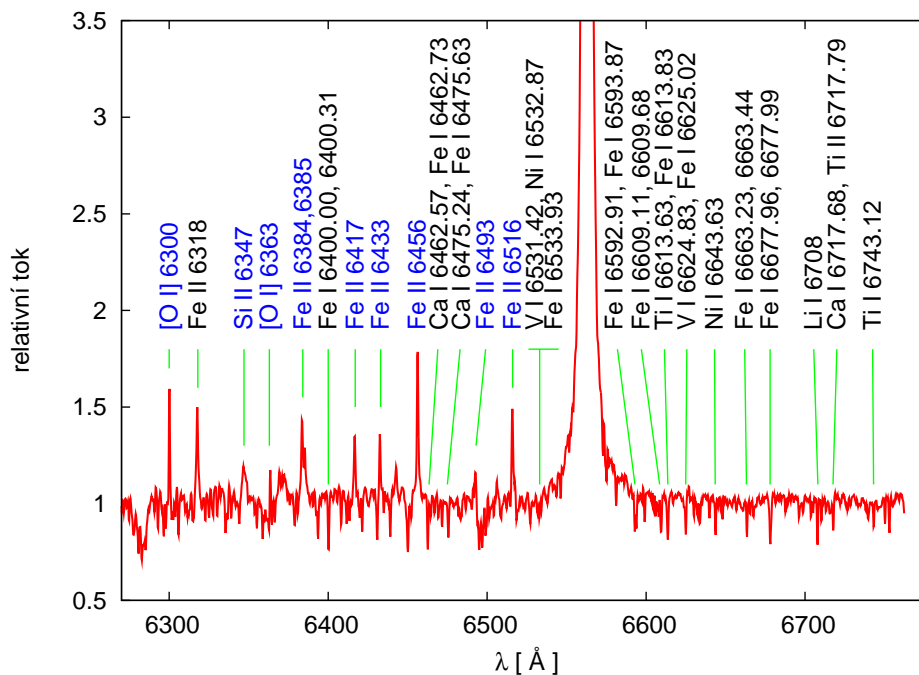
Nová identifikace absorpčních čar v intervalu 6250 – 6770 Å byla provedena srovnáním napozorovaného spektra s modelovým spektrem hvězdy typu a třídy K2Ib-II, uvedených v práci Zickgraf (2001). Pro srovnání byl použit Kuruczův LTE model atmosféry ATLAS9 (Castelli a Kurucz, 2003). Model byl vybrán ze sítě dostupné on-line<sup>1</sup> a spektrum bylo z modelu spočteno pomocí software synspec<sup>2</sup> (Hubený a Lanz, 1995). Pro většinu emisních čar (na obr. 4.1 modře) byla identifikace převzata z Zickgraf (2001).

Jak uvádějí předešlí autoři (kap. 2.3.1), emisnímu spektru dominují čáry Balmerovy série vodíku, které jsou řádově intenzivnější než čáry ostatních prvků. Ve větším počtu se zde vyskytují emise jednou ionizovaných kovů, především Fe II. Zakázané emise jsou v ondřejovských spektrech reprezentovány čarami [O I] (6300, 6364 Å) a [Fe II] (7711 Å). Absorpčnímu spektru dominují čáry

<sup>1</sup><http://wwwuser.oat.ts.astro.it/castelli/grids.html>

<sup>2</sup>dostupný na <http://nova.astro.umd.edu/Synspec43/synspec.html>





**Obr. 4.1:** Identifikace čar ve spektru V2028 Cyg v okolí čáry  $H\alpha$  (pozorováno 2 m dalekohledem v Ondřejově). Pro lepší rozlišení je rozsah relativní intenzity ve spektru omezen na 0,5 – 3,5. Čára  $H\alpha$  je příliš intenzivní a tento interval přesahuje.

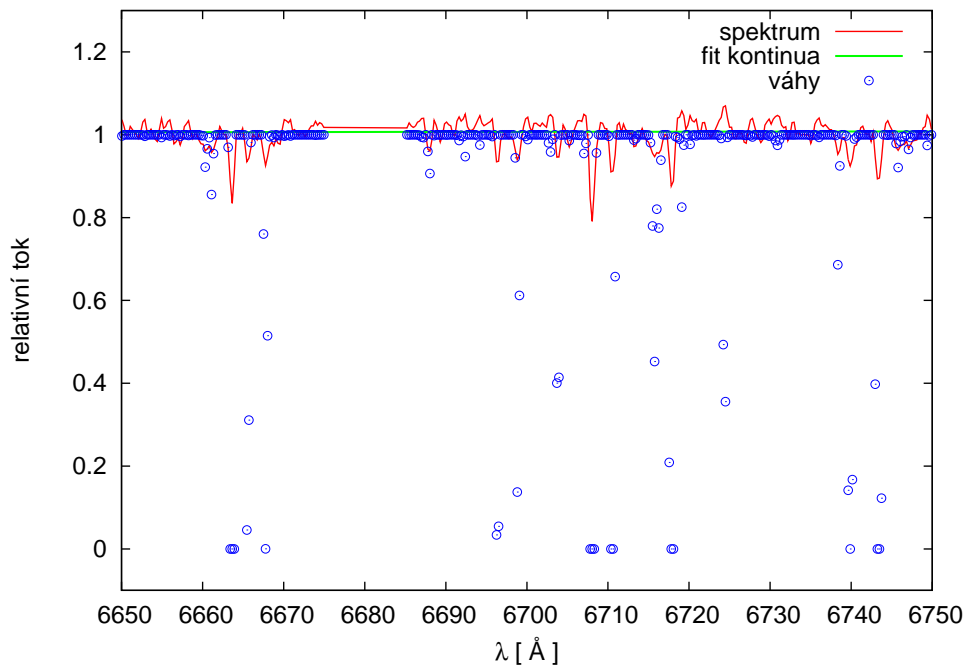
chladné složky. V případě horké složky byly ve spektrech z echelletu ELODIE (kap. 3.1) identifikovány jen tři absorpční čáry He I (4026, 4144, 4472 Å) o šířce  $\sim 370$  km/s.

## 4.2 Ekvivalentní šířky

Ekvivalentní šířka  $EW$  je šířka myšlené čáry pravoúhlého profilu (v témže místě spektra jako čára skutečná), ve které je absorbováno veškeré záření a která má stejnou plochu jako čára skutečná (Vanýsek, 1980). Ze vzorce

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - I_{\lambda}) d\lambda \quad (4.1)$$

(pro normované spektrum, kde  $I_{\lambda}$  je intenzita záření v čáře) vyplývá, že  $EW$  pro absorpční čáru je kladná, pro emisní záporná. Ekvivalentní šířka, a tedy plocha čáry, vypovídá o relativním množství záření, pohlceného či rozptýleného atomy daného prvku, či příslušnými molekulami a tedy i o jejich relativním zastoupení v prostředí mezi zdrojem záření a pozorovatelem. Změna ekvivalentní šířky v čase může vypovídat o změnách teploty, hustoty, případně chemického složení. Určením změn ekvivalentních šířek čar ve spektru V2028 Cyg tak dostáváme jeden ze zdrojů informací o změnách podmínek v atmosféře, případně obálce hvězdy.



**Obr. 4.2:** Lineární proložení kontinua úsekem spektra s relativními váhami bodů.

Měřit ekvivalentní šířky je výhodné také proto, že při porovnávání výsledků z různých spektrografů jsou hodnoty ekvivalentních šířek méně citlivé na rozdíly

v rozlišení přístrojů než například hodnoty intenzity (výšky, hloubky) čar či tvary jejich profilů.

Prvním krokem při měření ekvivalentních šířek je určení úrovně kontinua. Tato je určena již při rektifikaci a normována na jedničku. Pro účely zjištění nejistoty ekvivalentní šířky je však třeba zjistit poměr signálu ku šumu (S/N) v okolí čáry. Proto bylo použito proložení kontinua v okolí (úsek délky 50 – 100 Å) čáry přímkou. Lineární funkce je v tomto případě dostačující neboť se jedná o relativně krátký úsek spektra který již byl normován, a v němž se ve většině případů nedají očekávat velké vlny či skoky. Při použití složitější funkce hrozí také nerealistické zvlnění výsledného "kontinua" a ovlivnění jeho tvaru šumem nebo jinými čarami, které není vždy možné či praktické odstranit. V některých případech také není zcela jasné, zda se jedná o šum či slabé čáry.

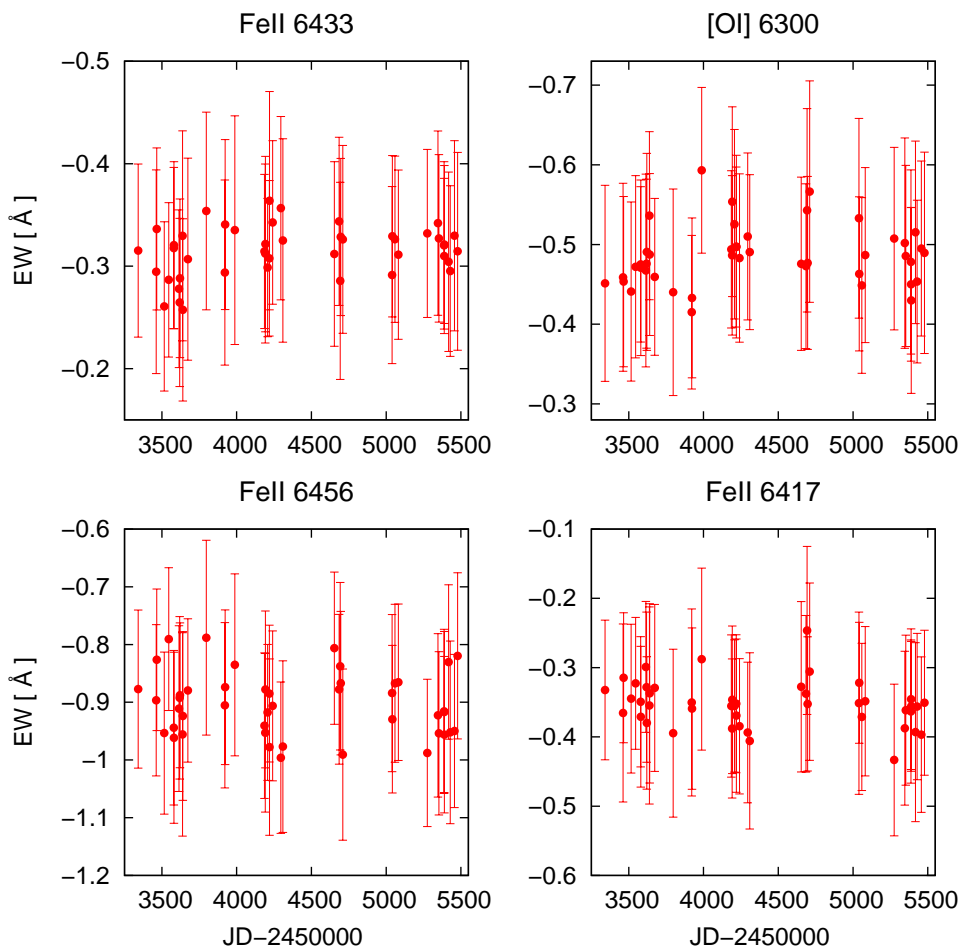
Při prokládání kontinua potřebujeme zachovat úroveň šumu (pro pozdější určení S/N) a zároveň vyřadit případné čáry, které by zanesly do proložení systematickou chybu. Z těchto důvodů byla při prokládání použita váhová funkce ve tvaru

$$w_i = \frac{1}{a \sigma n_r s} \exp \left[ - \left( \frac{y_c - y_i}{a \sigma} \right)^4 \right], \quad (4.2)$$

$$n_r = n \sum_i w_i, \quad s \doteq 1, 81, \quad (4.3)$$

založená na metodě robustní regrese (Mikulášek a kol., 2003). Proměnná  $y_c$  obsahuje hodnotu proloženého kontinua v daném bodě, proměnná  $y_i$  pak hodnotu naměřeného toku. Konstanta  $s$  normuje obsah plochy pod křivkou na jedničku. Kolem nuly má tato funkce v určitém intervalu stále téměř stejnou hodnotu, kterou následuje prudký pokles téměř na nulu. Šířku „plošiny“ v maximu udává parametr  $a$ ,  $\sigma$  je pak parametr rozptýlení, který v případě normálního rozdělení odpovídá standardní odchylce a je vyjádřen vztahem

$$\sigma = \sqrt{\frac{n_r}{n_r - 2} \frac{\sum_{i=1}^n (\Delta y_i)^2 w_i}{\sum_{i=1}^n w_i}}. \quad (4.4)$$



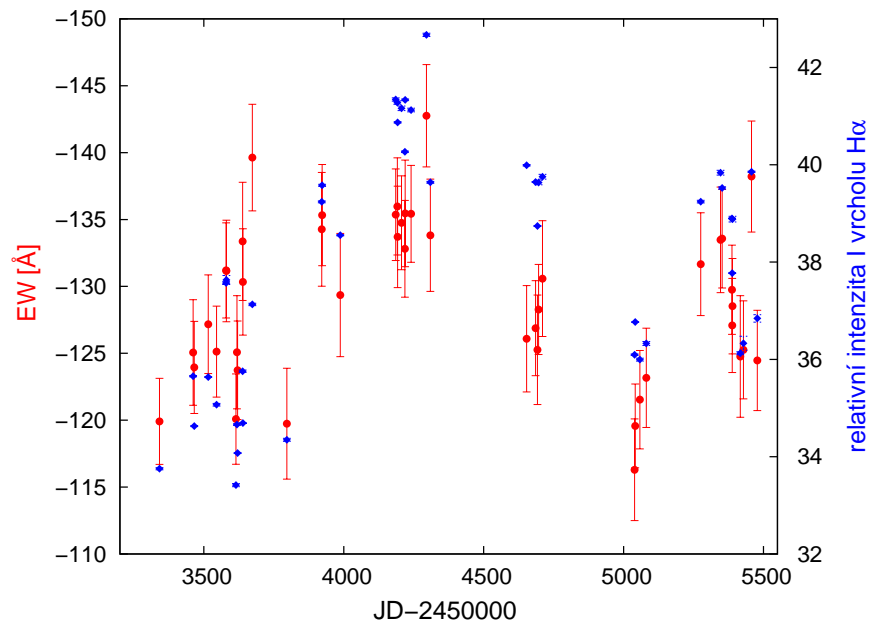
**Obř. 4.3:** Ekvivalentní řířky vybraných emisních řar kovů.

Pomocí parametru  $a$  je možno ručně volit „řířku“ funkce a tedy rozhodnout o hranici řum/řáry s určitým intervalem nejistoty, kde je bodům přiřazena menří váha. V tomto případě byla zvolena hodnota  $a = 3$ . Hodnotu řumu udává disperze proložený a signál je brán jako střední hodnota bodů proložený přímky v použitém intervalu vlnových délek. Protože byla měření prováděna na již zrektifikovaných spektrech, byla výsledná úroveň kontinua pouze odeřtena od příslušného úseku spektra a mezi body profilu řáry byla provedena lineární interpolace. Ekvivalentní

šířka  $EW$  je pak prostým součtem ploch vzniklých kosodélníků,

$$EW = \sum_{i=2}^n \left( \frac{y'_i + y'_{i-1}}{2} \right) \Delta\lambda. \quad (4.5)$$

Krok ve vlnových délkách v měřených spektrech  $\Delta\lambda$  není ekvidistantní. Pro měnné  $y'$  představují hodnoty v daných bodech po odečtení úrovně kontinua. Pro absorpční, resp. emisní čáry, byla brána pouze plocha pod, resp. nad, úrovní kontinua. V intervalech, kde  $y_i > y_{i-1}$  nebo  $y_i < y_{i-1}$  byl do plochy čáry započten jen příslušný trojúhelník.



**Obr. 4.4:** Ekvivalentní šířky čáry  $H\alpha$  a její relativní intenzita  $I$  (výška nad kontinuem). Vzhledem k různé rozlišovací schopnosti ondřejovského spektrafu a ELODIE jsou kvůli srovnatelnosti výsledků do grafu zanesena pouze data získána v Ondřejově.

Nejistoty ekvivalentních šířek byly vypočteny podle vztahu z Vollmann & Everberg (2006)

$$\sigma_{EW} = \sqrt{1 + \frac{\bar{y}_c}{\bar{y}}} \frac{(\Delta\lambda - W)}{S/N}. \quad (4.6)$$

Proměnné  $\bar{y}_c$  a  $\bar{y}$  označují střední toky v kontinuu, resp. v příslušné čáře. Výše popsaná metoda měření je použita ve skriptu `ew.m` (viz CD).

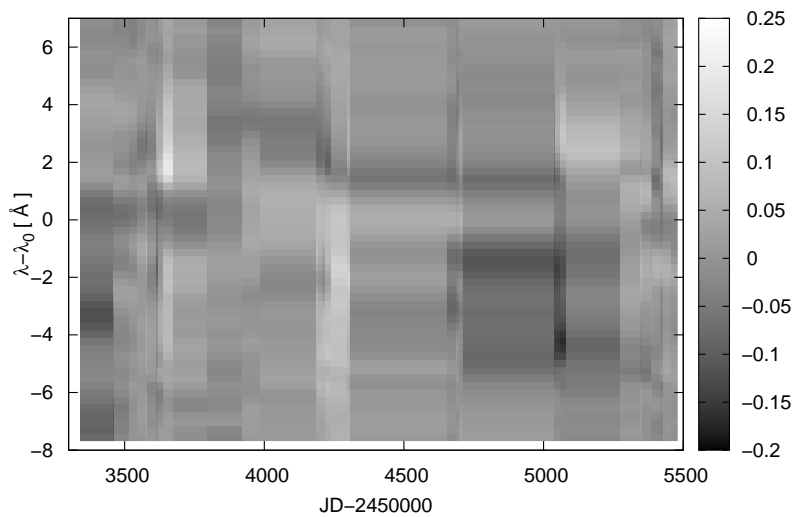
Ekvivalentní šířky emisních čar kovů (obr. 4.3) se mění v rozsahu  $\sim 20 - 30\%$ . Tyto změny jsou ve většině případů v rámci nejistoty měření. V pozorovaném časovém intervalu změny  $EW$  nejeví výrazný trend či periodicitu.

Změřené ekvivalentní šířky pro čáru  $H\alpha$  jsou zobrazeny na obr. 4.4. Je zde patrné maximum jak pro absolutní hodnoty  $|EW|$  (JD 2454160 $\pm$ 30), tak pro intenzity  $I$  (JD 2454330 $\pm$ 30) při proložení polynomem 3. stupně. Maxima jsou vzájemně posunuta, tento posun je však téměř v rámci nejistoty měření neboť reálné chyby jsou větší než zde uváděné nejistoty proložení (viz diskuse výsledků, kap. 6). V průběhu změn  $|EW|$  a  $I$  je patrné i minimum. Jeho poloha je pro obě veličiny téměř shodná ( $|EW|$ : JD 2454990 $\pm$ 30;  $I$ : JD 2455040 $\pm$ 20).

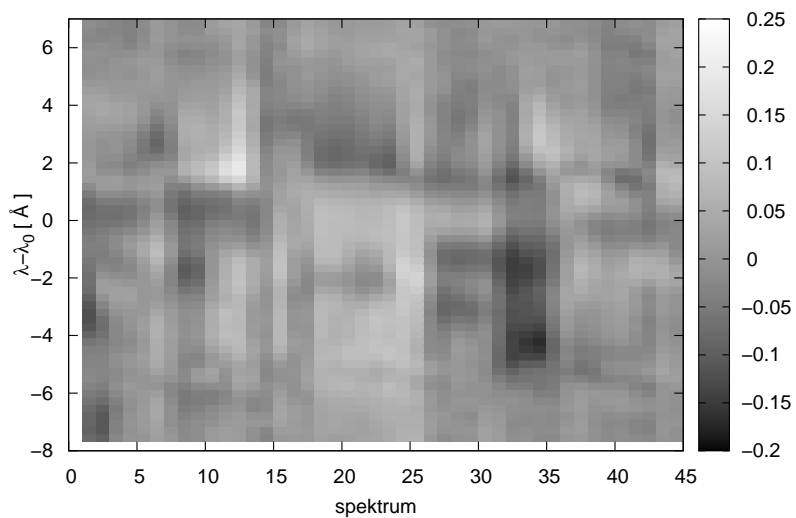
### 4.3 Šedá reprezentace

Změny profilu čáry je možno zobrazit např. pomocí *šedé reprezentace* (Aerts, 2004). Tato metoda umožňuje srovnat najednou několik spekter tak, aby byly v rámci možností snadno rozeznatelné relativní změny toku. Velikost těchto změn je vztažena k průměrné křivce, vytvořené ze všech zobrazovaných spekter. Výsledkem je soubor spekter, podělených tímto průměrem. Označení šedá reprezentace se vztahuje ke způsobu zobrazení výsledku. Hodnoty z podělených spekter jsou seřazeny do matice a zobrazeny jako 3D graf, přičemž třetí rozměr je reprezentován stupni šedi. Šedá reprezentace čáry  $H\alpha$  v závislosti na juliánském datu pozorování je zobrazena na obr. 4.5. Pro lepší rozlišení rozdílů mezi spektry je přiložen obr. 4.6, kde jsou spektra pouze chronologicky seřazena s ekvidistantním krokem 1.

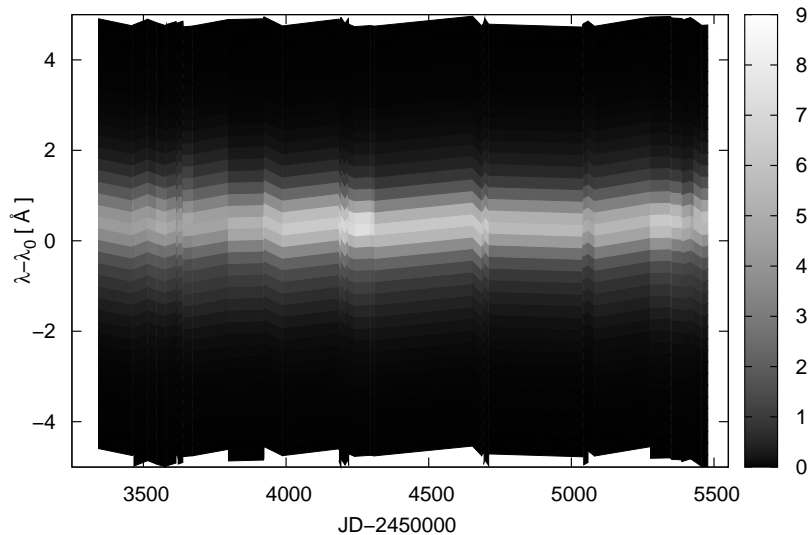
Šedá reprezentace je výhodná, pokud chceme zkoumat relativní změny ve spektru. Rozdíly v intenzitách mohou být značné a při zobrazení absolutních velikostí mohou být změny v méně intenzivních částech spektra neznatelné. Pro zobrazení malého posunu vrcholu čáry či skutečné velikosti změn profilu tedy může být výhodné prosté vykreslení spekter v matici bez podělení průměrem (viz obr. 4.7).



**Obr. 4.5:** Šedá reprezentace čáry  $H\alpha$ .



**Obr. 4.6:** Šedá reprezentace čáry  $H\alpha$ . Spektra jsou seřazena s ekvidistantním krokem bez ohledu na přesné datum pozorování.



**Obr. 4.7:** Jádru čáry  $H\alpha$ . Spektra ze všech nocí bez podělení průměrovaným spektrem. Pro lepší rozlišení posuvu vrcholu jsou hodnoty toku v pixelech  $I$  upraveny:  $I_1 = I^3/10000$ .

