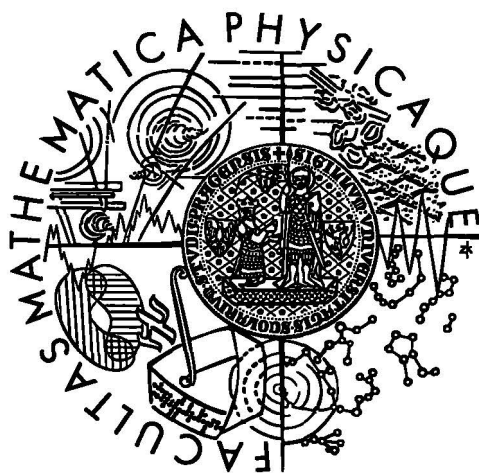


Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

# DIPLOMOVÁ PRÁCE



Jiří Doubek

## Spektroskopie Be hvězdy 60 Cygni

Katedra astronomie a astrofyziky

Vedoucí diplomové práce:  
RNDr. Pavel Koubský, CSc.

Studijní program: fyzika

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

V Praze dne 18. dubna 2006

Jiří Doubek



Děkuji vedoucímu práce RNDr. Pavlu Koubskému, CSc. za pravidelné konzultace a komentáře k postupnému vývoji práce, které mě dovedly až k současným výsledkům. Rovněž děkuji za poskytnutí pořízených spekter a také za vhodný výběr literatury, která mi pomohla seznámit se s problematikou Be hvězd. Dále děkuji doc. RNDr. Petru Harmancovi, DrSc. za užitečné rady, které rovněž přispěly k některým výsledkům uvedeným v práci.

# Obsah

<b>Předmluva</b>	<b>7</b>
<b>1 Úvod do spektroskopie</b>	<b>8</b>
1.1 Typy spekter . . . . .	8
1.1.1 Spojité spektrum . . . . .	8
1.1.2 Emisní spektrum . . . . .	9
1.1.3 Absorpční spektrum . . . . .	9
1.2 Spektrum Slunce a hvězd . . . . .	10
1.3 Tvar spektrálních čar hvězd . . . . .	11
1.4 Spektrální klasifikace hvězd . . . . .	13
<b>2 Be hvězdy</b>	<b>15</b>
2.1 Definice . . . . .	15
2.2 Některé hypotézy vysvětlující Be fenomén . . . . .	15
2.3 Poznatky z pozorování . . . . .	17
2.3.1 Emise . . . . .	17
2.3.2 Shell čáry . . . . .	19
2.3.3 Rotace . . . . .	20
2.4 Pulsace . . . . .	21
2.4.1 Radiální a neradiální pulsace . . . . .	21
2.4.2 Tlakové a gravitační módy . . . . .	22
2.4.3 Pulsující Be hvězdy a jejich modelování . . . . .	23
2.5 Proměnnost Be hvězd . . . . .	24
2.5.1 Dlouhodobé změny . . . . .	25
2.5.2 $V/R$ změny . . . . .	25
2.5.3 Střednědobé změny . . . . .	27
2.5.4 Rychlé změny . . . . .	27
2.6 60 Cygni . . . . .	28
2.6.1 Dosavadní poznatky . . . . .	28
2.6.2 Cíle diplomové práce . . . . .	29
<b>3 Spektra</b>	<b>30</b>
3.1 Rektifikace . . . . .	31
3.2 Měření radiálních rychlostí . . . . .	31
3.3 Emisní vrcholy . . . . .	31
<b>4 Dlouhodobé změny</b>	<b>33</b>
4.1 Rozdělení profilů $H\alpha$ . . . . .	33
4.2 Intenzity $V$ a $R$ emisních vrcholů . . . . .	34
4.3 Normované integrály spektrálních čar . . . . .	35
4.4 Rychlosti $v_v$ a $v_r$ emisních vrcholů . . . . .	38
4.5 Korelace mezi $(V + R)/2$ a $(v_r - v_v)/2$ . . . . .	40

---

4.6	Odhad vzdálenosti rozpadu obálky . . . . .	41
<b>5</b>	<b>Střednědobé změny</b>	<b>43</b>
5.1	Periodické změny radiální rychlosti . . . . .	43
5.2	$V/R$ změny . . . . .	51
5.3	Rychlý nárůst emise 60 Cygni . . . . .	54
<b>6</b>	<b>Krátkodobé změny</b>	<b>56</b>
6.1	Pohybující se vlnky přes profil He I . . . . .	56
6.2	Krátkoperiodické změny radiální rychlosti He I . . . . .	57
<b>7</b>	<b>Závěr</b>	<b>61</b>
	<b>Reference</b>	<b>63</b>
	<b>Příloha - profily čar <math>H\alpha</math> a He I 6678 Å</b>	<b>64</b>