## 4.4 Radiální rychlosti

Spektrum V2028 Cyg jeví znaky jak chladné, tak i horké hvězdy (Arkhipova a Ipatov, 1982; Zickgraf a Stahl, 1989). To je hlavní argument pro dvojhvězdnou povahu tohoto objektu. U B[e] hvězd je předpokládán disk v rovníkové rovině (Zickgraf a kol., 1985). Zickgraf a Schulte-Ladbeck (1989) měřili polarizaci záření v emisních čarách, z níž odvodili inklinaci osy disku  $\geq 30 - 45^\circ$ . Další parametry soustavy nejsou známy, je proto vhodné hledat ve spektrech dvojhvězdy znaky změn radiálních rychlostí složek.

Jako B[e] hvězda má tento objekt také rozsáhlou obálku v níž vzniká emisní spektrum. Měření radiálních rychlostí emisních čar, případně jejich jednotlivých komponent přináší informace o rozložení rychlostí v obálce a jejich změnách. Podle Zickgrafa (2001) leží tato hvězda v HR diagramu blízko oblasti výskytu



klasických Be hvězd, a proto je detailní studium obálky zásadní pro pochopení vývoje a propojení různých typů hvězd s emisním spektrem.

Spektrum zdroje záření je podle Dopperova zákona posunuto ve vlnových délkách o jistou vzdálenost, která je pro malé rychlosti ( $v/c \ll 1$ ) úměrná radiální rychlosti zdroje vůči pozorovateli,

$$v_{rad} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} c. \quad (4.7)$$

$\lambda_0$  je laboratorní (klidová) vlnová délka,  $\Delta\lambda$  posuv ve vlnových délkách a  $c$  rychlost světla (299792,458 km/s).

Radiální rychlosti měříme z polohy spektrálních čar. Většina metod je zaměřena na určení vlnové délky vrcholu (či jiné definované části) čáry. Známe-li teoretický profil čáry (Voightův, Gaussův), je možno napozorované profily proložit příslušnou křivkou (kap. 4.4.2). Jsou-li čáry blendované, lze touto metodou v některých případech provést tzv. *deblending*. Z proložení lze získat jak polohu vrcholu, tak i pološířku a ekvivalentní šířku čáry. Další možností pro symetrické čáry je metoda zrcadlení (kap. 4.4.1). Profil čáry se zde fituje na svůj obraz, zrcadlově převrácený podle osy  $\lambda = \lambda_0$ .

V případě asymetrických čar je nutné definovat, kterou část profilu měříme. Pro jednoduchý profil či pouze pro vrchol je možno použít proložení profilu polynomem (kap. 4.4.2). Přibližné určení polohy určitých částí čáry je možno také pomocí bisektorů (kap. 4.5.2). Pro měření rychlostí v křídlech je vhodná např. metoda zrcadlení či metoda konvoluce s funkcí, symetrickou podle bodu  $[\lambda_0, 1]$  (kap. 4.4.4).

Ve spektrech chladných hvězd nacházíme velký počet absorpčních čar, často blendovaných. V tomto případě není dobře možné definovat  $\lambda_0$  a měřit jednotlivé čáry. Je však možné srovnávat skupiny čar vůči kalibrovanému spektru metodou kros-korelace (kap. 4.4.3).

Další metody (zde nepoužité) jsou například metoda centroidu. Ta poskytuje střed čáry jako vážený průměr vlnových délek (váhami jsou intenzity pixelů). Výsledky by tedy byly podobné jako u proložení symetrickou křivkou (např. Gauss).

#### 4.4.1 Metoda zrcadlení

Jednou z metod, použitých pro určení centrální vlnové délky je metoda zrcadlení. Tato metoda spočívá ve fitování profilu čáry na jeho vlastní zrcadlový obraz. V počítačovém programu `radial` (viz příložené CD), vytvořeném pro tento účel, byla metoda použita tím způsobem, že byla čára rozdělena na dvě části v místě pixelu s nejvyšší hodnotou toku a jedna z částí byla převrácena kolem osy, procházející tímto bodem, kolmé na osu vlnových délek. Posuv jedné z částí vůči druhé byl hledán jako aritmetický průměr z absolutních hodnot rozdílů poloh bodů ve vlnových délkách. Centrum čáry pak leží právě v polovině tohoto posuvu. Jako nejistota velikosti posuvu byla použita standardní odchylka průměru vzdáleností bodů. Velikost odchylky tedy zohledňuje velikost asymetrie čáry. Program pracuje jak s ekvidistantně, tak i s neekvidistantně rozmístěnými body. Hodnoty v bodech zrcadlového obrazu je nutné interpolovat a poté zjišťovat rozdíly polohy takto získaných bodů proti příslušným bodům druhé části čáry.

Jak vyplývá z popisu metody, je zrcadlení použitelné pouze pro symetrické čáry. Asymetrie vnáší do měření systematickou chybu.

#### 4.4.2 Metoda proložení profilu křivkou

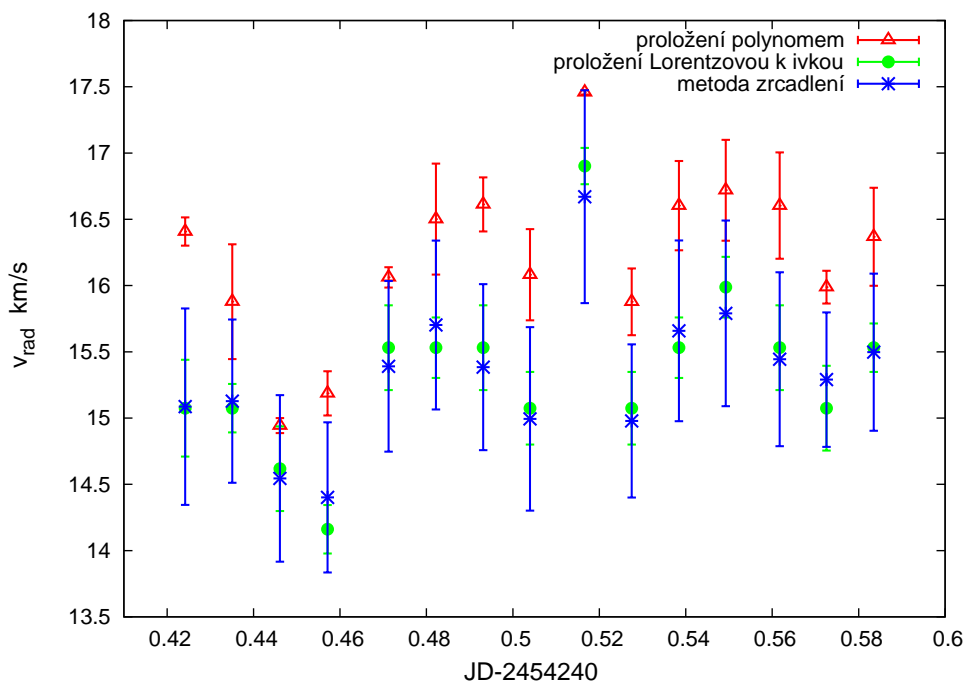
Další metodou měření polohy (centra) čáry je proložení profilu čáry funkcí a následné určení polohy extrému této funkce. Symetrické čáry neovlivněné rychlostním polem lze často aproximovat Gausovou či Voigtovou funkcí.

Obr. 4.8 ukazuje porovnání výsledků měření radiálních rychlostí pro noc 19./20. 5. 2007. Během této noci bylo získáno 15 snímků s krátkou integrační dobou (15 minut) za účelem ověření přítomnosti či nepřítomnosti krátkodobých změn. Metoda zrcadlení a proložení profilu Lorentzovou křivkou dávají (v rámci nejistoty měření) velmi podobné výsledky. Je to dáno tím, že obě metody předpokládají symetrickou čáru. Obě také lépe potlačí vliv šumu ve srovnání s metodou proložení polynomem. Ta však má výhodu lepšího vystižení tvaru profilu v případě asymetrické čáry. Vrchol  $H\alpha$  je mírně asymetrický a výsledky proložení polynomem jsou tak systematicky posunuty k vyšším rychlostem. Vzájemné odchylky ve výsledcích metod však dosahují maximálně  $\sim 1$  km/s. Čára  $H\alpha$  je intenzivní a její vrchol je zatížen malou úrovní šumu. Z tohoto důvodu zde budou dále používány výsledky z metody proložení polynomem, která lépe kopíruje tvar čáry.

## KAPITOLA 4. ANALÝZA SPEKTER

Polynomy nižších stupňů (2–4) zpravidla vystihují profil čáry podstatně hůře než Gaussova či Voightova křivka, pro vyšší stupně již při nízkém (5–10) použitém počtu bodů je fitovaná křivka ovlivněna šumem příliš a výsledek je zcela nerealistický. Použití obecné polynomické funkce je vhodné v případě silné (a tedy i méně zašuměné) emisní asymetrické čáry. Nejlepším příkladem ve zkoumaných spektrech je emisní čára  $H\alpha$ . Jako nejistota velikosti posuvu zde byla použita nejistota určení polohy extrému prokládané funkce. Pro určení polohy maxima čáry  $H\alpha$  bylo použito proložení lineární kombinací

$$\sum_{i=1}^N a_i x^{N-1+m} . \quad (4.8)$$



**Obr. 4.8:** Srovnání výsledků metody zrcadlení, proložení symetrickou křivkou a polynomem. Radiální rychlosti pro čáru  $H\alpha$  pro noc 19./20. 5. 2007

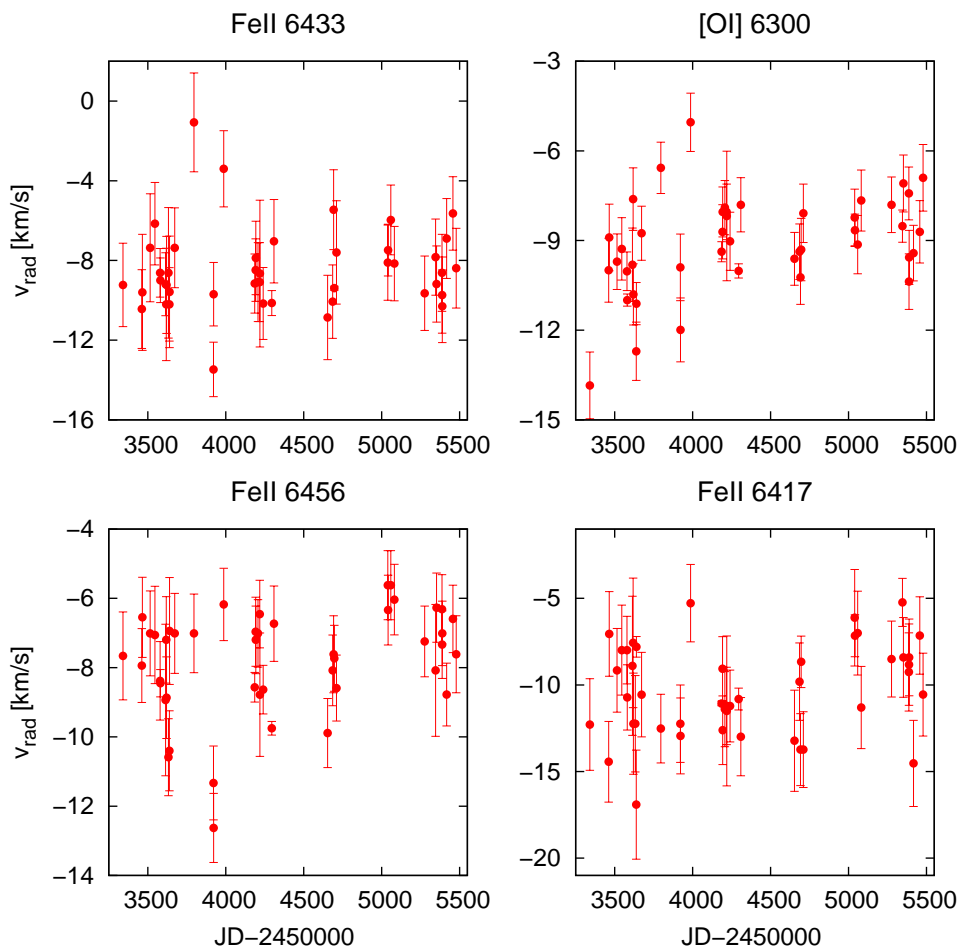
Přirozené číslo  $m$  slouží k dosažení potřebného stupně polynomu aniž by počet koeficientů  $a_i$  převýšil počet prokládaných bodů. Jádro použitého programu bylo převzato ze skriptu doc. Mikuláška `Maxipes` (Mikulášek a kol., 2003). K proložení je zde použita metoda nejmenších čtverců, modifikovaná přidáním váhovací funkce tvaru použitého u měření ekvivalentních šířek (kap. 4.2, konstanta  $a = 2,5$ ). Poloha extrému funkce je pak určena nalezením kořenu první derivace. Program spočte síť bodů příslušných hodnot derivace a po zadání počátečního odhadu nalezne interval, v němž se nachází kořen. Poloha kořene je nato určena lineární interpolací. Nejistota polohy extrému vychází z nejistoty proložení funkce.

Jak bylo zmíněno výše, proložení bodů profilu čáry polynomem má tu výhodu, že přesnost proložení příliš nezávisí na symetrii či asymetrii profilu. Stále však přetrvává nebezpečí ovlivnění profilu šumem, který je u slabších absorpčních čar relativně značný a často znemožňuje použití této metody (obr. 4.10). Proto bylo vytipováno sedm absorpčních čar, které nejsou ani blendovány s jinými čarami hvězdy nebo s čarami atmosférickými, a tyto byly proměřeny proložení Gaussovou křivkou. V případě, že byl profil čáry v daném spektru příliš ovlivněn šumem, bylo příslušné měření vyřazeno. Výsledky byly zprůměrovány a jsou použity na obr. 4.11 jako srovnání pro výsledky metody kros-korelace.

V případě povolených i zakázaných emisních čar kovů lze ve spektrech z ELODIE rozlišit asymetrii profilů s vrcholem posunutým do modra vůči křídům. V on-dřejovských spektrech je tato asymetrie při bližším zkoumání patrná, je však také do značné míry potlačena nižším rozlišením a přístrojovým profilem. V případě těchto čar je možno použít k proložení s dobrou přesností Gaussovu křivku. Do výsledného posuvu se tak promítá vliv celé čáry. To platí i pro výše zmíněnou metodu zrcadlení. Takto bylo proměřeno několik vybraných emisí Fe II a [O I]. K tomu byl použit software IRAF, konkrétně `task splot`. Výsledné radiální rychlosti jsou vyneseny na obr. 4.9.

### 4.4.3 Porovnávání intervalů

Spektrum hvězdy V2028 Cyg obsahuje velký počet absorpčních čar, jejichž hloubka je zpravidla rovna nebo menší než 0,75 úrovně kontinua. Tyto čáry jsou často zkresleny šumem a poloha centra čáry, význačný bod ke změření Dopplerova posuvu, je často nejasná (viz obr. 4.10). Čáry jsou také vzhledem k rozlišení

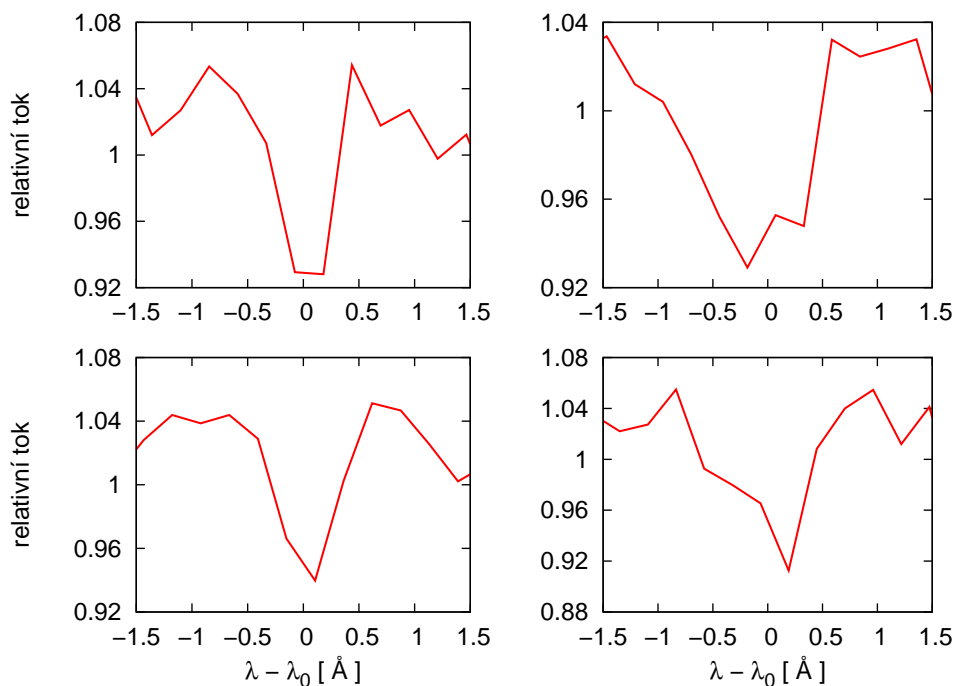


**Obr. 4.9:** Rychlosti vybraných emisních čar. Měřeno proložením gaussovou křivkou.

relativně úzké (čáru tvoří 4 – 8 bodů). Určit radiální rychlost z polohy jedné čáry není většinou s dostatečnou přesností možné. Problémem použití jednotlivých čar při jejich velkém počtu a hustotě je časté blendování, které zkresluje proložení čáry Gaussovou křivkou. Také při malé vzdálenosti čar od sebe vyvstává nebezpečí chybné identifikace čar v oblastech s velkým počtem možných kandidátů, což by vedlo k systematické chybě určení radiálních rychlostí.

## KAPITOLA 4. ANALÝZA SPEKTER

Nabízí se tedy možnost použít najednou více čar, či přímo celých intervalů ve spektru. Vytipujeme interval spektra, který obsahuje čáry pouze od jedné hvězdy. Interval také nesmí obsahovat atmosférické čáry (např. voda). Tyto jsou dobře zachyceny ve spektrech z ELODIE, v ondřejovských je však velmi obtížné atmosférické čáry nalézt. Srovnáním se spektry z ELODIE tedy byly vytipovány intervaly bez atmosférických absorpcí.



**Obř. 4.10:** Porovnání profilu absorpční čáry Cr I 6630 ze čtyř nocí.  
 $\lambda_0 = 6630,005 \text{ \AA}$

Blendování čar není na závadu neboť je teoreticky u všech spekter jedné hvězdy stejné. Identifikace konkrétních čar není třeba dělat protože pracujeme s intervalem jako celkem. Délka intervalu je kompromisem mezi potlačením šumu a nelinearitou změny rychlosti s vlnovou délkou. Delší interval obsahuje více bodů a při srovnání dvou spekter se více prosadí vlastní spektrum proti náhodnému šumu.

Jako vlnovou délku  $\lambda_0$ , pro kterou je počítán posuv, je brána vlnová délka středu intervalu. Pro interval o délce 50 Å je v oblasti čáry H $\alpha$  rozdíl v radiální rychlosti mezi středem a okrajem intervalu 0,36 – 0,38 %, což je hluboko pod hranicí chyby měření.

Tato metoda je metodou relativní. Vybrané spektrum je použito jako srovnávací a u dalších spekter je zjišťován posuv vůči tomuto srovnávacímu. Srovnávací spektrum tedy musí být dobře kalibrováno jinou metodou, aby bylo možno jej použít jako standard klidu.

Vlastní srovnání probíhá po krocích. Program pracuje s body ekvidistantními ve vlnových délkách, přičemž délka kroku je rovna intervalu mezi body. Vlnové délky bodů jsou u různých expozic obecně vůči sobě rozesunuty. Body také nemusí být ekvidistantní. Proto program zavede ekvidistantní síť bodů (uživatel volí krok manuálně) a všechna spektra jsou na tyto body nainterpolována metodou Steffena (1990). Tato metoda hledá koeficienty pro polynom třetího stupně

$$P_i = a_i(x - x_i)^3 + b_i(x - x_i)^2 + c_i(x - x_i) + d_i \quad (4.9)$$

v  $i$ -tém intervalu, přičemž bere v úvahu dva okolní body. Podmínkou je, aby extrém funkce byl vždy v naměřeném bodě. Poté je spektrum vůči srovnávacímu posouváno po krocích a v každém kroku jsou spektra porovnána. Pro srovnání byly využity dvě metody.

### Metoda rozdílů

Tato metoda používá rozdíl vektorů toku  $\mathbf{f}_s, \mathbf{f}$  překrývajících se částí spekter. Prvky těchto vektorů jsou body spektra (hodnoty toku ve spektru), příslušné vlnovým délkám v daném intervalu. Indexy  $i, j$  specifikují prvek příslušného vektoru. Index  $s$  označuje srovnávací vektor (template). Výsledkem pro daný krok  $k_i$  je suma absolutních hodnot rozdílů, podělená počtem bodů,

$$k_i = \left( \sum_{j=1}^n |f_{s,j} - f_j| \right) / n . \quad (4.10)$$

Při vzájemném posuvu, kdy se spektra nejlépe překrývají, nastává minimum  $k$ .

Minimum je většinou ostré, což teoreticky umožňuje přesnější určení posunu spektra. Problémem však je jak určit přesnou polohu minima. Klasické proložení bodů minima polynomem či lineární kombinací sinů a kosinů se ukazuje jako nedostatečné neboť výsledná funkce při počtu členů menším než je počet prokládaných bodů nemůže postihnout úzký profil minima. Jako řešení se jeví zjemnit krok a nainterpolovat ve spektru více bodů. Interpolace zanáší do určení extrému chybu, ale tato chyba je řádově menší než chyba vzniklá nepřesným prokládáním při rozlišení nízkém vůči šířce minima. Pro interpolaci byla opět použita metoda podle Steffen (1990).

### Kros-korelace

Druhou metodou srovnání spekter je metoda kros-korelace (cross-correlation). V  $i$ -tém kroku je pro překrývající se části spektra spočten korelační koeficient  $c_i$ :

$$c_i = \frac{\sum_j (f_{s,j} - \bar{f}_s)(f_j - \bar{f})}{\sqrt{\sum_j (f_{s,j} - \bar{f}_s)^2} \sqrt{\sum_j (f_j - \bar{f})^2}}. \quad (4.11)$$

Vektory  $f_s$ ,  $f$  mají stejný význam jako u metody rozdílů. U kros-korelace hledáme pro zjištění posuvu spektra maximum korelační funkce, přičemž problémy s nalezením extrému i jejich řešení jsou zde stejné jako u minima rozdílů. Metoda rozdílůvá je jednodušší a rychlejší, korelace se však ukazuje jako robustnější vůči různé délce kroku při interpolaci. Výpočet výsledku korelační metodou lze také podstatně urychlit využitím rychlé Fourierovy transformace (FFT). Proto byla ve výsledku použita metoda korelační. Na jejím základě byl vytvořen program `autocor` (viz příložené CD).

Krok interpolace je třeba zvolit dostatečně malý vůči šířce píku maxima (o 1-2 řády menší). Délka kroku je kompromisem mezi délkou výpočtu a přesností. Vlivem numerických nepřesností se s délkou kroku mírně mění výsledná radiální rychlost, při zmenšování kroku tato hodnota konverguje k určité hodnotě rychlosti. Nepřesnost této metody (rozdíly vzniklé různou velikostí kroku; počítáno jako rozdíl hodnoty při kroku 0,05 a 0,0025 Å) je  $\sim 0,15$  km/s. Pro krok 0,0025 Å je již chyba (rozdíl oproti limitě řady v nule) v řádu  $\sim 10^{-4}$  km/s.

Samotné maximum je hledáno tak, že zvolený počet  $N$  bodů (zde  $N = 5$ ) je proložen polynomem stupně  $N - 1$  a následně je hledán bod maxima této



## KAPITOLA 4. ANALÝZA SPEKTER

---

křivky. Křivka je rozdělena na intervaly o délce krok/200 a v těchto intervalech jsou spočteny první derivace. Program hledá dva body vektoru prvních derivací  $\mathbf{d}$ , pro něž je součin menší než nula. Polohu extrému (tedy nulové první derivace) dostaneme lineární interpolací mezi těmito body,

$$x_{\max} = \frac{d_2 x_1 - d_1 x_2}{d_2 - d_1}. \quad (4.12)$$

Zjištěním polohy maxima korelační křivky dostaneme velikost posunu spektra vůči spektru srovnávacímu.

Pro určení radiální rychlosti hvězdy potřebujeme posuv spektra vůči pozorovateli. Srovnávací spektrum je tak třeba kalibrovat jinou metodou, která zjistí jeho posuv vůči klidové soustavě pozorovatele.

**Tab. 4.1:** Tabulka spektrálních čar použitých ke kalibraci.

prvek	V I	Ca I	Cr I	Fe I	Fe I
$\lambda_0$ [Å]	6274,649	6439,075	6630,005	6648,079	6710,316

Vlnové délky jsou převzaty z databáze NIST (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>).

**Tab. 4.2:** Rychlosti určené jako průměr z absorpčních čar (ELODIE).

JD	$v_{\text{rad}}$ [km/s]	$\delta v_{\text{rad}}$ [km/s]	$\delta v_{\text{rel}}$ [%]
2449677,248194	-1,47	0,34	23
2449941,510729	-1,16	0,23	20
2449952,570382	-1,08	0,31	29
2450293,502350	-0,35	0,19	54

Ve spektrech z ondřejovského spektrografu je při jeho rozlišení většina silnějších čar K hvězdy blendována, slabší nemají dobře zachycený profil. Ve spektrech ze spektrografu ELODIE, která mají vyšší rozlišení ( $\sim 0,05$  Å/pixel) lze lépe identifikovat několik neblendovaných čar s profilem poměrně dobře pokrytým body (tab. 4.1).

Polohy těchto čar byly zjišťovány proložením Gaussovou křivkou. Výsledné rychlosti jsou v absolutní hodnotě velmi nízké a relativní chyby jsou tak značně velké (tab. 4.2).

Protože při kros-korelaci srovnáváme libovolně vybraný úsek vlnových délek ve spektrech, je třeba pro kalibraci srovnávacího spektra zadat nikoli posun, ale právě radiální rychlost. Korekce vlnové délky je pak spočtena podle vztahu

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{1 + \frac{v_{\text{rad}}}{c}}, \quad (4.13)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka středu úseku spektra.

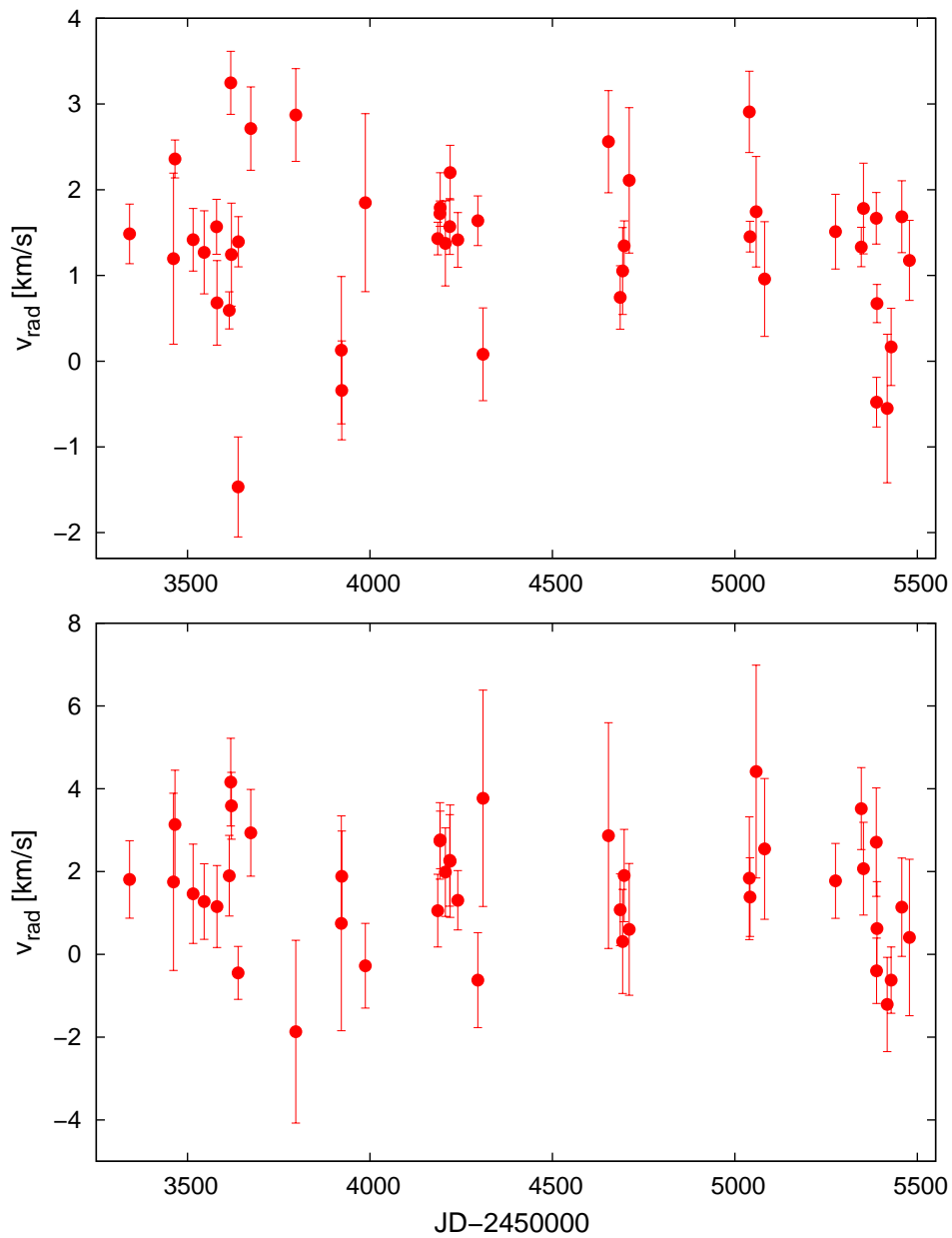
Kvůli rozdílnému rozlišení a přístrojovému profilu u srovnávaných spekter je nutné provést konvoluci srovnávacího ELODIE spektra s vhodnou Gaussovou křivkou. Pološířka  $\sigma_k$  této křivky byla zjištěna experimentálně vytvořením sítě bodů proměnné  $\sigma$  kolem počátečního odhadu  $\sigma_0 = 0,25 \text{ \AA}$  v nichž byla provedena konvoluce spektra s danou Gaussovou křivkou. Spektra v bodech sítě byla fitována metodou nejmenších čtverců na spektrum z ondřejovského spektrografu a pro každý bod byla spočtena disperze fitu. Minimum křivky disperze dává hledané  $\sigma_k = 0,24737 \text{ \AA}$ . Toto minimum bylo nalezeno stejným způsobem jako maximum korelační křivky.

Na obr. 4.11 jsou zobrazeny radiální rychlosti absorpčního spektra typu K, získané pomocí metody kros-korelace. Hodnoty v grafu jsou průměrem rychlostí ze šesti vybraných intervalů. Chybové intervaly jsou spočteny jako chyba aritmetického průměru.

Bylo-li během jedné noci získáno více spekter, bylo z nich vytvořeno jedno spektrum mediánem s použitím interpolační metody Steffena (1990).

## KAPITOLA 4. ANALÝZA SPEKTER

---



**Obr. 4.11:** Radiální rychlosti K složky absorpčního spektra. Výsledky měření kros-korelací (nahore) a proložení čar Gaussovou křivkou (dole).

**Program Korel**

Na principu srovnávání úseků spekter pracuje také software `Korel` (Hadrava, 2004). Tento program je navržen pro určování parametrů dvojhvězd a vícenásobných systémů, přičemž dokáže rozeznat a oddělit až pět komponent spektra s různými radiálními rychlostmi (spectra disentangling).

Měření radiálních rychlostí bylo provedeno iteračním způsobem, takže vždy výsledek předchozího měření byl použit jako vstupní odhad pro další krok. Stejně jako v případě kros-korelace nebyla nalezena perioda či trend změn radiálních rychlostí a výsledné rychlosti v jednotlivých krocích často oscilují mezi dvěma hodnotami. V absorpčním spektru se nepodařilo nalézt více komponent a ani oddělit absorpční složku od emisní. To je pravděpodobně dáno dvěma faktory: a) značná úroveň šumu, b) malé či žádné změny relativní rychlosti absorpční a emisní komponenty spektra. Emisní komponentou jsou zde míněny čáry kovů. Čára  $H\alpha$  je příliš intenzivní oproti absorpční složce, a proto není toto srovnání možné.

**4.4.4 Měření rychlosti v křídlech**

Vzhledem k tomu, že různé části dané čáry (křídla, jádro, ...) mohou obecně vznikat v různých oblastech, je vhodné měřit zvlášť i jejich radiální rychlosti. Výše uvedené metody nejsou často použitelné pro měření rychlosti v křídlech. Nehledáme zde extrém jako u proložení polynomem. Křídla také nemusí být obecně symetrická, což ztěžuje použití metody zrcadlení.

Pro měření byla použita metoda převzatá z publikace Schneider a Young (1980). Metoda spočívá v konvoluci daného úseku spektra s určitou váhovací funkcí  $K(\lambda)$ . Shafter (1983) pro takovýto případ volí funkci

$$K(\lambda) = \exp[-(\lambda - a)^2/2\sigma^2] - \exp[-(\lambda + a)^2/2\sigma^2], \quad (4.14)$$

která byla použita i zde. Použití gaussovské funkce umožňuje pokrýt určitý interval křídel, což potlačuje vliv šumu, ale zároveň dává nejvyšší váhu v měření bodu, který byl zvolen pomocí parametru  $a$ . Parametr  $a$  reguluje vzájemnou vzdálenost vrcholů gaussových křivek a tím udává jak „vzdálená“ oblast křídel bude měřena (vzdálenost mezi vrcholy gaussovských křivek je  $2a$ ). Volba parametru pološířky  $\sigma$

je zdola omezena rozlišením spektrografu (zde  $0,25 \text{ \AA}$ ). Nízká hodnota  $\sigma$  umožňuje přesnější vymezení měřeného úseku. Obr. 4.13 ukazuje srovnání výsledků pro  $a = 4, 5, 6 \text{ \AA}$  při  $\sigma = 0,25 \text{ \AA}$ . Výsledky pro  $a = 4$  a  $5$  jsou velmi podobné. Jde o oblast přechodu jádro-křídla a blízkou oblast křídel. Při hodnotě  $a = 6$  jsou systematické rozdíly větší, zvláště v druhé polovině pozorovací řady. Zde se však již jedná o oblast křídel, kde se začíná projevovat vliv absorpčních čar chladné komponenty spektra. Vyšší  $\sigma$  pak umožňuje pokrýt větší interval, a tím lépe potlačit vliv šumu, na druhou stranu ale „rozmyvá“ oblast měření. V tomto případě bylo cílem pokrýt určitou oblast křídel mezi přechodem v jádro a oblastí kde nabývají na důležitosti absorpční čáry. Pro měření proto byla zvolena hodnota  $\sigma = 1,0 \text{ \AA}$ .

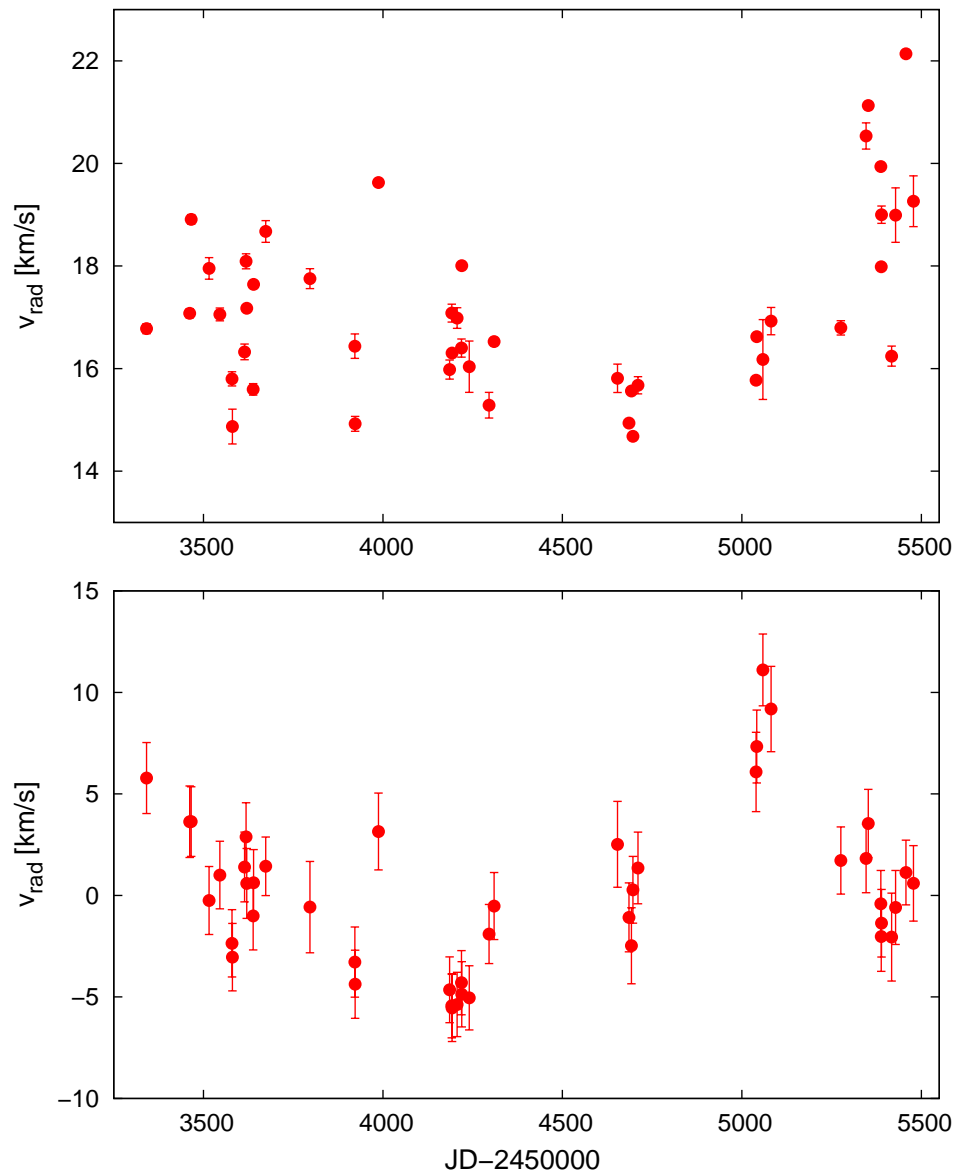
Polohu „středu“ čáry podle křídel udává nulový bod výsledné konvoluční křivky. Protože funkci  $K(\lambda)$  tvoří dvě stejně tvarované, ale obrácené křivky, je to bod uprostřed mezi dvěma oblastmi stejného průměrného toku. Hodnota nejistoty pro určení bodu  $\lambda_0$  byla spočtena ze vztahu podle Horne a kol. (1986)

$$\text{var}(\lambda_0) = \frac{\sum_i \text{var}(D_i) [K(\lambda_i - \lambda_0)]^2}{|\sum_i D_i K'(\lambda_i - \lambda_0)|^2}, \quad (4.15)$$

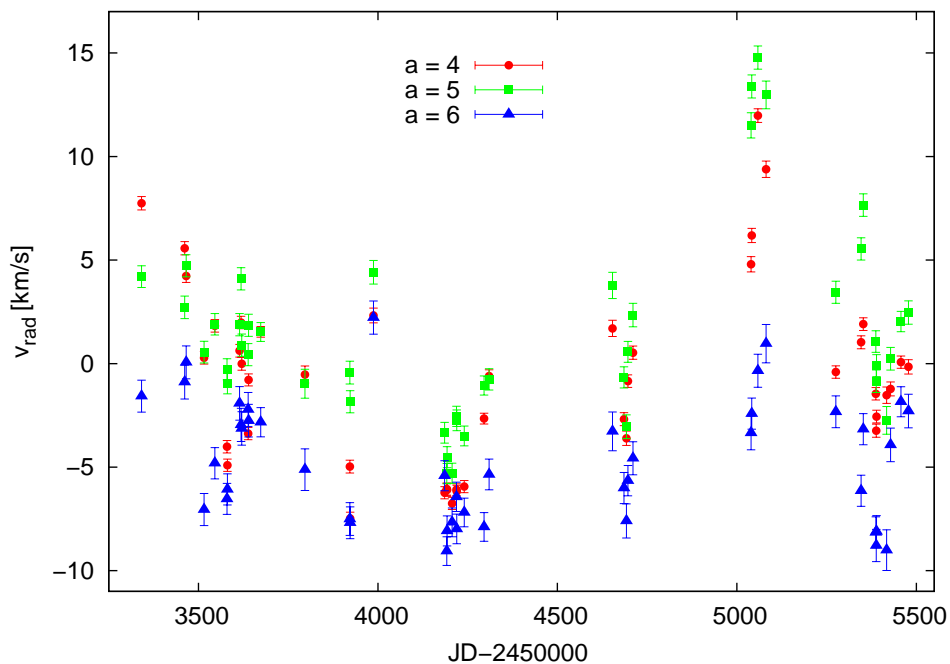
kde  $D_i$ ,  $\lambda_i$  jsou hodnoty a vlnové délky v bodech spektra.  $K'$  značí derivaci váhovací funkce. Na základě této metody byl vytvořen program `gaussradial` (viz příložené CD).

Metoda použitá pro měření rychlostí křídel má určitá omezení. Relativní změny toku ve zkoumaném úseku vlnových délek mohou být způsobeny jak posunem čáry, tak změnou jejího profilu. Uplatňuje se zde i příspěvek absorpčních čar, které se vyskytují v měřených křídlech a jejichž posuvy mohou být obecně jiné než posuv zkoumané čáry. Pro ověření zde získaných výsledků bylo provedeno kontrolní měření rychlostí křídel metodou zrcadlení. Výsledky jsou velmi podobné a lze tedy říci, že výše popisovaná metoda je v tomto případě vhodná.

Změřený rychlostní profil křídel s minimem v  $\text{JD } 2454160 \pm 20$  a maximem v  $\text{JD } 2455040 \pm 20$  se liší od hodnot, změřených pro vrchol čáry (viz obr. 4.12 nahoře), kde fit polynomem 4. stupně dává polohu minima  $\text{JD } 2454650 \pm 80$ .



**Obr. 4.12:** Změřené radiální rychlosti vrcholu čáry  $H\alpha$  (nahore; měřeno proložením polynorem) a křídel (dole; měřeno konvolucí s křivkou danou vztahem 4.14).



**Obr. 4.13:** Změřené radiální rychlosti v křídlech čáry  $H\alpha$  pro tři různé hodnoty parametru  $a$  při  $\sigma = 0,25 \text{ \AA}$ .

#### 4.4.5 Shrnutí

V této kapitole bylo představeno několik metod měření radiálních rychlostí spolu s jejich výsledky. Hvězda V2028 Cyg je relativně slabá pro spektroskopii na on-dřejovském 2 m dalekohledu, kontinuum a absorpční čáry jsou proto zatíženy poměrně značným šumem. Profil čar je také zdeformován rychlostním polem. Oba tyto jevy ovlivňují měření radiálních rychlostí. Vzhledem k poloze hvězdy v HR diagramu (Zickgraf, 2001) je detailní analýza spektra a jeho změn velmi důležitá. Proto jsou v této práci použity metody, založené na různých předpokladech a principech:

- metoda zrcadlení,

- metoda proložení křivkou (polynomem),
- kros-korelace,
- konvoluce s dvojicí gaussových křivek.

Vhodnost každé z metod je dána předpoklady a požadavky měření.

Bereme-li čáru jako celek za předpokladu stejného chování všech jejích komponent (jádro, křídla), osvědčuje se metoda proložení gaussovou křivkou a metoda zrcadlení (emise kovů, absorpční čáry). Požadujeme-li měření rychlosti z polohy vrcholu čáry, záleží již podstatně na stupni (a)symetrie profilu. Při asymetrickém profilu je vhodnější proložit vrchol polynomem (stupeň záleží na konkrétních podmínkách). To je zde případ vrcholu čáry  $H\alpha$ . V případě symetrického profilu lze opět použít zrcadlení či Gaussovou křivku.

Pro měření v křídlech může být opět použita metoda zrcadlení. Vzhledem k menšímu sklonu křivky profilu však bude méně přesná než při měření jádra. Nepřesnost měření v křídlech je vyšší i vlivem relativně většího vlivu šumu a absorpční komponenty spektra. V případě křídel byla použita metoda konvoluce profilu s dvojicí Gaussových křivek, která je o něco méně citlivá na vliv šumu a absorpcí. Metoda zrcadlení zde byla využita jako kvalitativní kontrola výsledku.

### 4.5 Profily čar

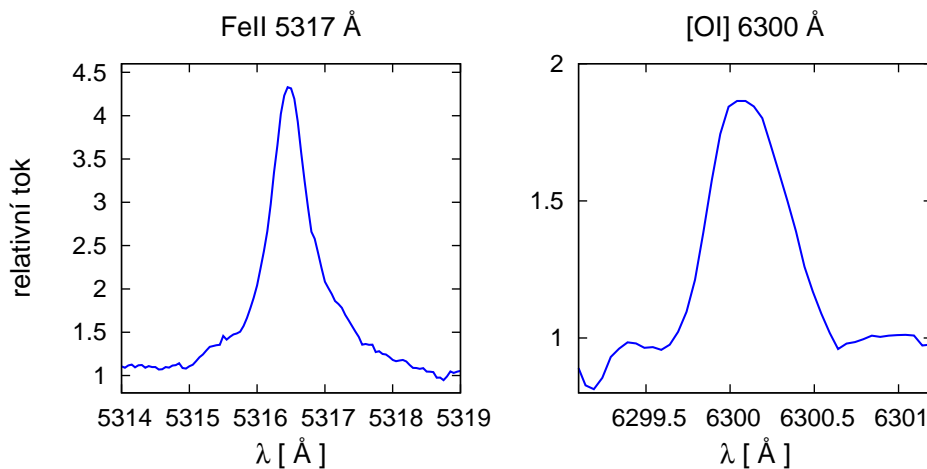
Profily emisních čar ve spektru V2028 Cyg jsou zpravidla asymetrické, přičemž podle typu profilu lze v zásadě vysledovat dvě skupiny: a) čáry Balmerovy série vodíku a b) čáry kovů. Vodíkové emise jsou nejintenzivnější (až 45 jednotek kontinua) a profily jsou složitější. Intenzita čar kovů (zakázaných i povolených) je v rozsahu jednotek úrovně kontinua (1 až 5).

Absorpční čáry jsou příliš ovlivněny šumem a detailní analýza jejich profilu není v rámci ondřejovských spekter možná.

#### 4.5.1 Čáry kovů

Ve spektrech z Ondřejova vykazují čáry kovů (Fe II, [O I]) téměř gaussovský profil a profily se dvěma vrcholy jsou výsledkem blendování. Větší rozlišení spektrografu ELODIE však ukazuje asymetrii většiny emisních čar.





**Obr. 4.14:** Vlevo příklad emisního profilu čáry Fe II 5317 Å (úzký profil, asymetrie, křídla). Vpravo zakázaná emisní čára [O I] 6300 Å (bez křídla). Spektrograf ELODIE, noc 11./12. 8. 1995.