**Název práce:** Spektroskopie Be hvězdy 60 Cyg

**Autor:** Jiří Doubek

**Katedra:** Katedra astronomie a astrofyziky

**Vedoucí diplomové práce:** RNDr. Pavel Koubský, CSc.

Astronomický ústav AV ČR

**e-mail vedoucího:** koubsky@sunstel.asu.cas.cz

**Abstrakt:** Be hvězdy jsou hvězdy typu B, u kterých byla alespoň jednou pozorována emise v některé z Balmerových čar. Emise vzniká v důsledku přítomnosti plynné obálky, která má tvar disku. V průběhu času může docházet k jejímu rozpadu a znovuobnovení. Stále ale není zcela jasné, co je příčinou tohoto jevu.

60 Cygni je Be hvězda, která byla pozorována ve stavu emise i absorpce. Tato práce se zaměřuje zejména na změny ve spektru hvězdy. Dlouhodobé změny souvisí se vznikem a zánikem obálky, což se nejlépe sleduje v profilu čáry  $H\alpha$ . Již dříve se zjistilo, že 60 Cyg je pravděpodobně složkou spektroskopické dvojhvězdy. Tuto domněnku potvrzují v práci proměřením radiálních rychlostí  $H\alpha$ , zpřesňuji rovněž oběžné parametry soustavy. Dále studuji  $V/R$  změny a hledám jejich periodu. Na závěr sleduji rychlé změny v profilech čar, které jsou důsledkem neradiálních pulsací.

**Klíčová slova:** 60 Cyg, Be hvězdy, emisní čáry, pulsace

**Title:** Spectroscopy of Be star 60 Cygni

**Author:** Jiří Doubek

**Department:** Astronomical Institute of Charles University

**Supervisor:** RNDr. Pavel Koubský, CSc.

Astronomical Institute Academy of Sciences of the Czech Republic

**Supervisor's e-mail address:** koubsky@sunstel.asu.cas.cz

**Abstract:** Be stars are B-type stars that have exhibited for at least one time emission in some Balmer line. Emission is a result of a disk-like circumstellar envelope, which can disappear and be rebuilt later. It is still not well understood, how this phenomenon occurs.

60 Cygni is a Be star observed in both emission and absorption. My thesis is focused on spectral changes of a star. Long-term changes are related to appearance and disappearance of the envelope, which can be best seen at the  $H\alpha$  line profile. It has been found out, that 60 Cyg might be a spectroscopic binary. I confirm this hypothesis by measuring the radial velocity at the  $H\alpha$  line as well as specify the orbital parameters of a star. Then I focus on  $V/R$  changes searching for the period. Finally I look at the short-time variations, which are a result of non-radial pulsations.

**Keywords:** 60 Cyg, Be stars, emission lines, pulsations

## Předmluva

Moje diplomová práce se zabývá analýzou spekter Be hvězdy 60 Cygni. Hvězda patří k objektům sledovaným 2m dalekohledem Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově. Během posledních let bylo pořízeno mnoho kvalitních spekter nejen v Ondřejově, ale i na jiných observatořích ve světě. Práce shrnuje observační charakteristiky hvězdy a navazuje na již dříve publikované články.

Část 1 shrnuje některé poznatky ze spektroskopie, v části 2 se zabývám Be hvězdami. Samotné 60 Cyg jsou věnovány zbývající kapitoly. Těžištěm práce je kromě zpracování spekter také potvrzení některých dřívějších hypotéz týkajících se hvězdy. Zároveň ale přináším své vlastní výsledky.

# 1 Úvod do spektroskopie

Více než před 300 lety Isaac Newton ukázal, že sluneční světlo lze použitím hranolu rozložit na různé barvy (červená, oranžová, žlutá, zelená, modrá, fialová) a získat tak *spektrum*. Místo hranolu lze použít i optickou mřížku.