Všechny čáry kovů, jejichž intenzita je větší než přibližně trojnásobek úrovně kontinua, mají ve svém profilu strmější spád v modré části. Směrem k větším vlnovým délkám od maxima je pokles pozvolnější a často je vidět vyšší intenzita v červeném křídle. Maximum je tedy posunuto do modré části čáry. Pro emisní čáry o nižší intenzitě platí, že některé mají profily asymetrické (podobně jako intenzivnější čáry), jiné symetrické. U málo intenzivních čar ( $\leq 1$  úrovně kontinua) je však obtížné určit tvar profilu kvůli šumu.

Šířka těchto čar v polovině výšky je podle měření z ELODIE v rozmezí od 45 do 55 km/s. Silnější čáry mají křídla o šířce přibližně do 200 km/s. Také zakázané čáry ([O I], [Fe II]) vykazují podobnou asymetrii, jak zmiňují již Zickgraf a Stahl (1989). Profil má podobnou šířku jako u čar povolených, křídla jsou však velmi úzká (obr. 4.14).

#### 4.5.2 Balmerovy čáry

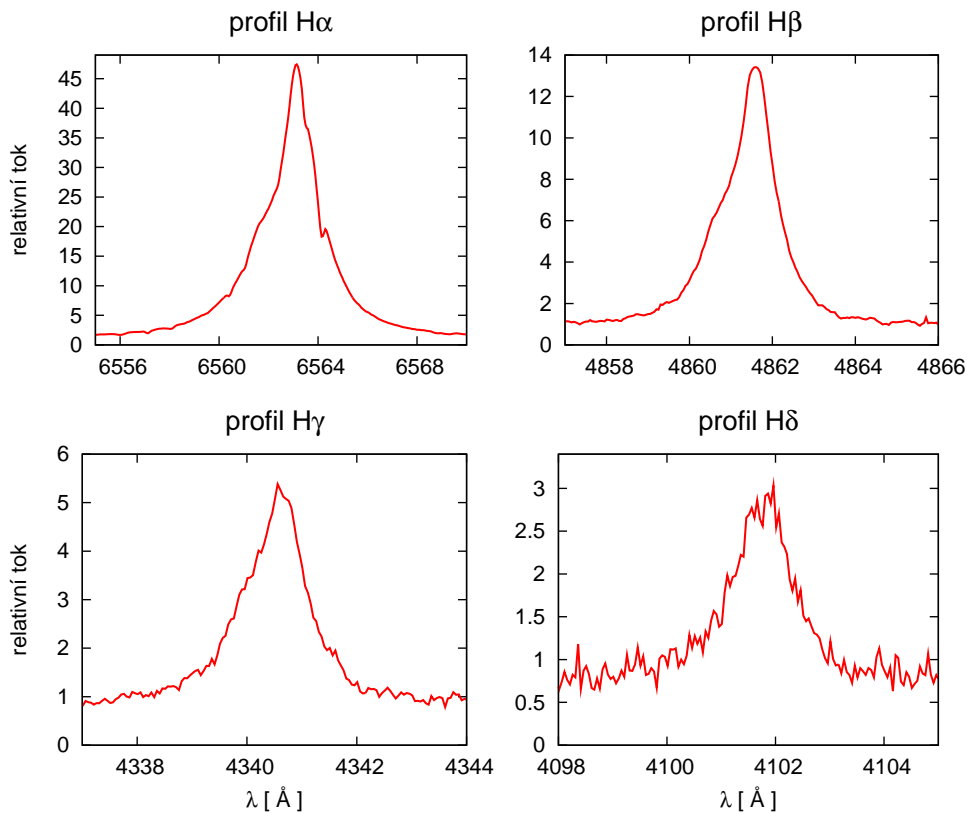
Čáry Balmerovy série vodíku jsou asymetrické. Na rozdíl od čar kovů je však vrchol posunut k červené části čáry. Jejich profily jsou si také vzájemně velmi

## KAPITOLA 4. ANALÝZA SPEKTER

---

podobné. Vyznačují se poměrně širokými křídly ( $H\alpha \sim 680$  km/s) a jednoduchým vrcholem bez rozdělení (obr. 4.15).

Jádro se skládá ze dvou komponent. Jejich rozhraní je ve větší části spekter patrné jako „hrbol“ na hladkém profilu čáry zhruba v polovině její výšky. Relativní intenzita těchto dvou komponent i asymetrie čar se s časem mění (obr. 2.3).



**Obr. 4.15:** Profily čar Balmerovy série vodíku. Spektrograf ELODIE, noc 11. 8. 1995.

Pro čáru  $H\alpha$  bylo v této práci změřeno několik charakteristik profilu (intenzita, šířka, ekvivalentní šířka, bisektory).

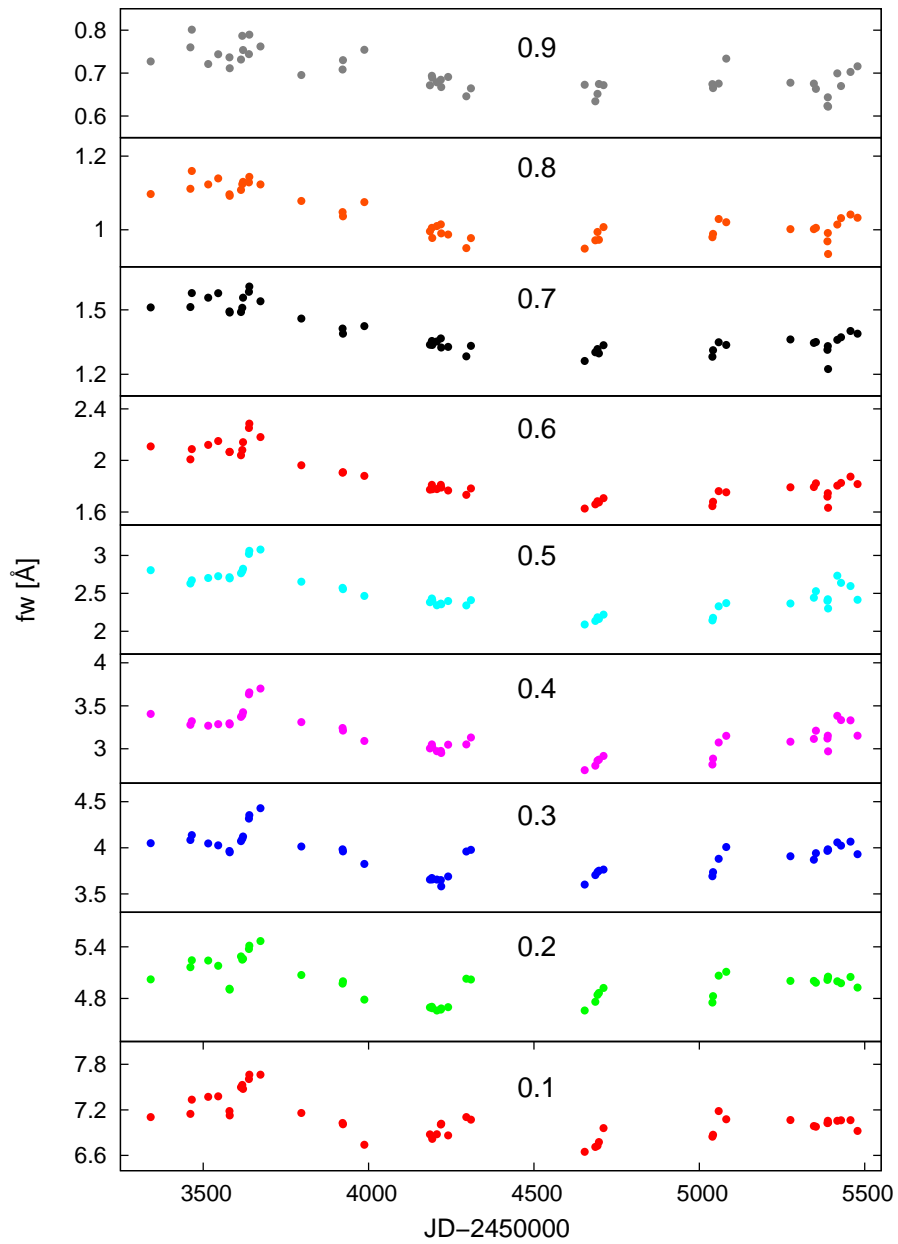
### Intenzita a šířka

První charakteristikou je výška čáry, tedy intenzita signálu v jejím nejvyšším bodě relativně k úrovni kontinua. Toto měření bylo provedeno zároveň s měřením radiálních rychlostí proložením polynomu vrcholem čáry. Výsledné hodnoty, spolu s ekvivalentními šířkami, jsou vyneseny na obr. 4.4. Omezené rozlišení a přístrojový profil spektrografu rozmývá čáru (emisní čára se stává „plošší“) a výsledky se tak u různých přístrojů obecně liší. Zde uváděná měření však byla provedena pouze na ondřejovských spektrech, získaných ve stejném ohnisku a se stejnou šířkou štěrbin, a proto je možné je vzájemně srovnávat.

Výška čáry je zjevně proměnná v intervalu od 33 do 43 (v ondřejovských spektrech) a během pozorovacího intervalu nabývá maxima a minima (kap. 4.2). Zvláště v první polovině období se pak projevují krátkodobější aperiodické oscilace v rozsahu od 4 do 5 jednotek kontinua. Z obr. 4.4 je patrné, že změny výšky a ekvivalentní šířky jsou velmi podobné a jejich korelační koeficient  $\rho$  činí 0,737. Změny ekvivalentní šířky čáry  $H\alpha$  tedy souvisejí především se změnou její výšky.

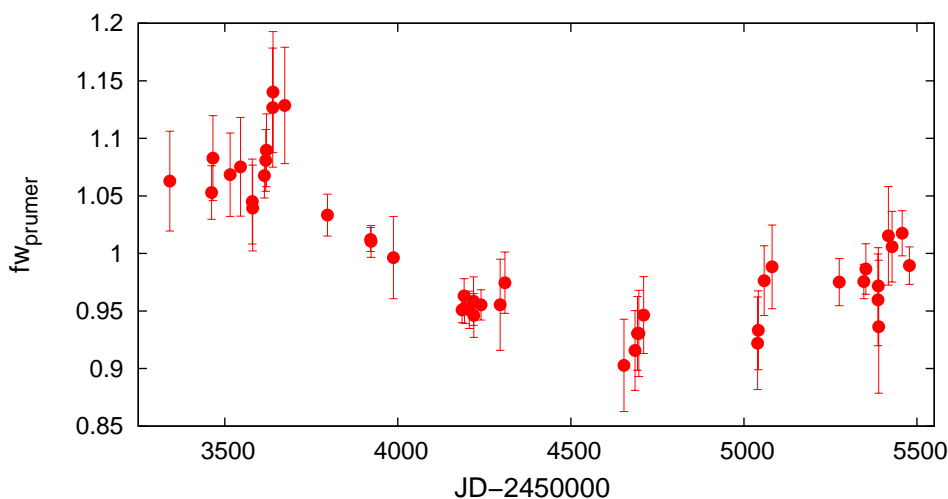
Další charakteristikou je šířka čáry v dané relativní výšce jejího profilu. U čar s gaussovským profilem je postačující uvedení parametru pološířky  $\sigma$ . U složitějších profilů je pro podrobné sledování změn nutné měřit ve větším počtu relativních výšek mezi vrcholem a křídly. Změny šířky mohou vypovídat o změnách teploty či rychlostního profilu prostředí. Vznikají-li různé části čáry v různých prostředích, je možno takto jejich změny alespoň kvalitativně porovnat. Pro účel měření šířek (a dále i bisektorů) čáry  $H\alpha$  byla výška jejího profilu normována na jedničku. Měření pak bylo provedeno v relativních výškách 0,1 (křídla) až 0,9 (vrchol) s krokem 0,05. Pro interpolaci hodnot v požadovaných bodech byla opět použita metoda podle Steffen (1990) a algoritmus pro měření je kódován ve skriptu `fw_vse.m` (viz příložené CD).

Velikost změn šířky závisí na relativní výšce, ve které jsou měřeny (obr. 4.16). Absolutní velikost změn je podle očekávání větší v blízkosti křídel, kde je čára širší, v porovnání se změnami poblíž úzkého vrcholu. Charakter změn v průběhu pozorovacího období je ve všech výškách velmi podobný. Graf na obr. 4.17 zobrazuje průměr normovaných hodnot těchto změn. Chybové intervaly byly spočteny jako standardní odchylka aritmetického průměru a ukazují rozptyl původních normovaných hodnot.



**Obr. 4.16:** Šířky ( $fw$  = full width) čáry  $H\alpha$  v relativních výškách 0,1 (křídla) až 0,9 (vrchol).

Normování je provedeno jako podíl výsledků měření z jedné výšky  $0,i$  jejich průměrem ( $f w_{0,i} / \overline{f w_{0,i}}$ ). Změny šířky však nejsou korelovány se změnami výšky čáry (obr. 4.4). To napovídá o rozdílnosti mechanismu změn.



**Obr. 4.17:** Průměr normovaných hodnot šířek čáry  $H\alpha$  ( $f w / f w_{\text{střední}} / N$ ).

### Bisektory

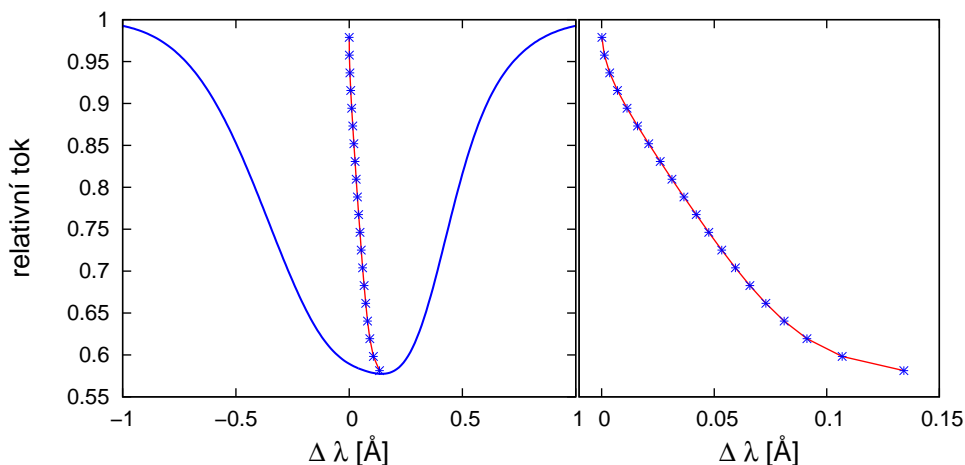
Změny výšky a šířky profilu ukazují variace „velikosti“ čáry v těchto směrech. Bisektory oproti tomu umožňují postihnout vzájemný pohyb různých komponent čáry (křídla, jádro, vrchol, ...).

Bisektor je křivka, sestavená z bodů, které leží vždy v dané relativní výšce čáry v polovině její šířky. Bisektor tedy probíhá v každé výšce středem čáry (viz obr. 4.18). U absorpčních čar se bisektorů využívá například ke studiu pohybů hmoty ve hvězdné atmosféře. Protože různé části čáry obecně vznikají v různých oblastech, lze z variací bisektoru vyčíst například údaje o granulaci či skvrnách ve fotosféře.

Vzhledem k přítomnosti emisních, zvláště pak zakázaných čar, můžeme v prvním přiblížení považovat prostředí okolo hvězdy za řídké a opticky tenké. Před-

pokládejme například vznik emise v okolohvězdném disku. Křídla pak vznikají v jeho vnitřní části blízko fotosféry hvězdy, kde je rotační rychlost nejvyšší. Jádru vzniká v oblastech vzdálenějších. Poměrně široká křídla nacházíme u balmerovských čar (zejména  $H\alpha$ ). Čáry těžších prvků (Fe, O) jsou užší a jejich křídla jsou slabší či se ztrácejí v šumu.

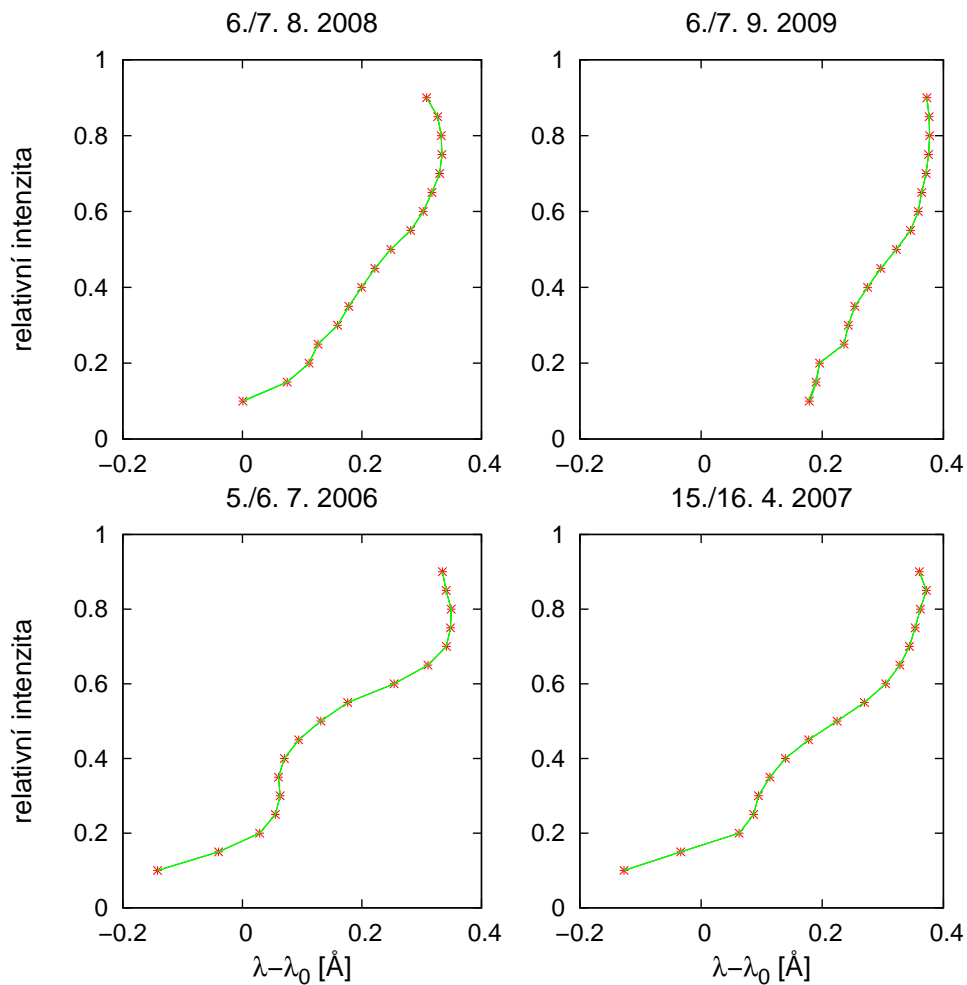
Vzhledem k jejich relativně nízké intenzitě vůči hladině šumu by bylo u těchto čar měření bisektorů značně nepřesné a snad i zavádějící. Balmerovské čáry však mají vyšší intenzitu a alespoň u jejich zástupců  $H\alpha$  a  $H\beta$  lze bisektory k analýze použít. Skript `bisekt_vse.m` (viz příložené CD), užitý k měření bisektorů, je modifikací skriptu k měření šířek. V obou případech jsou určeny polohy bodů na profilu čáry a následně určena šířka (rozdíl poloh) či hodnota bisektoru (průměr poloh).



**Obr. 4.18:** Vlevo: Syntetický asymetrický absorpční profil s bisektorem. Vpravo: Detail bisektoru ve zvětšeném měřítku.

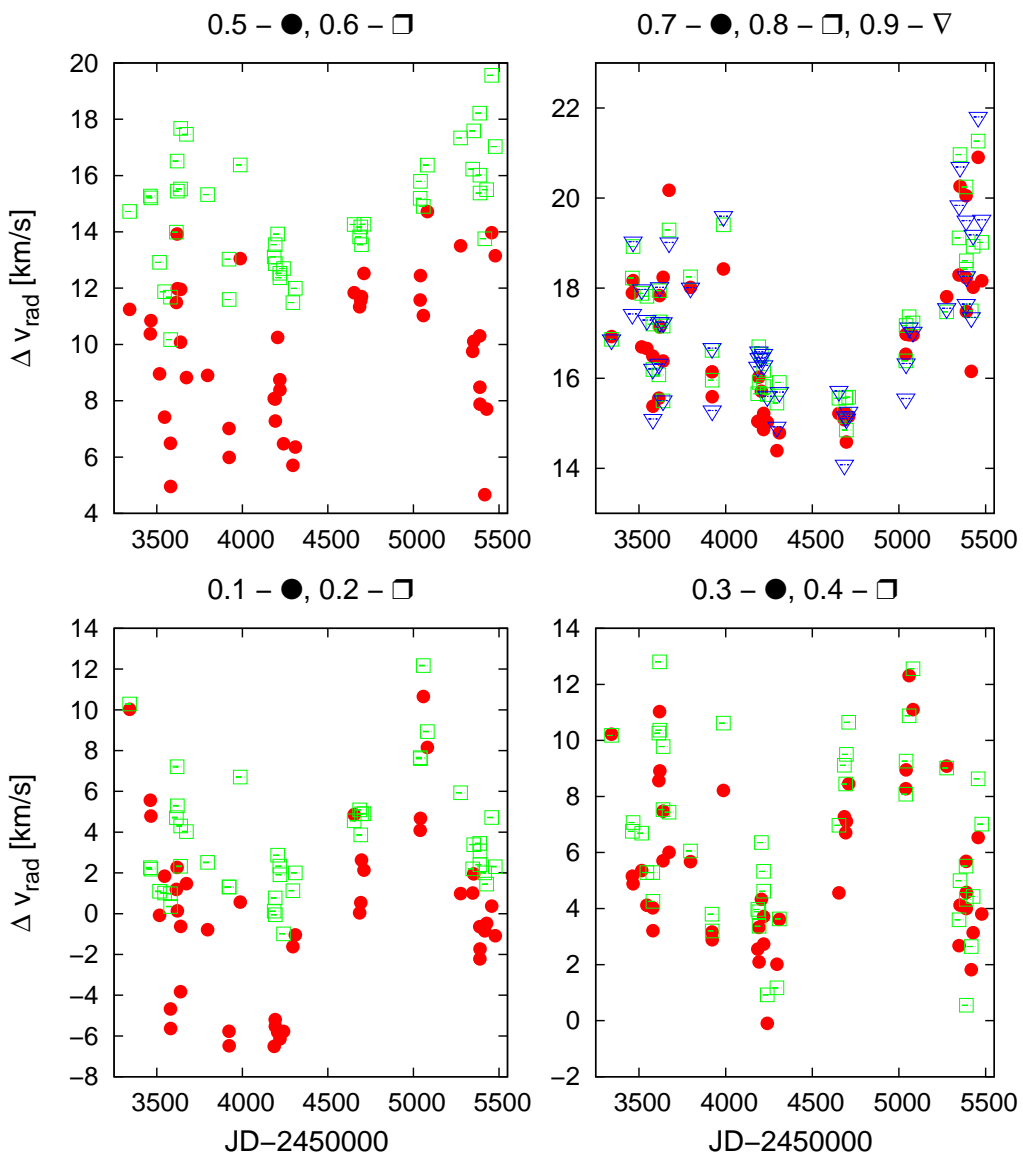
Výsledky měření čáry  $H\alpha$  jsou souborně vyneseny do grafu na obr. 4.20. Ukazuje se, že chování křídel a spodní části jádra je odlišné od chování vrcholové části. To odpovídá výsledkům měření radiálních rychlostí z křídel a vrcholu čáry.

V relativních výškách 0,1 – 0,4 nastává minimum zhruba ve středu pozorovacího období. Proložení polynomem dává minimum kolem JD 2454100. Průměr



**Obr. 4.19:** Příklady tvaru bisektorů ze čtyř pozorovacích nocí. Křivky bisektorů jsou sestaveny z měření v 17 úrovních relativní intenzity (výšky) s krokem 0,05.

pro relativní výšky 0,1 – 0,4 dává hodnotu  $JD\ 2454130 \pm 40$ . U vrcholu čáry (rel. výšky 0,7–0,9) nastává minimum zhruba ve třech čtvrtinách pozorovacího období. Průměr z proložení polynomem dává pro tyto výšky hodnotu  $JD\ 2454540 \pm 30$ .



**Obr. 4.20:** Polohy bodů bisektorů čáry  $H\alpha$  v relativních výškách 0,1 (křídla) až 0,9 (vrchol). 0,1; 0,3; 0,5; 0,7 – červená, 0,2; 0,4; 0,6; 0,8 – zelená, 0,9 – modrá. Polohy jsou vyneseny v jednotkách radiální rychlosti pro  $\lambda_0 = 6562,817 \text{ \AA}$ .

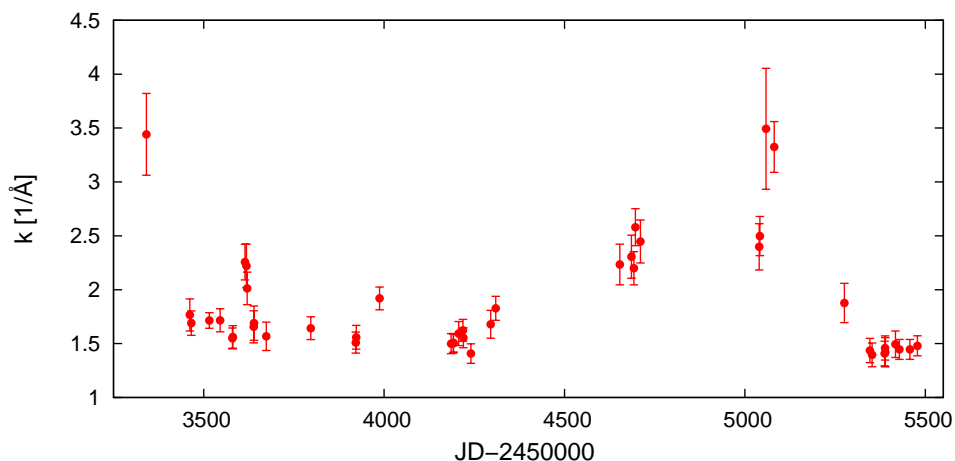


## KAPITOLA 4. ANALÝZA SPEKTER

---

Rozdílné chování různých částí čáry naznačuje existenci minimálně dvou kinematicky různých prostředí v okolí hvězdy (disk se skvrnou, disk a vítr, ...). Příklady změn tvaru bisektorů jsou uvedeny na obr. 4.19. Pro přibližný popis změn byla bisektory proložena přímka. Směrnice přímek viz obr. 4.21. Přímky byly prokládány metodou nejmenších čtverců a chybové intervaly udávají standardní odchylku směrnice přímky.

Kromě prvního spektra jeví sklon bisektorů v první polovině pozorovacího období setrvalý stav a vrchol je posunut od středu čáry vůči křídům o cca. 13 km/s. Ve druhé polovině se nachází maximum, což znamená, že se křídla a vrchol vzájemně posouvají. Jak je vidět z měření bisektorů i radiálních rychlostí, tato změna je způsobena jak pohybem křídel, tak vrcholu.



**Obr. 4.21:** Směrnice  $k$  přímek proložených bisektory.

## Kapitola 5

# Modelování bisektorů

O geometrii a podmínkách v obálce V2028 Cyg nejsou v současnosti známy žádné bližší informace. To velmi ztěžuje využití sofistikovaných modelů (hydrodynamika, přenos záření) pro analýzu jejích fyzikálních vlastností.

V rámci této práce byl proto vytvořen hrubý model, který si neklade za cíl přesný popis prostředí (rozložení teploty, opacity, emisivity, . . .) a pole záření v obálce, ale je zaměřen především na nalezení takového rozložení a změn rychlostního pole, které odpovídají pozorovaným změnám bisektorů. Změny bisektorů popisují časovou variabilitu profilu čáry a vypovídají tak o změnách rychlostního pole v prostředí hvězdné obálky. Cílem je tedy omezení množiny možných konfigurací okolohvězdného prostředí. Výsledný model může být použit jako výchozí odhad pro detailnější studium objektu pomocí sofistikovanějších modelů, zahrnujících hydrodynamiku, přenos záření, . . . .

Ve spektru hvězdy se vyskytují zakázané čáry, což implikuje řídké okolohvězdné prostředí. U žádné z čar v použitých spektrech nebyl pozorován P Cygni profil. Tyto rysy spektra ukazují, že velikost hvězdy je malá ve srovnání s rozměry obálky. Je tedy možno v prvním přiblížení použít předpoklad opticky tenkého prostředí.

Výsledkem modelu je profil emisní čáry. Tento profil se může měnit s časem a se změnou geometrie systému ve vztahu k pozorovateli (natočení, inklinace, . . .). Protože vstupem ani obsahem modelu není kompletní fyzikální popis prostředí, není možné použít přímo tyto profily ke srovnání s pozorováním. Tvar profilu spíše při srovnání dává první informaci o použitelnosti daného modelu. Model

pracuje se změnami geometrie a rychlostního pole obálky, proto jsou hlavním výsledkem relativní změny profilů, které jsou popisovány především bisektory a ekvivalentními šířkami ( $EW$ ).

Vhodnost modelu je posuzována na základě kvalitativního srovnání relativních změn bisektorů a ekvivalentních šířek pozorovaných a modelovaných. Účelem je zúžit okruh možných konfigurací okolohvězdné obálky. Kritéria pro srovnání jsou následující:

- Asymetrický profil s vrcholem posunutým do červena.
- Radiální rychlosti křídel a vrcholu se mění rozdílně a charakter změn odpovídá pozorování.
- Absolutní hodnoty ekvivalentních šířek  $|EW|$  se mění v korelaci s intenzitou  $I$ .
- Absolutní hodnoty  $|EW|$  jsou v antikorelaci s radiální rychlostí  $v_{rw}$  křídel (obr. 4.4 a 4.12).

Základním předpokladem modelů je opticky tenké prostředí a dále gaussovský profil emise v každé dostatečně malé části obálky. „Dostatečně malý“ objem znamená, že v rámci dané buňky je změna rychlosti částic menší než pološířka příslušného gaussovského profilu. Vlastní velikost buňky závisí na zvoleném maximálním  $\Delta\lambda$  v rámci buňky a gradientu rychlosti, z něž podle Dopplerova zákona dostaneme omezení v jednotkách rychlosti  $\Delta v$ . Velikost buňky v radiálním směru je

$$\Delta r = \frac{\Delta v}{|\partial v / \partial r|}, \quad (5.1)$$

kde  $v$  je průměrná rychlost částic v dané buňce a  $r$  je příslušná souřadnice. Zde testované geometrie okolohvězdného prostředí jsou:

- disk se skvrnou/ramenem,
- sféra pomalého větru (binární systém, zdrojem větru je chladná složka),
- společná obálka (binární systém),
- disk s prachovým prstencem.

## 5.1 Model typu disk – skvrna/rameno

Tento model předpokládá existenci disku, rotujícího okolo hvězdy. V tomto disku se může nacházet oblast s odlišnou emisivitou, a to buď skvrna nebo spirální rameno. Tento objekt v rotující souřadnicové soustavě disku buď stojí (a tedy rotuje společně s diskem) nebo se pohybuje (mění polohu vůči částicím disku). Model obsahuje i hvězdný vítr mimo oblast disku či polární výtrysk.

Pro popis systému je použita sférická pravotočivá souřadnicová soustava s počátkem ve středu hvězdy a osou  $z$  kolmou na rovinu disku. Osa  $x$  míří k pozorovateli.

Oběžná rychlost částic disku je ve směru  $\varphi$  konstantní. Mění se však její průmět do směru k pozorovateli, pro který platí omezení velikosti buňky v azimutálním směru. Z kosinové věty dostáváme velikost tohoto omezení jako

$$\Delta\varphi = \arccos\left(1 - \frac{(\Delta v)^2}{2v_{\text{rot}}^2}\right), \quad (5.2)$$

kde  $v_{\text{rot}}$  je velikost rotační rychlosti. V rámci disku je změna celkové rychlosti ve směru  $\Theta$  velmi malá, proto byla zvolena konstantní velikost buňky  $\Delta\Theta$  jeden stupeň. Toto platí pro tenké disky (přibližně do  $5^\circ$ ). V případě tlustého disku ( $\Theta = 30^\circ$ ) jsou již změny rotační rychlosti s  $\Theta$  větší a je třeba na ně brát ohled. Vzhledem k symetrii profilu, vznikajícího v opticky tenkém disku, však nemá tloušťka disku vliv na tvar bisektoru. To tedy dává možnost uspořít výpočetní čas a počítat pouze s modelem tenkého disku.

Tab. 5.1 shrnuje základní volitelné parametry modelu disku. Vlnová délka  $\lambda_0$  nastavuje střed čáry v klidové soustavě hvězdy. Teplota  $T$  v modelu udává teplotu pro dopplerovské rozšíření gaussovských profilů v jednotlivých buňkách a je dána vztahem

$$T(r) = \frac{T_0}{r^t}. \quad (5.3)$$

Exponent  $t$  odpovídá parametru  $\tau_{\text{pokles}}$  (viz. tab. 5.1). Model předpokládá rotující disk s tokem látky v radiálním směru. Parametr  $e_{\text{vrot}}$  (v rov. 5.4 exponent  $e$ ) nastavuje rychlost poklesu rotační rychlosti  $v_r$ , dané vztahem

$$v_r(r) = \frac{v_0}{r^e}. \quad (5.4)$$

**Tab. 5.1:** Volitelné parametry modelu pro disk.

proměnná	popis	jednotka
lambda0	vlnová délka čáry	Å
T0	teplota disku u povrchu hvězdy	K
Ti	teploty jiných komponent (skvrny, ramena)	K
inkl	inklinace rotační osy	stupně
inkls	inklinace soustavy dvojhvězdy	stupně
vs	$v_\infty$ pro vítr v disku (rov. 5.5)	m/s
rmin, rmax	vnitřní a vnější poloměr disku	$R_\star$
rkrok	mezní hodnota kroku v $r$ (viz dále)	$R_\star$
thet	úhel rozevření disku	stupně
evrot	exponent poklesu rotační rychlosti s $r$ (rov. 5.4)	
tpokles	exponent poklesu teploty s $r$ (rov. 5.3)	
beta	parametr $\beta$ pro rychlost větru (rov. 5.5)	
leps	omezení $\Delta\lambda$ pro krok ve vlnových délkách	Å
Mh	hmotnost hvězdy $M_\star$	$M_\odot$
Rh	poloměr hvězdy $R_\star$	$R_\odot$
Mhs	hmotnost sekundární hvězdy	$M_\odot$
a	velká poloosa soustavy	AU

Pro hodnotu parametru 0,5 jde o keplerovskou rotaci, hodnota 1,0 je odvozena ze zákona zachování momentu hybnosti (ZZMH). Okrajovou podmínkou je kritická rotační rychlost u povrchu hvězdy  $v_0 = v_{\text{crit}} = \sqrt{GM_\star/R_\star}$ . Jako funkce rychlosti  $v_v$  výtoku látky v disku (vítr) je použit  $\beta$ -zákon ve tvaru

$$v_v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{1}{r}\right)^\beta. \quad (5.5)$$

Poloměr  $r$  je zadáván v jednotkách poloměru hvězdy  $R_\star$ . Emisivita klesá nepřímo úměrně druhé mocnině vzdálenosti od hvězdy. Intenzita gaussovského profilu je dána emisivitou v bodě  $r$ , vynásobenou objemem buňky

$$\Delta V = \frac{\Delta\varphi}{3} (\sin(\Theta + \Delta\Theta) - \sin \Theta) ((r + \Delta r)^3 - r^3). \quad (5.6)$$

## KAPITOLA 5. MODELOVÁNÍ BISEKTORŮ

Model umožňuje vytvořit v disku strukturu ve formě skvrny či spirálního ramene které mohou mít obecně jinou teplotu a jiné rozložení rychlostního pole než samotný disk. Je také možno započítat vítr z oblastí mimo disk. I tento vítr se řídí  $\beta$ -zákonem a  $v_\infty$  je zde o řád větší než v případě disku. Parametry pro nastavení struktury větru ukazuje tab. 5.2.

**Tab. 5.2:** Parametry struktury a větru.

proměnná	popis	jednotka
T1, T2, . . .	teploty komponent (skvrn, ramen)	K
vskv	rychlost skvrny vzhledem k disku v daném místě	m/s
rskv	vzdálenost skvrny od hvězdy	$R_\star$
dskv	radiální rozměr skvrny	$R_\star$
mez	úhlový rozměr skvrny/ramene v rovníkovém směru	stupně
vemis	násobek emisivity disku ve skvrně (rameni, . . .)	
roz	parametr „rozvinutí“ ramene	
Tv	teplota větru	K
vv	$v_\infty$ větru (rov. 5.5)	m/s
vthet	rozevření oblasti větru (měřeno od pólu)	stupně
vrmin, vrmax	vnitřní a vnější poloměr oblasti větru	$R_\star$

Rychlost  $v_{skv}$  se vztahuje k pohybu skvrny vůči disku v daném modelu. V modelu byly použity oscilační pohyby v radiálním a azimutálním směru. Parametr  $mez$  určuje úhlový rozměr skvrny či ramene v souřadnici  $\varphi$  (azimutální směr). Šířka je dvojnásobkem hodnoty parametru  $mez$ .

Pro parametrizaci spirály ramene byla v tomto modelu použita rovnice

$$\varphi_r = \varphi_{nat} + \pi \frac{r}{r_{max} \varrho}, \quad (5.7)$$

kde  $\varphi_{nat}$  je úhel natočení počátku ramene a  $r_{max}$  je vzdálenost vnějšího okraje ramene od hvězdy. Parametr  $roz$  (v rov. 5.7 označen  $\varrho$ ) nastavuje „rozvinutost“ ramene. Hodnota  $roz=1$  znamená, že úhlový rozdíl mezi počátkem ramene u hvězdy a jeho koncem na okraji disku  $\pi$  radiánů. Vyšší hodnota pak dává menší úhlový rozdíl, menší hodnota větší rozdíl. Vztah 5.7 byl vytvořen pro účely

tohoto modelu a parametrizován tak, aby bylo možno měnit natočení ramene vůči pozorovateli a těsnost navinutí spirály. Ve větších vzdálenostech od hvězdy, kde je gradient rychlosti menší, je velikost kroku  $v r$  omezena shora parametrem  $r_{\text{krok}}$ , aby byl lépe prokreslen tvar ramene. Omezení je voleno zpravidla kolem  $0,1 - 0,2 R_*$ , zatímco jinak by velikost buňky  $\Delta r$  dosahovala jednotek  $R_*$ . Konkrétní vzdálenost závisí na parametrech modelu. Například pro  $\beta = 3$  a  $v_\infty = 180$  km/s se jedná o poloměry větší než  $11 R_*$ .

Další strukturou zahrnutou v modelu je výtrysk. Ten se může nacházet v rotační ose hvězdy či mimo ni.

### 5.1.1 Výsledky

V této sekci jsou uvedeny výsledky modelu pro čáru  $H\alpha$  při různém nastavení parametrů. Vlnová délka  $\lambda_0$  zde znamená laboratorní vlnovou délku čáry  $H\alpha$  ( $6562,817 \text{ \AA}$ ). Body bisektorů byly měřeny v relativních výškách  $0,1$  (křídla)- $0,9$  (vrchol) s krokem  $0,1$ .

#### Disk s obíhající skvrnou

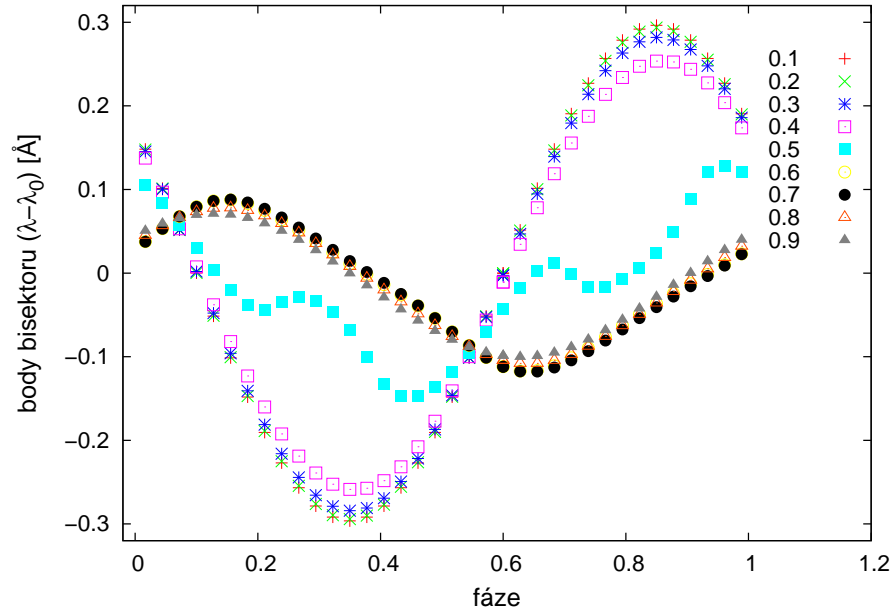
V tomto případě předpokládáme systém disk–skvrna. Skvrna má vyšší emisivitu než disk a obíhá hvězdu v jeho rovině. Fáze na obr. 5.1 přísluší změně úhlu mezi spojnicí hvězda–pozorovatel a spojnicí skvrna–hvězda, a také úhlu mezi přímkou hvězda–pozorovatel a spojnicí hvězd binárního systému. Mezi oběhem skvrny a orbitálním pohybem dvojhvězdy je obecně fázový posun.

Emise z disku zde vytváří křídla a část jádra, emise ze skvrny pak přispívá především k jejímu vrcholu (srovnej s obr. 4.15). Pohyb skvrny oblastmi s různou radiální rychlostí vůči pozorovateli způsobí pohyb vrcholu čáry, má však mizivý vliv na její křídla. Pohybu křídel lze dosáhnout započtením oběžného pohybu dvojhvězdy. Vzájemný posuv maxim a minim je nastaven pomocí fázového rozdílu mezi natočením skvrny a spojnice hvězd vůči pozorovateli.

Tyto modely jsou vytvořeny pro inklinaci disku i dvojhvězdné soustavy  $40^\circ$ , tenký disk ( $\Theta = 5^\circ$ ),  $v_{\text{inf}} 20$  km/s, poloměr emitujícího disku je  $7 R_*$  a skvrna je za jeho okrajem (v neemitující části disku). Fázový rozdíl mezi natočením spojnice skvrna–hvězda a velké poloosy dvojhvězdy je  $200^\circ$  a rotační rychlost disku klesá podle ZZMH. Parametry hvězd byly zvoleny podle Zickgraf (2001):

## KAPITOLA 5. MODELOVÁNÍ BISEKTORŮ

$M_B = 7,5 M_\odot$ ,  $M_K = 7,0 M_\odot$ ,  $R_\star = 8,0 R_\odot$ .  $M_B$ , resp.  $M_K$  jsou hmotnosti horké, resp. chladné složky. Velká poloosa systému byla zvolena jako 10 AU, aby doba oběhu odpovídala pozorované „periodě“ v křídlech. Výsledky modelu jsou zobrazeny na obr. 5.1.



**Obr. 5.1:** Výsledné relativní změny bisektorů pro model disku se skvrnou a vzájemným oběhem dvojhvězdy. V grafu jsou zobrazeny body bisektorů v relativních výškách 0,1 (křídla) až 0,9 (vrchol).

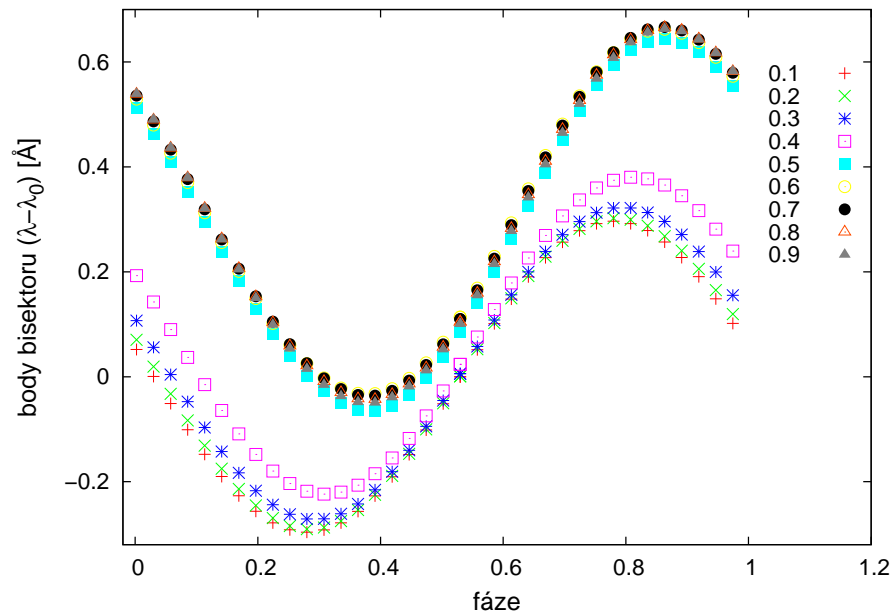
### Disk s oscilující skvrnou

V tomto modelu skvrna osciluje kolem střední azimutální polohy  $\varphi_0$  a oscilace probíhá v azimutálním směru. Na obr. 5.2 je zobrazen výsledek pro model s úhlem natočení  $\varphi_0 = 155^\circ$  a amplitudou  $30^\circ$ . Vzdálenost skvrny od povrchu hvězdy je  $7 R_\star$ , radiální rozměr je v obou případech  $2 R_\star$  a azimutální  $20^\circ$ . Ostatní parametry jsou stejné jako v předchozím případě.

Úroveň ovlivnění změn profilu čáry pohybem skvrny záleží především na nato-



čení její střední polohy vůči pozorovateli. Relativní vliv pohybu skvrny na pohyb vrcholu a křídel čáry závisí na její vzdálenosti od hvězdy. Aby však měly tyto změny rozdílné fáze, jak vyplývá z pozorování, je třeba započítat i orbitální pohyb dvojhvězdy, jak je tomu na obr. 5.2.



**Obr. 5.2:** Výsledné relativní změny bisektorů pro model disku s oscilující skvrnou a se započtením oběhu dvojhvězdy;  $\varphi_0 = 155^\circ$ .