Hvězdná spektroskopie je obor astronomie zabývající se studiem spekter hvězd. Z nich můžeme určit nejrůznější fyzikální i chemické vlastnosti hvězd a zařadit je do kategorií dle určitých kritérií. Abychom pochopili, proč je spektroskopie v astrofyzice tak užitečná, popíšeme si různé druhy spekter a způsoby, jakými vznikají.

## 1.1 Typy spekter

Německý fyzik Gustav Kirchhoff (1824–1887) vyšetřoval vlastnosti spekter v laboratoři a rozdělil je na tři druhy podle fyzikálních podmínek, ve kterých vznikají. Formuloval empirická pravidla spektrální analýzy:

- Horká neprůhledná pevná látka, kapalina nebo plyn pod velkým tlakem vyzařuje *spojité spektrum*.
- Horký plyn pod nízkým tlakem (např. nižším než atmosférickým) vyzařuje sérii jasných čar na tmavém pozadí. Jedná se o *spektrum emisní*.
- Pokud světlo ze zdroje se spojitým spektrem prochází plynem o nízké teplotě a tlaku, tak se na spojitém spektru objeví série tmavých čar. Dostáváme *spektrum absorpční*.

Vznik výše uvedených spekter může vysvětlit Bohrov model atomu. Emise a absorpce vzniká pouze tehdy, pokud má foton energii rovnou rozdílu kvantových stavů, které elektron může kolem jádra nabývat.

### 1.1.1 Spojité spektrum

Ve velmi horkém plynu, kde mají atomy vysokou kinetickou energii, nastávají kolize mezi jednotlivými atomy velice často. V důsledku toho dochází k excitaci elektronů, které se pak vrací zpět do základního stavu a vyzařují při tom emisní čáry. Pokud má plyn vysokou teplotu a hustotu, tak dříve než se elektron vrátí do základního stavu dojde k další srážce se sousedním atomem. To má za následek rozmazání jednotlivých emisních čar do širšího pásu vlnových délek. To samé nastává i pro ostatní emisní čáry. Tím pádem má světlo opouštějící plyn charakter spojitého spektra.

Většina světla hvězd pochází z nejnižších vrstev atmosféry. Spektrum tohoto světla je spojitě a podobné spektru černého tělesa. U černého tělesa se intenzita světla s vlnovou délkou mění jen pomalu, a tvar spektra závisí na teplotě. Když těleso zvyšuje svou teplotu, přesouvá se maximum intenzity ke



kratším vlnovým délkám, od červené přes žlutou k modré. Průběh spojitého spektra, a tím i barva hvězdy tedy ukazují, jaká je v nejnižších vrstvách hvězdné atmosféry teplota. Záření černého tělesa popisuje Planckův zákon

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (1)$$

### 1.1.2 Emisní spektrum

V plynu, který obsahuje pouze atomy jednoho druhu, budou při nízké teplotě elektrony v základním stavu. Jak je plyn ohříván, jeho atomy získávají kinetickou energii, dochází ke srážkám se sousedy a v důsledku toho jsou elektrony excitovány. Ve chvíli, kdy elektron spadne do některého níže položeného stavu, dojde k emisi fotonu. Energie fotonů odpovídají elektronovým hladinám pro daný plyn. Pozorujeme pak emisi určitých čar odpovídající nejrůznějším přechodům mezi elektronovými stavy. Pro mírnou teplotu existuje pouze první excitovaný stav atomu a vidíme jen jednu silnou emisní čáru, která odpovídá přechodu elektronu mezi prvním excitovaným a základním stavem. Se zvyšující se teplotou se objevují postupně další čáry, které jsou ve shodě s dovolenými energetickými přechody elektronu v plynu. V tomto případě pozorujeme tedy emisní spektrum, které má vztah k elementárnímu složení plynu.

Be hvězdy patří k objektům, které mají ve spektru přítomné emisní čáry. Ty vznikají v rozsáhlých obálkách kolem hvězdy. Emise se vyskytuje nejčastěji v čarách H I, zejména v H $\alpha$ . Více o emisi Be hvězd je uvedeno v sekci 2.3.1 na str. 17.