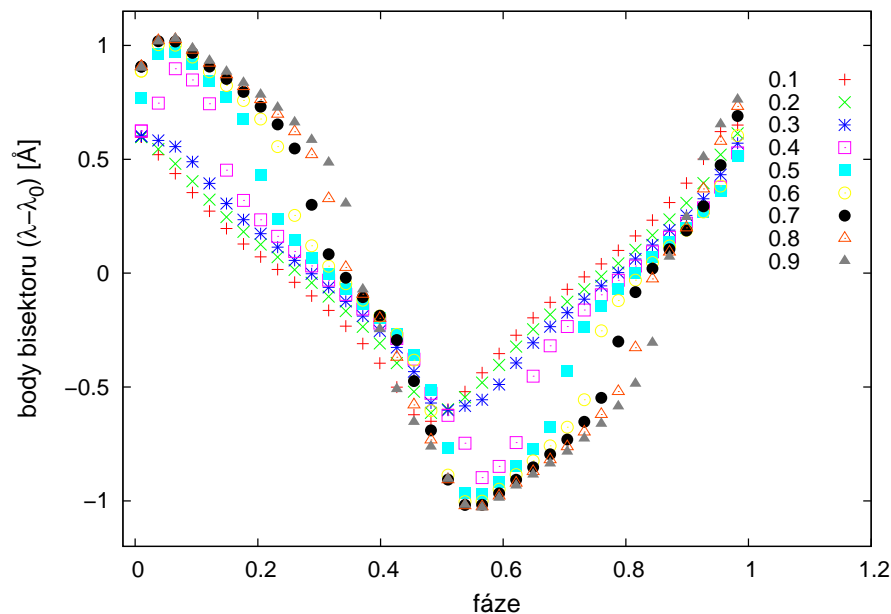
### Disk se spirálním ramenem

Model v tomto případě počítá s jedním či dvěma spirálními rameny v disku. Se spirálním ramenem je zacházeno stejně jako se skvrnou, která se v radiálním směru táhne téměř od povrchu hvězdy do zvolené vzdálenosti od ní, zpravidla k okraji disku. Vlastní tvar ramene je dán vztahem 5.7. Z pozorované asymetrie profilu čáry je možno soudit, že je zde třeba použít pouze jedno rameno či více ramen s asymetrickými vlastnostmi (rozdílná emisivita, vzájemně nesymetrické umístění v disku). Směr stáčení ramene může být buď souhlasný se směrem rotace

## KAPITOLA 5. MODELOVÁNÍ BISEKTORŮ

(parametr rozvinutí  $r_{0z}$  je kladný) nebo proti směru (parametr rozvinutí záporný).

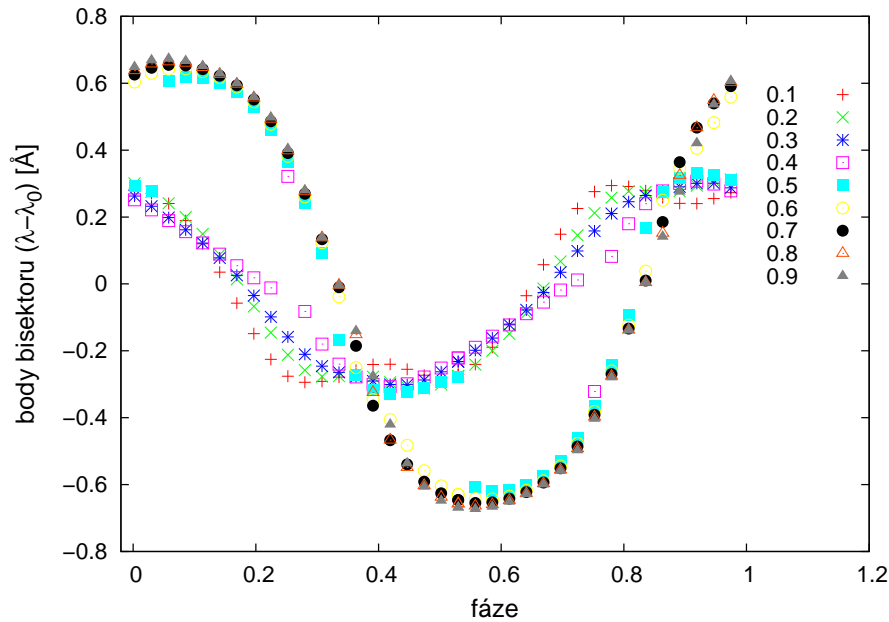
Vzhledem k tomu, že rameno probíhá oblastmi s rozdílnými vlastnostmi rychlostního pole, je možno s jeho pomocí modelovat čáru s rozdílným chováním různých jejích částí. Rozestup minim posuvů vrcholu a křídel je zde možno dosáhnout i bez započtení oběhu dvojhvězdy. Ukazuje se, že pořadí minim, které odpovídá pozorování, dává model s ramenem zavinutým proti směru rotace disku. Časový rozdíl mezi minimy je však velmi malý (přibližně 5% délky periody). Výsledek pro uspořádání s parametrem rozvinutosti  $r_{0z} = -1$  a bez oběhu je zobrazen na obr. 5.3. Disk i rameno dosahují do vzdálenosti  $7 R_*$  a úhlová šířka ramene je  $30^\circ$ . Obr. 5.4 pak ukazuje výsledek pro rameno rozvinuté s  $r_{0z} = -2$ , šířkou  $30^\circ$  a se započtením oběžného pohybu dvojhvězdy.



**Obr. 5.3:** Výsledné relativní změny bisektorů pro model disku se spirálním ramenem;  $r_{0z} = -1$ . Bez započtení oběhu dvojhvězdy.

Rameno s rozvinutostí rostoucí nad jedna (azimutální úhel  $> \pi$ ) se ve výsledném profilu projevuje stále více podobným způsobem jako prstenec a vytváří dvojitý profil čáry. Se snižující se rozvinutostí ramene klesá fázový rozdíl mezi

minimy křídel a vrcholu.



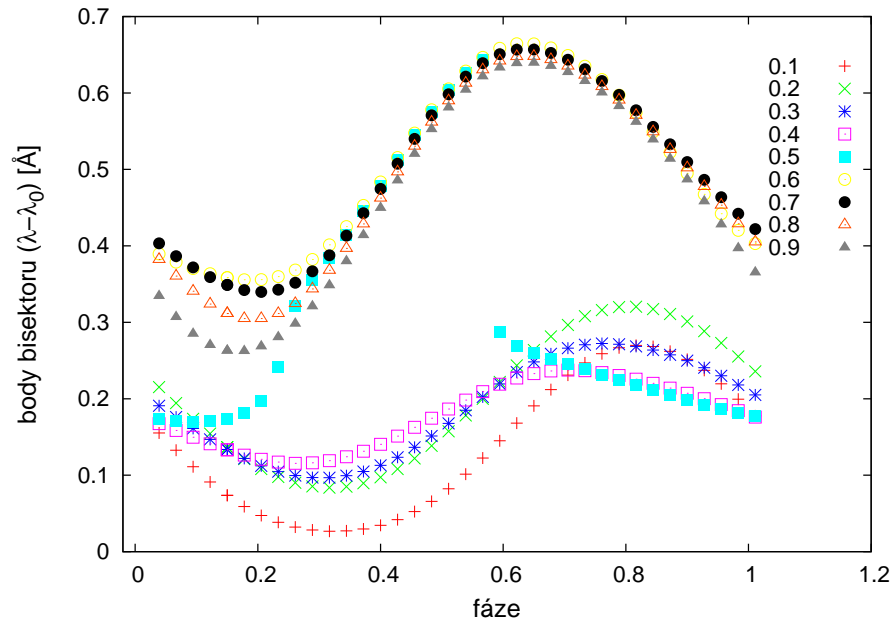
**Obr. 5.4:** Výsledné relativní změny bisektorů pro model disku se spirálním ramenem;  $r_{\text{oz}} = -2$ . Se započtením oběhu dvojhvězdy.

### Disk s oscilujícím ramenem

Disk se skvrnami či spirálními rameny, obíhajícími hvězdu v jeho rovině umožňuje modelovat profil čáry kvalitativně shodný s pozorovaným (širší spodní polovinu profilu, hrbol a ostřejší vrchol). Tato shoda však nastává pouze v některých fázích oběhu skvrny či ramene. Nabízí se proto model disku se spirálním ramenem, které mění své natočení pouze v určitém úhlovém rozmezí. Model nabízí dvě možnosti: a) oscilace ramene kolem střední polohy a b) příčnou vlnu probíhající ramenem. Tato geometrie může odpovídat například případu dvojhvězdy, kde se kompaktní horká složka nachází v oblasti větru chladného obřího průvodce. Proud hmoty je horkou složkou fokusován za vzniku oscilující struktury podobné ramenu.

Emise z ramene ovlivňuje jak křídla, tak vrchol. Změna natočení ramene jako

celku dává průběh bisektorů velmi podobný v křídlech i vrcholu. Rozesunutí minim je maximálně na úrovni případu s oscilující skvrnou (obr. 5.2). Rameno s příčnou vlnou (výchyly v azimutálním směru) dává dostatečné rozesunutí minim. Pořadí je však opačné než v pozorovaných výsledcích (obr. 5.5).



**Obr. 5.5:** Výsledné relativní změny bisektorů pro model disku s oscilujícím ramenem.

Různou volbou parametrů lze v tomto modelu získat velmi rozdílné průběhy bisektorů. Bisektory na obr. 5.5 byly spočteny pro rameno s azimutálním úhlovým rozměrem  $20^\circ$  a parametrem rozvinutosti 12. Teplota disku i ramene je 20000 K. Rameno je pootočeno o  $150^\circ$  a amplituda oscilace je  $10^\circ$ . Není zde započten oběh dvojhvězdy.

### Diskuse výsledků

V předchozích odstavcích jsou prezentovány modely bisektorů čáry  $H\alpha$  pro okolohvězdný disk s přidanou strukturou (skvrna, rameno, výtrysk). Tvar profilu čáry

je dán geometrií modelu a rychlostním polem. Pro zvýšení rychlosti výpočtu byl použit model tenkého disku ( $\Theta = 1^\circ$ ), srovnání s modelem tlustého disku ( $30^\circ$ ) však ukazuje, že úhel rozevření disku nemá na výsledné bisektory podstatný vliv. Všechny zmíněné modely při vhodném nastavení parametrů dávají profil čáry, který alespoň kvalitativně odpovídá pozorovanému. Na změny profilu, a tím i bisektorů, má vliv především typ přidané struktury a změny její polohy s časem. Vzhledem k asymetrickému tvaru čáry musí být geometricky asymetrická i struktura přidaná k disku. Protože předpokládáme dokonale opticky tenké prostředí, symetrická struktura (např. prsteneček) by vytvořila symetrický příspěvek k profilu emise disku.

Pozorované změny bisektorů ukazují minima v poloze křídel i vrcholu čáry. Tato minima jsou vzájemně posunuta a minimum křídel je výraznější než minimum vrcholu (rozsah změřených poloh je zhruba dvojnásobný).

U modelu obíhající skvrny (obr. 5.1) dostáváme pohyb maxima čáry, jehož rozsah a fáze jsou řízeny parametry modelu ( $M_*$ ,  $R_*$ , vzdálenost od hvězdy, pokles rotační rychlosti, rychlost výtoku hmoty, počáteční natočení). Pohyb křídel je pak možno docílit započtením oběžného pohybu dvojhvězdy. Výsledek tohoto modelu však neodpovídá pozorování neboť vrchol čáry v tomto případě postupně jeví posuv jak k červené, tak k modré straně profilu. Ve všech spektrech, která jsou nyní k dispozici ke srovnání (Ondřejov, ELODIE, spektra z Zickgraf, 2001) se maximum nachází vůči křídům buď ve středu čáry nebo je posunuto směrem k delším vlnovým délkám.

Model disku s obíhajícím ramenem (obr. 5.3, 5.4) umožňuje vzájemně fázově posunutý pohyb vrcholu a křídel se započtením oběhu dvojhvězdy i bez něj. Tento rozdíl dostáváme při rozvinutosti ramene  $r \circ z = -6$  až  $-1$  (směr navinutí ramene proti směru rotace disku). Pozorování zde však neodpovídají relativní hloubky minim, ani jejich relativní posun. Jako v předchozím případě je zde problém střídavého symetrického výskytu vrcholu v modré i červené polovině čáry.

Také v případě azimutálně oscilující skvrny (obr. 5.2) je třeba započítat pohyb dvojhvězdy. Skvrna se vyskytuje jen v určitém intervalu  $\varphi$ , a tak docílíme stálého posuvu vrcholu k vyšším vlnovým délkám. Tímto způsobem lze vytvořit kvalitativně odpovídající profil čáry a fázově posunutá minima bisektorů. Relativní hloubky a tvary minim však neodpovídají pozorovaným.

V případě modelu spirálního ramene oscilujícího v azimutálním směru (obr. 5.5)

kolem určitého  $\varphi_0$  dostáváme pohyb křídel i vrcholu bez započtení oběhu dvojhvězdy. Rozestup minim je však buď velmi malý nebo opačný ve srovnání s pozorovanými hodnotami.

Všechny výše uvedené modely postrádají mechanismus, který by vysvětlil změny ekvivalentních šířek a intenzit spolu s jejich propojením se změnami radiální rychlosti křídel (třetí a čtvrté kritérium). Model disku se skvrnou či ramenem tak velmi pravděpodobně neodráží skutečnost.

## 5.2 Dvojhvězda s hvězdným větrem od chladné složky

Předchozí model předpokládal vznik čistě emisního profilu čáry  $H\alpha$ . Asymetrie čáry však připouští i možnost kombinace emisního profilu s absorpcí, posunutou vůči emisi ke kratším vlnovým délkám. Vzhledem k tomu, že V2028 Cyg je považována za dvojhvězdu, skládající se ze složek typu K a B, nabízí se zde model horké hvězdy, obíhající v oblasti sféry větru chladné složky. Zářením horké složky je buzena emise v oblasti větru. Absorpce pak vzniká na částicích, ležících mezi horkou hvězdou a pozorovatelem. V tomto válci vždy převažuje úsek, v němž se látka pohybuje směrem k pozorovateli, a tak vzniká absorpce s modrým posuvem relativně k emisi.

Vítr chladné složky s velkou pravděpodobností obsahuje částice prachu (přítomnost prachu je jedním ze znaků B[e] spektra). Rychlostní profil takového větru je podle Ivezic a Elitzur (2010)

$$v = v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^k, \quad (5.8)$$

kde  $v_\infty$  je konečná rychlost větru a  $r$  je vzdálenost od hvězdy. Za charakteristickou vzdálenost  $r_0$  byl vzat poloměr hvězdy. Předpokládáme-li opticky tenký vítr, nabývá konstanta  $k$  hodnoty 2/3.

Velikost buňky pro sčítání profilů opět omezíme maximálním rozdílem rychlostí  $\Delta v$ , který je menší než určitý zlomek  $\sigma$  gaussovovského profilu z jedné buňky. Z rychlostního profilu 5.8 vyplývá velikost buňky v radiálním směru

$$\Delta r = \frac{\Delta v r^2}{v_\infty r_0 k} \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^{1-k}. \quad (5.9)$$

Úhel  $\Theta$  je měřen od rovníku, přičemž polární osa souřadnicové soustavy míří směrem od pozorovatele. Úhlová velikost buňky v souřadnici  $\Theta$  je

$$\Delta\Theta = \left| \mp \arccos \left( \cos \Theta \pm \frac{v}{v_\infty} \right) - \Theta \right| . \quad (5.10)$$

První sada znamének platí pro  $\Theta < 0$ , druhá pro  $\Theta > 0$ . V azimutální souřadnici  $\varphi$  je velikost buňky konstantně  $\Delta\varphi = 5^\circ$ . V této souřadnici totiž nedochází ke změně velikosti průmětu vektoru rychlosti směrem k pozorovateli. Rozdělení na buňky v azimutální souřadnici je potřebné pouze kvůli tomu, že model umožňuje nastavit pokles emisivity větru se vzdáleností od horké hvězdy. Objem buňky je dán vztahem

$$\Delta V = \frac{\Delta\varphi}{3} ((r + \Delta r)^3 - r^3) |\sin(\Theta + \Delta\Theta) - \sin \Theta| . \quad (5.11)$$

Od takto získaného emisního profilu jsou následně odečteny emise, které pocházejí z oblastí, zakrytých horkou a chladnou hvězdou. Jedná se o válec, jehož poloměr je shodný s poloměrem hvězdy a délka je měřena od polohy hvězdy k okraji sféry větru. Pro popis polohy horké hvězdy a zakrytých válců je použita kartézská soustava souřadnic. Střed soustavy se nachází ve středu chladné hvězdy a osa  $x$  míří směrem od pozorovatele. Soustava je levotočivá.

Podobně jako zakryté části je spočtena absorpce. Ve válci mezi horkou hvězdou a okrajem sféry větru směrem k pozorovateli vzniká absorpční profil. V každé části válce vzniká absorpční gaussovský profil, přičemž jeho hloubka nezávisí na vzdálenosti od horké hvězdy.

Do modelu je možno zahrnout také akreční disk či disk s výtokem látky kolem horké hvězdy. Emise z disku je počítána stejným způsobem jako v předchozím modelu (kap. 5.1). V případě jeho zahrnutí je i tento disk brán jako clona pro materiál za ním a průřez zakrytého objemu větru je dán průmětem plochy disku na rovinu kolmou ke směru k pozorovateli. Průmět je obecně elipsa s velikostí hlavní poloosy shodnou s poloměrem disku  $r_d$ . Vedlejší poloosa má velikost  $b = r_d \cos i$ , kde  $i$  je inklinace osy disku.

Při geometrických výpočtech s větrem a hvězdami je poloměr sféry větru normován na jedničku a ostatní rozměry soustavy (např. poloměry hvězd) jsou tomu přizpůsobeny. Se vzdáleností od horké hvězdy klesá ozáření látky větru, a tedy i její emisivita  $\eta$  podle vztahu

**Tab. 5.3:** Volitelné parametry pro model větru.

proměnná	popis	jednotka
lambda0	vlnová délka čáry	Å
T0	teplota větru	K
inkl	natočení oběžné roviny dvojhvězdy kolem osy $y$	stupně
zinkl	natočení oběžné roviny dvojhvězdy kolem osy $z$	stupně
vv0	$v_\infty$ pro vítr (rov. 5.8)	m/s
Rv	poloměr sféry větru	AU
abspomer	poměr mezi intenzitou absorpce a emise	
zpokles	exponent poklesu ozáření látky větru $r$ (rov. 5.12)	
k	parametr $k$ pro rychlost větru (rov. 5.8)	
Mh	hmotnost horké hvězdy $M_\star$	$M_\odot$
Rh	poloměr horké hvězdy $R_\star$	$R_\odot$
Mhs	hmotnost chladné hvězdy	$M_\odot$
Rhs	poloměr chladné hvězdy $R_\star$	$R_\odot$
a	velká poloosa soustavy	AU

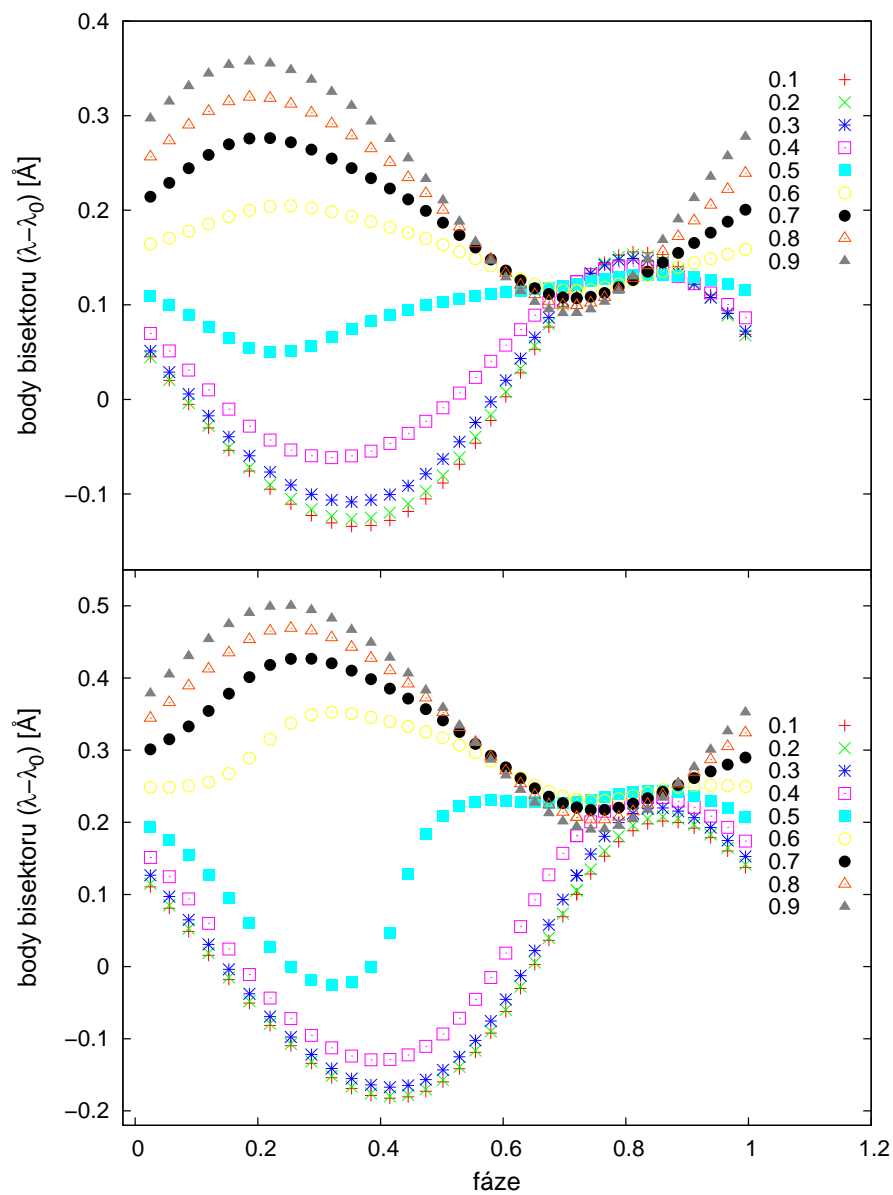
$$\eta = \frac{\eta_0}{r_h^\zeta} . \quad (5.12)$$

Proměnná  $r_h$  zde udává vzdálenost od horké hvězdy a exponent  $\zeta$  odpovídá parametru `zpokles`. Nastavitelné parametry modelu jsou uvedeny v tab. 5.3. Parametry disku jsou stejné jako v předchozím modelu až na parametr inklinace, který je zde označen `dinkl`.

### 5.2.1 Výsledky

Modely bez disku nedávají uspokojivé výsledky. Přidáním disku do použitého modelu dostáváme průběhy bisektorů jež vykazují o něco uspokojivější shodu s pozorovanými. Vzájemný posun minim je možno regulovat natočením oběžné dráhy, případně změnou elipticity. Posun shodný s pozorovaným však model nedává. Obr. 5.6 zobrazuje výsledky pro disk s výtokem hmoty resp. s akrecí.



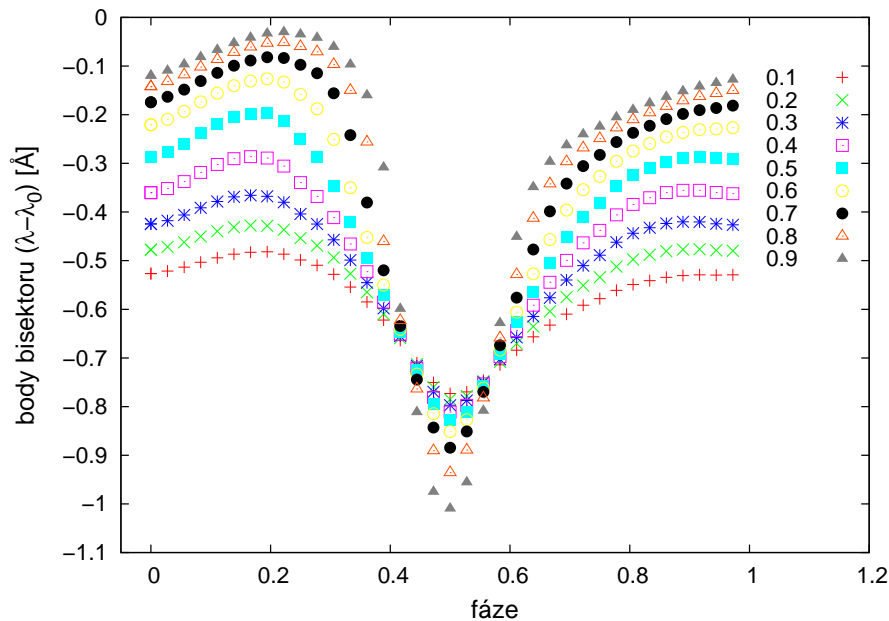


**Obř. 5.6:** Výsledné relativní změny bisektorů pro model sférického pomalého větru. Nahoře: Horká hvězda je obklopena expandujícím diskem. Dole: Horká hvězda (bílý trpaslík) je obklopena akrečním diskem.

Příčinou změn ekvivalentních šířek je změna optické tloušťky absorbujícího válce. Změna absorpce způsobuje i posuvy vrcholu čáry. Změny ekvivalentních šířek jsou tedy z principu spojeny se změnami rychlostí vrcholu. Ani tento model tedy nevyhovuje třetímu a čtvrtému kritériu.

### 5.3 Dvojhvězda se společnou obálkou

Profily emise  $H\alpha$  se podobají profilům pozorovaným u některých symbiotických hvězd, např. AG Dra (Leedjäv a kol., 2004) a Z And (Tomov a kol., 2007). Tento případ je inspirován modelem, uvedeným ve Skopal (1993). Jde o dvojhvězdu se společnou obálkou. Profil emise se skládá ze dvou komponent. První tvoří záření ze společné obálky dvojhvězdy. Hranice obálky kopíruje ekvipotenciální křivku procházející Lagrangeovým bodem L2 v rotující souřadné soustavě. Většina hmoty je soustředěna v rovině oběhu systému.



**Obr. 5.7:** Výsledné relativní změny bisektorů pro model disku symbiotické hvězdy se společnou obálkou.

Změny profilu v tomto modelu nastávají při rotaci systému. K výsledné emisi přispívá pouze záření z těch částí povrchu obálky, jejichž normálové vektory mají kladný průmět do směru k pozorovateli. Intenzita vyzařování klesá s druhou mocninou vzdálenosti od horké složky. Druhá komponenta emisního profilu vzniká v pomalu se rozpínající sférické obálce okolo systému.

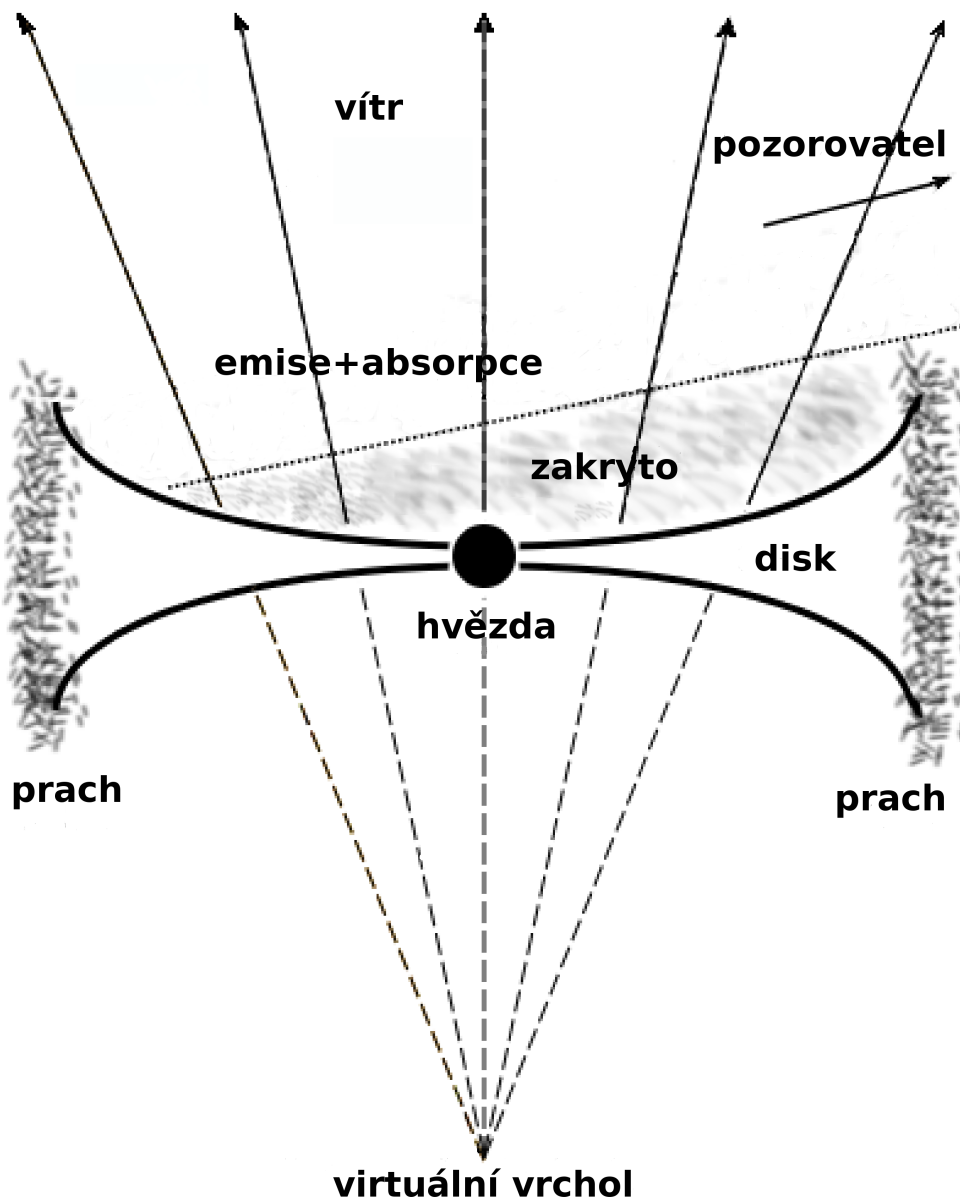
Na obr. 5.7 jsou zobrazeny výsledné bisektory pro případ inklinace osy systému  $88^\circ$  a rychlost expanze sférické obálky 70 km/s. Při variaci těchto parametrů se výsledné změny bisektorů mírně mění, základní charakter změn je však stále stejný (společné minimum, rozdílná hloubka minim).

Tento model splňuje první kritérium shodnosti s pozorováním, tedy tvar profilu emise. Nesplňuje však druhé, jak ukazuje obr. 5.7. Také čtvrté není splněno neboť  $|EW|$  se mění ve fázi s radiálními rychlostmi křídel. Tento model tedy není ve shodě s pozorováním.

## 5.4 Model disku s prachovým prstencem

V tomto případě počítáme pouze s horkou hvězdou v centru geometricky a opticky tlustého disku. Látka v disku rotuje a zároveň se pohybuje směrem od hvězdy. Teplota v disku se vzdáleností od hvězdy klesá a v okrajových, chladnějších oblastech se předpokládá kondenzace prachových zrn. Disk je tak obklopen prachovým prstencem, který velmi účinně stíní vyzařování disku. Další složkou okolohvězdného prostředí je rychlý ( $> 1000$  km/s) vítr, jenž pochází jak z hvězdy, tak z disku. Tento vítr je směřován do poměrně úzkého kužele ( $\sim 5^\circ - 10^\circ$ ) s virtuálním vrcholem pod úrovní disku (obr. 5.8). Vítr je symetrický po obou stranách disku. Model předpokládá inklinaci osy symetrie systému blízkou  $90^\circ$ . Prachový prstenec i sama hmota disku tak zastiňuje část oblasti větru a většinu povrchu disku.

Záření tvořící vrchol emise vzniká ve viditelné části disku a posun vrcholu vůči křídům je způsoben pohybem látky disku v radiálním směru. Změny polohy vrcholu jsou způsobeny fluktuací rychlosti výtoku látky (velikost fluktuací je v řádu několika procent). Křídla a část jádra čáry vznikají v oblasti větru. Látka ve větru způsobuje i slabou absorpci. Tento model byl navržen pomocí úpravy modelu podle Zickgraf a kol. (1985) (obr. 2.1). Variace ekvivalentních šířek a radiálních rychlostí křídel čáry  $H\alpha$  jsou způsobeny malými změnami (desetiny stupně) sklonu osy disku. Může se jednat o precesi, nutaci či malé změny rozložení hmoty v disku které



**Obr. 5.8:** Náčrt geometrie disku a větru v okolí hvězdy.

mají efektivně stejný vliv na výslednou geometrii. Změnou sklonu osy se změni průmět rychlosti větru a zároveň i velikost odkryté oblasti větru a disku. Tím se změni jak posuv křídel, tak intenzita výsledné emise a tyto změny jsou vzájemně v protifázi.

Výtoková rychlost v disku se řídí  $\beta$ -zákonem (rov. 5.5). Exponent poklesu rotační rychlosti ( $\epsilon_{\text{rot}}$ ) je opět volitelný v rozsahu 0,5 – 1,0. Úhel rozevření disku se vzdáleností mírně roste (viz obr. 5.8). Pro rychlostní pole  $v(x)$  větru byl využit empirický vztah, převzatý z Vitello a Shlosman (1993). Předpokládáme-li nulovou rychlost větru v rovině disku, dostáváme

$$v(x) = v_{\infty} \frac{(x/x_{\text{acc}})^{\alpha}}{(x/x_{\text{acc}})^{\alpha} + 1}, \quad (5.13)$$

kde  $x$  je vzdálenost od roviny disku v jednotkách poloměru hvězdy ve směru pohybu větru. Konstanta  $v_{\infty}$  je rychlost větru ve velké vzdálenosti od hvězdy a  $x_{\text{acc}}$  je škálovací konstanta pro změnu velikosti rychlosti se vzdáleností od disku. Exponent  $\alpha$  nabývá podle Feldmeier a kol. (1999) hodnoty 1,3 – 1,9. Výsledky pro  $\beta$ -zákon i pro výše uvedený vztah jsou velmi podobné. Míra shody záleží na vhodném nastavení parametrů. Hustota větru se řídí rovnicí kontinuity.

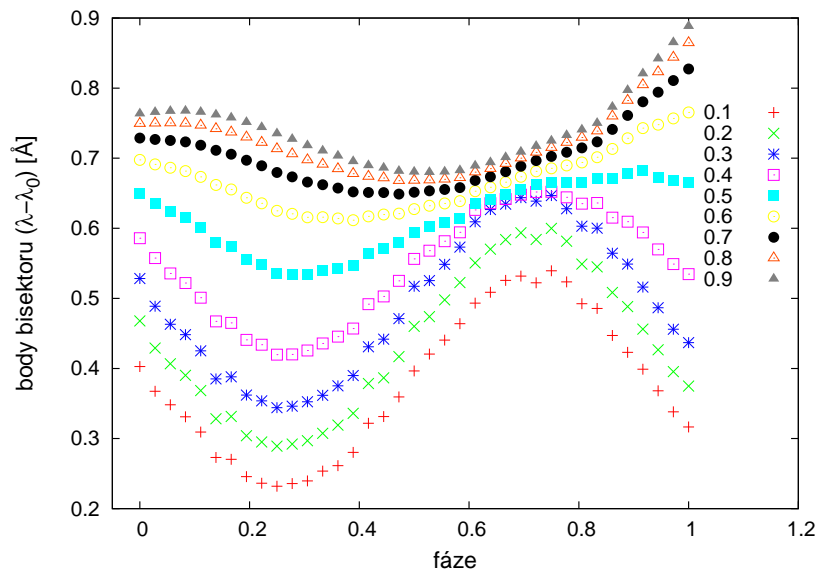
Model předpokládá, že celý povrch disku vyzařuje v dané emisní čáře, k výslednému profilu však přispívá jen jeho viditelná část. V případě větru lze pomocí parametru  $R_{\text{v}0}$  manuálně volit rozsah vyzařující oblasti větru. Protože je vítr symetrický podle roviny disku, je třeba volit tento rozsah zhruba stejný jako je šířka prachového prstence. Kdyby byl rozsah podstatně menší, vyzařující oblast by byla zcela zakryta. Při větším rozsahu by obě poloviny větru přispívaly k emisí zhruba symetricky a nedocházelo by k výraznému posunu křídel čáry. Při rozměrech srovnatelných s prachovým prstencem je „spodní“ část větru zakryta a k emisí přispívá jen oblast nad diskem. V takovém případě splňují výsledné relativní změny veličin všechna čtyři kritéria pro srovnání s pozorováním. Model, který nejlépe odpovídá pozorování, dává průběh změn bisektorů, vyneseny na obr. 5.9.

Obr. 5.10 ukazuje srovnání průběhu změn  $|EW|$ ,  $I$  a bisektoru v úrovni křídel (relativní výška 0,2). Průběh změny bisektoru je ekvivalentní průběhu radiální rychlosti. Číselné hodnoty byly naškálovány tak, aby bylo možno porovnat relativní změny jednotlivých veličin. Parametry modelu shrnuje tab. 5.4.

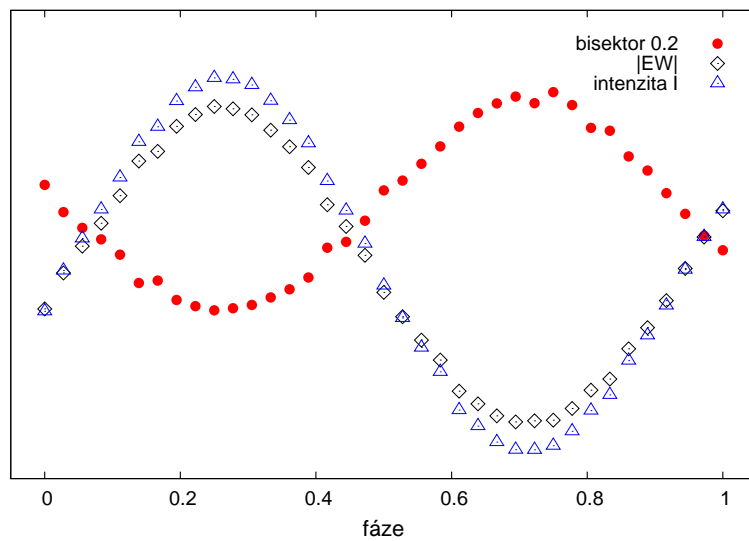
**Tab. 5.4:** Parametry modelu na obr. 5.9 a 5.10.

proměnná	popis	hodnota
Tv0	teplota větru	20000 K
T0	teplota disku	20000 K
inkl	inklinace	89°
iprec	úhlový rozsah změny inklinace/2	0,18°
vamp	rozsah změny rychlostiv disku/2	7%
vv0	$v_{\infty}$ pro vítr	1400 km/s
vs0	$v_{\infty}$ pro disk	160 km/s
Rv0	poloměr vyzařování větru	0,32 AU
beta	exponent urychlení větru	1,3
rmin	vnitřní poloměr disku	1,5 $R_{\star}$
rmax	vnější poloměr disku	15 $R_{\star}$
dpp	vzdálenost virtuálního vrcholu větru ⇒ rozevření kužele	120 $R_{\star}$ 7,1°
theta	maximální úhel rozevření disku/2	30°
evrot	exponent poklesu rotace v disku	1,0 (ZZMH)
zpokles	exponent poklesu ozáření látky větru horkou hvězdou $r$ (rov. 5.12)	1,0

## KAPITOLA 5. MODELOVÁNÍ BISEKTORŮ



**Obr. 5.9:** Výsledné relativní změny bisektorů pro model rotujícího a expandujícího disku s prachovým prstencem.



**Obr. 5.10:** Porovnání průběhu veličin  $|EW|$  (červené ●),  $I$  (černé ◇) a bisektoru v rel. výšce 0,2 (modré △). Změny veličin v grafu jsou škálovány tak, aby bylo možno je porovnat.

## Kapitola 6

### Diskuse a závěr

V rámci této práce byla získána, zredukována a analyzována spektra hvězdy s B[e] spektrem V2028 Cyg (MWC 623). Tato hvězda je také známa jako fotometricky proměnná (Allen a Swings, 1976, Bergner a kol., 1995) s amplitudou do 0,5 mag ve filtru V. Není však k dispozici dostatek fotometrických pozorování, překrývajících se časově se spektroskopickými. Proto byla do analýzy proměnnosti zahrnuta pouze spektra, a to především jejich hlavní soubor, získaný pomocí 2 m dalekohledu v Ondřejově (viz kap. 3.1). Tento soubor (viz tab. A.1) je jak časově (šest let), tak počtem spekter (88 v oblasti  $H\alpha$ ), nejrozsáhlejší, který byl dosud publikován. Další spektra byla získána z archivu spektrografu ELODIE. Tento zdroj poskytl pouze čtyři spektra, která však mají lepší rozlišení, a hodí se proto spíše k detailnějšímu studiu profilů čar a k jejich identifikaci. Časové intervaly těchto pozorovacích řad se nepřekrývají (ELODIE: 1994–1996; Ondřejov: 2004–2010).

Pro zjištění časových závislostí změn v ondřejovských spektrech byly měřeny ekvivalentní šířky a radiální rychlosti vybraných emisních čar, i radiální rychlosti chladné absorpční složky spektra jako celku. Největší pozornost byla věnována emisní čáře  $H\alpha$ , která je také nejintenzivnější čarou ve spektru. Změny jejího profilu jsou zde popsány pomocí ekvivalentních šířek, radiálních rychlostí křídel a vrcholu, šířek a bisektorů. Následně byla vytvořena síť jednoduchých geometrických modelů okolohvězdného prostředí, v němž tato emise vzniká. Výsledky modelů byly porovnány s pozorováním na základě podobnosti tvaru profilu a průběhu změn ekvivalentních šířek a bisektorů.

Emise kovů mají charakteristické profily s vrcholem posunutým do modra vůči



křídílům (obr. 4.14). Jejich pološířka je kolem 45–55 km/s, šířka křídel do 200 km/s. V oblasti vzniku těchto emisí je tedy poměrně malá disperze rychlostí (několik desítek km/s). Takovéto emisní profily vznikají v opticky tenké sféricky expandující obálce. Toto tvrzení je založeno na jednoduchém modelu slabě absorbujícího větru, založeném na modelu z Edwards a kol. (1987). Disperze rychlostí v oblasti vzniku emise je omezena šířkou křídel, tedy  $\sim 100$  km/s. Rychlost expanze je podle šířky profilů maximálně několik desítek km/s. Změny radiální rychlosti kovů nejeví periodicitu či výrazný trend a jsou v tomto případě způsobeny fluktuacemi rychlostního pole. Změny ekvivalentních šířek jsou v rámci nejistoty měření a také u nich nejsou pozorovány periodické variace.

Profil zakázaných čar kyslíku [O I] je podobný jako u povolených emisí kovů. Je zde také asymetrie s vrcholem posunutým do modra a čáry jsou poměrně úzké (do 40 km/s). Křídla jsou však u těchto čar nevýrazná. Zakázané emise kyslíku tedy vznikají v oblasti s nižší elektronovou hustotou ( $N_e \leq 1,38 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ; Kogure a Leung, 2007) a nižší disperzí rychlostí než povolené čáry kovů.

Balmerovské emisní čáry jsou ve spektru nejsilnější a především  $H\alpha$  svou intenzitou o řád převyšuje emise příslušející ostatním prvkům. Čáry  $H\alpha$ ,  $\beta$  a  $\gamma$  při porovnání ve spektrech z ELODIE shodně jeví asymetrii profilů s vrcholem více či méně posunutým do červena. Zhruba v polovině výšky čáry je v modré části výrazný „hrbol“. U čáry  $H\delta$  je možno pozorovat náznak podobné asymetrie, její intenzita je však menší a profil je výrazně ovlivněn šumem.

V Ondřejově byla pozorována především oblast v okolí čáry  $H\alpha$ . V rámci šestiletého pozorovacího intervalu je její profil proměnný. Změny profilu byly analyzovány několika metodami: měření radiálních rychlostí křídel a vrcholu, ekvivalentních šířek, intenzity, šířky a bisektorů. Radiální rychlost vrcholu (kap. 4.4.4, obr. 4.12 nahoře) jeví značný rozptyl, přesto je zde možno vysledovat mělké minimum ( $JD\ 2454650 \pm 80$ ). Krátkodobé variace radiální rychlosti vrcholu jsou pravděpodobně způsobeny především narušením profilu atmosférickou absorpcí molekul vody. Tyto absorpce nejsou v ondřejovských spektrech (vlivem nižšího rozlišení) rozpoznatelné, jak se ukázalo při snaze identifikovat a použít je jako kalibraci pro měření radiálních rychlostí. Ve spektrech z ELODIE (obr. 4.15 vlevo nahoře) se atmosférická absorpce vyskytuje právě poblíž vrcholu čáry  $H\alpha$  a při měření tak ovlivňuje jeho polohu. Dlouhodobé změny během šesti let jsou výraznější než krátkodobé jsou tak prokazatelně spojeny s V2028 Cyg.

Variace šířky profilu  $H\alpha$  (kap. 4.5.2, obr. 4.17) jeví jisté podobnosti s průběhem změn rychlosti vrcholu, zejména v první polovině pozorovací řady. Vlivem značného rozptylu bodů je však tato podobnost nejistá a v druhé polovině pozorovací řady již mizí. Korelační koeficient je 0,18. Změny šířky a radiální rychlosti tedy pravděpodobně způsobují odlišné mechanismy.

Radiální rychlosti křídel jsou proměnné a amplituda změn je zhruba dvojnásobná vůči vrcholu. Je zde jasně rozlišitelné minimum (JD 2454160±20) a maximum (JD 2455040±20). Maxima, resp. minima byla změřena proložením polynomem a nejistoty měření jsou nejistotami určení extrému. Při prokládání však velmi záleží na stupni polynomu (zde použity stupně 3 – 5), a také na tom, které body jsou zahrnuty. Takto vzniklé nejistoty určení extrému mohou být až o řád větší ( $\sim 100$  dní) než hodnoty zde uváděné. Výsledná juliánská data jsou zaokrouhlena na desítky dní.

Měření bisektorů, které jsou ekvivalentní radiálním rychlostem centra čáry, potvrzují tyto výsledky měření radiálních rychlostí. Průběh změn bisektorů (obr. 4.20) ukazuje, že chování křídel je společné také pro spodní část jádra (do relativní výšky  $\sim 0,45$ ). Minimum je zde v JD 2454130±40 a maximum JD 2455040±20. Horní část jádra (rel. výška  $\geq 0,7$ ) se pak chová stejným způsobem jako vrchol a minimum je v JD 2454560±50. Rozdílné chování těchto částí čáry naznačuje, že emise vzniká v minimálně dvou kinematically rozdílných oblastech obálky.

Průběhy změn absolutní hodnoty ekvivalentní šířky  $|EW|$  a intenzity  $I$  (obr. 4.4) se do značné míry shodují a jejich rozdíly lze připsat a) šumu a b) změnám v šířce čáry. Je zde patrné maximum ( $|EW|$ : JD 2454160±30;  $I$ : JD 2454330±30) a minimum ( $|EW|$ : JD 2454990±30;  $I$ : JD 2455040±20). Srovnáme-li  $|EW|$  a radiální rychlost křídel, vidíme, že průběh změn těchto veličin je vzájemně v protifázi. Rozdíly v poloze odpovídajících si extrémů jsou  $0\pm 30$  dní, resp.  $50\pm 40$  dní. Společně s výše popsanými vlastnostmi změn bisektorů tyto výsledky vypovídají o tom, že změny ekvivalentní šířky a intenzity jsou s velkou pravděpodobností propojeny se změnami radiální rychlosti křídel a přilehlých částí jádra čáry.

Na základě těchto výsledků byla definována kritéria pro posouzení shodnosti modelu s pozorováním (kap. 5). Primárním kritériem pro zařazení mezi prověřované modely byla asymetrie výsledného profilu čáry podobného pozorováním. Dále jsou zohledněny změny bisektorů a vztahy mezi změnami ekvivalentní šířky, intenzity a radiální rychlosti čáry. Příslušné geometrie modelů jsou:

1. disk se skvrnou/ramenem (kap. 5.1),
2. dvojhvězda s hvězdným větrem od chladné složky (kap. 5.2),
3. dvojhvězda se společnou obálkou (kap. 5.3),
4. disk s prachovým prstencem (kap. 5.4).

Rozdílného chování křídel a vrcholu čáry lze dosáhnout ve všech použitých modelech vhodným nastavením parametrů, alespoň kvalitativní shodu s pozorováním pak dávají modely 2. a 4. Druhé kritérium, tedy průběh změn bisektorů v dobré shodě s pozorováním, nejlépe splňuje model disku s prachovým prstencem. Tento model také jako jediný vyhovuje kritériím 3. a 4. neboť z principu spojuje změny radiální rychlosti křídel se změnami ekvivalentní šířky a intenzity čáry, a to ve shodě s pozorováním. Tato shoda může být narušena fluktuacemi geometrie prachového prstence. Ve spektrech z ELODIE je toto narušení pozorováno, ačkoliv zde nelze vyvodit jednoznačný závěr o průběhu změn neboť se jedná pouze o čtyři pozorování v průběhu tří let.

Dalším kritériem pro posouzení shodnosti modelu s realitou by mohla být případná periodicitu změn veličin. Variace, vyplývající z modelů 1. (pro rotující skvrnu/rameno), 2. a 3., jsou periodické. Oproti tomu v případě modelů 1. (pro oscilující skvrnu/rameno) a 4. mohou být i aperiodické. Vzhledem k tomu, že v průběhu změn veličin (rychlosti,  $EW$ ,  $I$ , bisektory) je pozorováno nanejvýš jedno minimum a maximum, není možné v rámci této časové řady s jistotou rozhodnout, zda se jedná o periodický děj. S přihlédnutím k výsledkům předešlých autorů (Zickgraf, 2001; Zickgraf a Stahl, 1989) se autor přiklání spíše k názoru, že děje jsou aperiodické. Kratší periody nebyly nalezeny (pro analýzu byly použity programy *Persea*<sup>1</sup> a *Period*<sup>2</sup>).

Spektrum V2028 Cyg je v rámci skupiny B[e] neobvyklé protože jsou zde jasně patrné absorpce, odpovídající spektru hvězdy typu K (Miroshnichenko, 2007). To naznačuje, že se jedná o dvojhvězdný systém. V tomto případě by ve spektru dominovalo záření horké hvězdy a příspěvek od chladné složky by byl podstatně méně patrný.

---

<sup>1</sup><http://www.astr.uni.torun.pl/~gm/software.html>

<sup>2</sup><http://www.univie.ac.at/tops/Period04/>

Model, představený v této práci, nabízí také vysvětlení vzniku absorpčního spektra bez přítomnosti druhé složky. Okrajové oblasti disku jsou relativně chladné, a poskytují tak možnost kondenzace prachových zrn. Ta začíná při teplotě  $\sim 3000$  K (např. Lazzati, 2008), což zhruba odpovídá teplotě hvězdy typu K. Protože je disk geometricky tlustý a pozorujeme jej téměř rovnoběžně s jeho rovinou (inklinace  $\sim 89^\circ$ ), prochází k nám záření centrální hvězdy skrze tuto chladnou látku. Pozorované absorpce tedy mohou vznikat ve vnějších vrstvách disku. Tato teorie je podporována i změnami radiální rychlosti absorpčního spektra (obr. 4.11). Změny rychlostí jsou v řádu kilometrů za sekundu a je zde poměrně velký relativní rozptyl bodů, přesto lze vysledovat jisté podobnosti s radiálními rychlostmi křídel emise  $H\alpha$ . Jedná se především o pokles během posledních 200 dní pozorovací řady a předcházející nízké maximum.

Změny rychlostí jsou zatíženy značnou nejistotou a tyto podobnosti tak mohou být náhodné. Nevznikají-li absorpce v disku, jedná se o dvojhvězdu s periodou dlouhou řádově desítek let. Změny rychlosti absorpčního spektra mají malý rozsah (jednotky km/s) a jsou také v rámci chybového intervalu shodné s rychlostmi z Zickgraf (2001). Tyto výsledky dávají oběžnou periodu větší než 25 let.

Zde představené modely jsou jednoduché a jsou spíše charakteru geometrického než fyzikálního. Detailnější fyzikální model (obsahující hydrodynamiku, N-LTE simulace) není v této fázi možno použít neboť není známa geometrie okolohvězdného prostředí V2028 Cyg. Zde uvedené modely jsou tedy určeny k tomu, aby zúžily okruh možností pro toto prostředí daly směr dalším, detailnějším simulacím. Pozorování pak dává následující kritéria pro srovnání výsledků simulace s realitou:

- Čára  $H\alpha$ :
  - Téměř ve všech analyzovaných spektrech je pozorován asymetrický profil čáry. Ve všech případech je vrchol posunut k vyšším vlnovým délkám vůči centru čáry, definovanému jejími křídly. I téměř symetrický profil je velmi vzácný.
  - Variace radiálních rychlostí a bisektorů jsou rozdílné pro křídla a vrchol čáry.
  - Absolutní hodnoty ekvivalentních šířek  $|EW|$  se mění v korelaci s intenzitou  $I$  (obr. 4.4).

- Absolutní hodnoty  $|EW|$  jsou v antikorelaci s radiální rychlostí  $v_{rw}$  křídel (obr. 4.4 a 4.12).
- $EW$  čar [O I] 6300 Å, Fe II 6427, 6433, a 6456 Å jeví pouze malé, nepravidické změny.
- Radiální rychlosti K složky absorpčního spektra mohou být v korelaci s rychlostmi křídel čáry  $H\alpha$ . Pro potvrzení tohoto jevu jsou však třeba další, detailnější, pozorování.

Práce představuje první dlouhodobé systematické pozorování spektra hvězdy V2028 Cyg. Jedná se zároveň o první dlouhodobou sérii spektroskopických pozorování hvězdy vykazující B[e] jev. Výsledky analýzy těchto dat byly porovnány s několika modelovými případy. Nejpravděpodobnější model, vysvětlující všechny pozorované závislosti, předpokládá horkou hvězdu obklopenou plyno-prachovým geometricky a opticky tlustým diskem. Tato geometrie systému může být v budoucnu použita jako vstupní odhad pro detailní výpočty založené na hydrodynamických rovnicích a přenosu záření.

## Příloha A

### Seznam spekter

**Tab. A.1:** Přehled napozorovaných spekter. Sloupce tabulky: Datum začátku pozorovací noci; čas začátku pozorování (UT); název souboru; expoziční doba (s); pozorovatel.

datum	čas [UT]	soubor	exp [s]	jméno
Rozsah $\lambda = 6255 - 6767 \text{ \AA}$				
1. 12. 2004	16:40	nl010013	3600	Korčáková
31. 3. 2005	02:40	oc310045	1800	Škoda
4. 4. 2005	01:17	od040037	3100	Škoda
24. 5. 2005	22:41	oe240019	3600	Kubát
23. 6. 2005	23:58	of230012	2000	Škoda
27. 7. 2005	21:37	og270031	900	Kawka
27. 7. 2005	21:55	og270033	900	Kawka
27. 7. 2005	00:07	og270049	900	Kawka
27. 7. 2005	00:25	og270051	900	Kawka
28. 7. 2005	00:25	og280001	900	Kawka
28. 7. 2005	00:44	og280003	900	Kawka
31. 8. 2005	22:34	oh310032	1800	Korčáková
31. 8. 2005	23:08	oh310033	1800	Korčáková
31. 8. 2005	23:41	oh310034	1800	Korčáková
31. 8. 2005	00:14	oh310035	1800	Korčáková

PŘÍLOHA A. SEZNAM SPEKTER

---

datum	čas [UT]	soubor	exp [s]	jméno
31. 8. 2005	00:47	oh310036	1800	Korčáková
4. 9. 2005	23:01	oi040054	2700	Korčáková
6. 9. 2005	21:51	oi060022	2700	Korčáková
24. 9. 2005	23:01	oi240026	1800	Votruba
25. 9. 2005	22:24	oi250029	1800	Votruba
25. 9. 2005	23:33	oi250033	1800	Votruba
29. 10. 2005	18:09	oj290024	5400	Korčáková
1. 3. 2006	03:41	pc010034	2607	Korčáková
4. 7. 2006	00:17	pg040024	2700	Votruba
5. 7. 2006	00:29	pg050054	3600	Korčáková
8. 9. 2006	19:25	pi080012	3600	Kučerová
25. 3. 2007	01:56	qc250035	3600	Korčáková
25. 3. 2007	03:02	qc250037	3600	Korčáková
31. 3. 2007	02:35	qc310026	5029	Polster
1. 4. 2007	01:38	qd010027	3600	Korčáková
15. 4. 2007	00:52	qd150029	3600	Korčáková
27. 4. 2007	01:34	qd270041	4300	Polster
28. 4. 2007	23:57	qd280031	900	Polster
28. 4. 2007	00:13	qd280032	900	Polster
28. 4. 2007	00:29	qd280033	900	Polster
28. 4. 2007	00:45	qd280034	900	Polster
28. 4. 2007	01:03	qd280036	900	Polster
28. 4. 2007	01:19	qd280037	900	Polster
28. 4. 2007	01:39	qd280038	900	Polster
28. 4. 2007	01:58	qd280039	900	Polster
28. 4. 2007	02:16	qd280041	1000	Polster
19. 5. 2007	22:03	qe190015	900	Polster
19. 5. 2007	22:19	qe190016	900	Polster
19. 5. 2007	22:34	qe190017	900	Polster
19. 5. 2007	22:50	qe190018	900	Polster
19. 5. 2007	23:11	qe190020	900	Polster
19. 5. 2007	23:26	qe190021	900	Polster
19. 5. 2007	23:42	qe190022	900	Polster

PŘÍLOHA A. SEZNAM SPEKTER

---

datum	čas [UT]	soubor	exp [s]	jméno
19. 5. 2007	23:58	qe190023	900	Polster
19. 5. 2007	00:16	qe190025	900	Polster
19. 5. 2007	00:32	qe190026	900	Polster
19. 5. 2007	00:47	qe190027	900	Polster
19. 5. 2007	01:03	qe190028	900	Polster
19. 5. 2007	01:21	qe190030	900	Polster
19. 5. 2007	01:36	qe190031	900	Polster
19. 5. 2007	01:52	qe190032	900	Polster
13. 7. 2007	21:25	qg130015	3330	Polster
13. 7. 2007	00:59	qg130021	3800	Polster
27. 7. 2007	01:22	qg270021	2334	Korčáková
5. 7. 2008	20:54	rg050015	3600	Korčáková
6. 8. 2008	23:34	rh060028	3600	Škoda
13. 8. 2008	20:24	rh130012	2636	Polster
17. 8. 2008	21:07	rh170020	4500	Polster
17. 8. 2008	22:27	rh170022	8100	Polster
31. 8. 2008	21:41	rh310017	1007	Šlechta
26. 7. 2009	20:13	sg260012	3600	Polster
26. 7. 2009	01:22	sg260035	3600	Polster
28. 7. 2009	21:37	sg280015	1800	Polster
28. 7. 2009	22:10	sg280017	1800	Polster
28. 7. 2009	22:43	sg280019	1800	Polster
28. 7. 2009	23:16	sg280021	1800	Polster
28. 7. 2009	23:49	sg280023	1800	Polster
28. 7. 2009	00:22	sg280025	1800	Polster
28. 7. 2009	00:55	sg280027	1800	Polster
28. 7. 2009	01:28	sg280029	2000	Polster
14. 8. 2009	23:18	sh140029	3600	Korčáková
6. 9. 2009	22:05	si060015	3600	Polster
19. 3. 2010	02:31	tc190047	4200	Škoda
29. 5. 2010	20:22	te290016	2192	Polster
29. 5. 2010	21:08	te290023	1590	Polster
4. 6. 2010	21:54	tf040010	3600	Škoda



PŘÍLOHA A. SEZNAM SPEKTER

datum	čas [UT]	soubor	exp [s]	jméno
9. 7. 2010	20:34	tg090012	3600	Polster
10. 7. 2010	22:22	tg100023	2100	Polster
11. 7. 2010	20:35	tg110012	2400	Polster
8. 8. 2010	21:14	th080013	1130	Polster
19. 8. 2010	21:04	th190012	2700	Polster
17. 9. 2010	19:00	ti170014	3600	Korčáková
8. 10. 2010	17:47	tj080013	3600	Korčáková
$\lambda = 7521 - 8032 \text{ \AA}$				
31. 3. 2005	03:24	oc310049	1239	Škoda
4. 4. 2005	02:15	od040040	3400	Škoda
24. 9. 2005	23:43	oi240028	1800	Šlechta
25. 9. 2005	22:58	oi250031	1800	Votruba
29. 10. 2005	19:48	oj290028	5400	Korčáková
4. 7. 2006	23:04	pg040017	3600	Votruba
8. 9. 2006	22:09	pi080038	3600	Kučerová
10. 7. 2010	00:18	tg100039	3900	Polster
19. 8. 2010	21:55	th190015	4500	Polster
$\lambda = 7703 - 8213 \text{ \AA}$				
24. 5. 2005	00:55	oe240025	3600	Kubát
4. 9. 2005	23:54	oi040058	3600	Korčáková
6. 9. 2005	22:56	oi060028	7200	Korčáková
$\lambda = 8203 - 8712 \text{ \AA}$				
4. 4. 2005	03:18	od040043	585	Škoda
26. 10. 2005	17:31	oj260010	1800	Kubát
8. 9. 2006	20:48	pi080025	3600	Kučerová
10. 7. 2010	23:08	tg100031	3600	Polster
$\lambda = 5477 - 5990 \text{ \AA}$				
24. 5. 2005	23:48	oe240022	3600	Kubát
$\lambda = 5635 - 6150 \text{ \AA}$				
15. 4. 2007	01:59	qd150032	4200	Korčáková
$\lambda = 4753 - 5005 \text{ \AA}$				
27. 7. 2005	22:27	og270041	1800	Kawka
11. 7. 2010	21:33	tg110020	3600	Polster

## Příloha B

### Seznam programů a skriptů

Programy a skripty vytvořené v rámci této práce jsou k dispozici na přiloženém CD. Jejich seznam shrnuje následující tabulka:

---

Octave skripty	
bisekt_vse.m	měření bisektorů
ew.m	měření ekvivalentních šířek
fw_vse.m	měření šířek čáry
maxradial.m	měření intenzity čáry a radiální rychlosti vrcholu proložením polynomem
radial.m	měření radiální rychlosti zrcadlením profilu čáry
seda.m	vytvoření šedé reprezentace úseku spektra
soucet_S.m	průměrování spekter mediánem
interp_S.m	modul pro interpolaci
interp_Sd.m	modul pro interpolaci s derivací interpolované křivky
IRAF skripty	
zero.cl	vytvoří seznam souborů typu zero
rozdel.cl	vytvoří seznamy souborů typu comp, flat, object
podfl.cl	skript pro odečtení zero, ořezání a zprůměrování flat souborů

---

## PŘÍLOHA B. SEZNAM PROGRAMŮ A SKRIPTŮ

---

---

### Zdrojové kódy Fortranu

---

autocor.f90	měření radiálních rychlostí kros-korelací
gauss_radial.f90	měření radiálních rychlostí konvolucí s dvojicí gaussových řivek
interpolace.f90	modul pro interpolaci
linrov.f90	modul pro řešení soustavy lineárních rovnic Choleského metodou

---

### Zdrojové kódy pro modely (Fortran)

---

bdm.f90	model disku s prachovým prstencem
symb.f90	model symbiotické hvězdy se společnou obálkou
vdisk.f90	model dvojhvězdy se sférou pomalého větru
vitr.f90	model disku se skvrnou/ramenem

---

## Literatura

- Allen, D. A., 1973, *MSRSL*, 5, 335
- Allen, D. A., 1973, *MNRAS*, 161, 145
- Allen, D. A., 1974, *MNRAS*, 168, 1
- Allen, D. A., Glass, I. S., *MNRAS*, 170, 579
- Allen, D. A., Swings, J. P., 1972, *ApL*, 10, 83
- Allen, D. A., Swings, J. P., 1976, *A&A*, 47, 293
- Aerts, C., 2004, *Astroseismology* (lecture notes)
- Arhipova, V. P., Ipatov, A. P., 1982, *Soviet. Astron. Lett.*, 8, 298
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., Adrianzyk, G., Knispel, G., Kohler, D., Lacroix, D., Meunier, J.-P., Rimbaud, G., Vin, A., 1996, *A&ASS*, 119, 373
- Barnes, J., 1993, *A Beginner's Guide to Using IRAF*
- Bergner, Yu. K., Miroshnichenko, A. S., Yudin, R. V., Kuratov, K. S., Mukanov, D. B., Shejkina, T. A., 1995, *A&AS*, 112, 221
- Castelli, F., Kurucz, R. L., 2003, *IAU Symp. No 210, Modelling of stellar atmospheres*, A20
- Castor, J. I., Abbott, D. C., Klein, R. I., 1975, *ApJ*, 195, 157
- Ciatti, F., D'Odorico, S., Mammano, A., 1974, *A&A*, 34, 181

## LITERATURA

---

- Cidale, L., Zorec, J., Tringaniello, L., 2001, *A&A*, 368, 160
- Corporon, P., Lagrange, A.-M., 1999, *A&ASS*, 136, 429
- Cséki, A., Vince, I., Latković, O., Antokhin, I. I., 2007, *Serb. Astron. J.*, 174, 77
- Curé, M., Rial, D. F., Cidale, L., 2005, *A&A*, 437, 929
- de Winter, D., van den Ancker, M. R., Pérez, M., 1998, *ASSL*, 233, 21
- Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S. E., Heyer, I., Strom, K. M., Anderson, E., 1987, *ApJ*, 321, 473
- Feldmeier, A., Shlosman, I., Vitello, P., 1999, *ApJ*, 526, 357
- Geisel, S. L., 1970, *ApJ*, 161, L105
- Gummersbach, C. A., Zickgraf, F.-J., Wolf, B., 1995, *A&A*, 302, 409
- Hadrava, P., 2004, *PAICz*, 92, 15
- Horne, K., 1986, *PASP*, 98, 609
- Horne, K., Wade, R. A., Szkody, P., 1986, *MNRAS*, 219, 791
- Hubený, I., Lanz, T., 1995, *ApJ*, 439, 875
- Ivezić, Ž., Elitzur, M., 2010, *MNRAS*, 404, 1415
- Kenyon, S. J., 1986, *The symbiotic stars*, Cambridge Univ. Press., p 5
- Kenyon, S. J., 1990, *ASPC*, 9, 206
- Kogure, T., Hirata, R., 1982, *BASI*, 10, 281
- Kogure, T., Leung, K.-Ch., 2007, *The Astrophysics of Emission-Line Stars*, Springer, New York
- Kraus, M., Lamers, H. J. G. L. M., 2003, *A&A*, 405, 165
- Kraus, M., Borges Fernandes, M., de Araújo, F. X., 2007, *A&A*, 463, 627

## LITERATURA

---

- Lammers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F.-J., de Winter, D., Houziaux, L., Zorec, J., 1998, *A&A*, 340, 117
- Lazzati, D., 2008, *MNRAS*, 384, 165
- Leedjäv, L., Burmeister, M., Miko lajewski, M., Puss, A., Annuk, K., Ga lan, C., 2004, *A&A*, 415, 273
- Low, F. J., Johnson, H. L., Kleinmann, D. E., Latham, A. S., Geisel, S. L., 1970, *ApJ*, 160, 531
- Marston, A. P., McCollum, B., 2008, *A&A*, 477, 193
- Massey, P., Valdes, F., Barnes, J., 1992, *A User's Guide to Reducing Slit Spectra with IRAF*
- McGregor, P. J., Hyland, A. R., Hillier, D. J., 1988, *ApJ*, 324, 1071
- Merrill, P. W., Burwell, C. G., Miller, W. C., 1942, *ApJ*, 96, 15
- Mikulášek, Z., Žižňovský, J., Zverko, J., Polosukhina, N. S., 2003, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, 33, 29
- Miroshnichenko, A. S., 2007, *ApJ*, 667, 497
- Miroshnichenko, A. S., Bjorkman, K. S., Klochkova, V. G., Chentsov, E. L., 2002, *ASPC*, 279, 303
- Moore, Ch. E., 1972, *A Multiplet Table of Astrophysical Interest*, NSRDS, Washington, D. C.
- Moultaka, L., Ilovaisky, S. A., Prugniel, P., Soubiran, C., 2004, *PASP*, 116, 693
- Muratorio, G., Rossi, C., Friedjung, M., 2006, *A&A*, 450, 593
- Palla, F., Stahler, S. W., 1993, *ApJ*, 418, 414
- Pych, W., 2004, *PASP*, 116, 148
- Schneider, D. P., Young, P., 1980, *ApJ*, 238, 946

## LITERATURA

---

- Shafter, A. W., 1983, ApJ, 267, 222
- Savage, B. D., Wesselius, P. R., Swings, J. P., Thé, P. S., 1978, ApJ, 224, 149
- Skopal, A., Vittone, A., Errico, L., 1993, Ap&SS, 209, 79
- Stee, Ph., 1998, A&A, 336, 980
- Steffen, M., 1990, A&A, 239, 443
- Stothers, R. B., Chin, Ch.-W., 1996, ApJ, 468, 842
- Swings, J. P., Allen, D. A., 1971, ApJ, 167, L41
- Swings, J. P., Andrillat, Y., 1979, A&A, 74, 85
- Škoda, P., Šlechta, M., Honsa, J., 2002, PAICz 90, 3
- Thé, P. S., de Winter, D., Pérez, M. R., 1994, A&AS, 104, 315
- Tody, D., 1986, SPIE, 627, 733
- Tody, D., 1993, ASPC, 52, 173
- Tomov, N. A., Tomova, M. T., Bisikalo, D. V., 2007, MNRAS, 376, L16
- Vanýsek, V., 1980, Základy astronomie a astrofyziky, Academia, Praha
- Viotti, R., 1976, ApJ, 204, 293
- Vitello, P., Shlosman, I., 1993, ApJ, 410, 815
- Vollmann, K., Eversberg, T., 2006, AN, 327, 862
- Wackerling, L. R., 1970, MRAS, 73, 153
- Wells, L. A., Bell, D. J., 1994, Cleaning Images of Bad Pixels and Cosmic Rays Using IRAF
- Winkler, H., Wolf, B., 1989, A&A, 219, 151
- Wolf, B., Stahl, O., 1985, A&A, 148, 412

## LITERATURA

---

- Zickgraf, F.-J., 1998, *ASSL*, 233, 1
- Zickgraf, F.-J., 2000, *ASPC*, 214, 26
- Zickgraf, F.-J., 2001, *A&A*, 375, 122
- Zickgraf, F.-J., 2003, *A&A*, 408, 257
- Zickgraf, F.-J., Kovacs, J., Wolf, B., Stahl, O., Kaufer, A. Appenzeller, I., 1996, *A&A*, 309, 505
- Zickgraf, F.-J., Schulte-Ladbeck, R. E., 1989, *A&A*, 214, 274
- Zickgraf, F.-J., Stahl, O., 1989, *A&A*, 223, 165
- Zickgraf, F.-J., Stahl, O., Wolf, B., 1992, *A&A*, 260, 205
- Zickgraf, F.-J., Wolf, B., Stahl, O., 1986, *A&A*, 163, 119
- Zickgraf, F.-J., Wolf, B., Stahl, O., Leitherer, C., Klare, G., 1985, *A&A*, 143, 421
- Zsargó, J., Hillier, D. J., Georgiev, L. N., 2008, *A&A*, 478, 543
- <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>
- <http://www.cfa.harvard.edu/amp/tools.html>
- <http://nova.astro.umd.edu/>
- <http://atlas.obs-hp.fr/elodie/>
- <http://wwwuser.oat.ts.astro.it/castelli/grids.html>
- <http://nova.astro.umd.edu/Synspec43/synspec.html>
- <http://skydot.lanl.gov/nsvs/star.php?num=8451800&mask=15636>
- <http://www.tass-survey.org/>
- <http://www.univie.ac.at/tops/Period04/>
- <http://www.astri.uni.torun.pl/gm/software.html>
- <http://www-n.oca.eu/stee/page1/page11/page11.html>