### 1.1.3 Absorpční spektrum

Abychom vysvětlili třetí Kirchhoffovo pravidlo, musíme uvažovat, co se stane s plynem neznámého složení, pokud ho umístíme před zdroj spojitého spektra. Světlo ze spojitého spektra obsahuje fotony všech vlnových délek. Pokud se stane, že je energie některého fotonu rovna rozdílu mezi elektronovými stavy v atomu neznámého plynu, tak dojde k jeho absorpci. Excitovaný elektron se rychle vrátí do původního stavu a přitom emituje foton, který ale nezachová původní směr absorbovaného fotonu. Takto znovu vyzářené fotony ve spektroskopu nevidíme a pozorujeme spojité spektrum s temnými čarami na vlnových délkách, které odpovídají rozdílu elektronových stavů v atomu neznámého plynu. Jsou to přesně ty vlnové délky, který by plyn vyzářoval v emisním spektru, pokud bychom ho zahřáli na vyšší teplotu.

Absorpční čáry ve hvězdě vznikají, když světlo prochází chladnějšími vrstvami její atmosféry. Ionty, atomy či molekuly této atmosféry mohou procházející foton pohltit (každý ion, atom či molekula však pohltí foton jen určité frekvence). O pohlcené fotony se světlo hvězdy ochudí a ve spektru

vidíme v místech těchto frekvencí tmavší čáry. Pomocí absorpčních i emisních čar můžeme identifikovat prvky přítomné v atmosféře hvězdy.

## 1.2 Spektrum Slunce a hvězd

Slunce je první hvězdou, která byla spektroskopicky studována. Britský astronom William Hyde Wollaston (1766–1828) rozložil sluneční světlo hranolem a pozoroval temné čáry přes spojité spektrum. Čáry interpretoval jako mezery oddělující jednotlivé barvy. O dvanáct let později Joseph Fraunhofer (1787–1826) znovu objevil temné čáry ve spektru Slunce. Všiml si, že některé z nich mají stejnou pozici jako emisní čáry měřené v laboratoři. Nevěděl ale, proč čáry vznikají. V současné době jsou ve spektru Slunce pozorovány tisíce čar, které byly postupně přiřazeny různým prvkům. Zajímavé je, že helium bylo objeveno dříve na Slunci než v pozemské laboratoři.

Sluneční spektrum obsahuje například vodíkové čáry Balmerovy série  $H\alpha$  (6563 Å),  $H\beta$  (4861 Å),  $H\gamma$  (4340 Å), atd. Některá spektra hvězd jsou podobná slunečnímu, jiná se zcela liší. Například horká hvězda Vega má ve spektru také přítomny vodíkové čáry, ale jsou silnější a mají větší intenzitu. Na první pohled se může zdát, že silná čára vodíku znamená jeho větší množství na hvězdě. Ve skutečnosti je složení různých hvězd podobné a intenzita čáry souvisí s její povrchovou teplotou.

Roku 1889 odvodil Balmer vztah pro výpočet vlnových délek spektrálních sérií atomu vodíku:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (2)$$

kde  $R$  je Rydbergova konstanta, jejíž hodnota je  $R = 10\,973\,731,6 \text{ m}^{-1}$ . Pokud elektron přeskočí z hladiny  $n$  na hladinu  $m$ , dojde k vyzáření fotonu o vlnové délce  $\lambda$ . Později byly v infračervené a ultrafialové oblasti objeveny ještě další série, které charakterizuje číslo  $m$ :  $m = 1$  – Lymanova,  $m = 2$  – Balmerova,  $m = 3$  – Paschenova,  $m = 4$  – Bracketova,  $m = 5$  – Pfundova.

Čára  $H\alpha$  vzniká, když je absorbován foton s energií 1,89 eV a elektron přechází ze stavu  $m = 2$  do  $n = 3$ , čára  $H\beta$  vzniká absorpcí fotonu s energií 2,55 eV ( $2 \rightarrow 4$ ). Podobně čára  $H\gamma$  vzniká při absorpci fotonu s energií 2,85 eV ( $2 \rightarrow 5$ ). Chladné hvězdy mají nízkou povrchovou teplotu a většina atomů vodíku je v základním stavu. Čáry Balmerovy série s výchozím stavem  $m = 2$  budou tedy slabé. Při vyšších teplotách bude více elektronů v excitovaném stavu a frekvence přechodů  $2 \rightarrow n$  ( $n > 2$ ) se zvýší. Proto například Vega, která je teplejší než Slunce, má silnější čáry Balmerovy série.

Molekuly ve spektru některých hvězd vykazují pásovou strukturu čar s jemnými mezerami. Molekula se skládá z jednotlivých atomů, které mohou být různě excitovány. Jsou zde ale přítomné i rotační a vibrační pohyby, které jsou rovněž kvantovány. Pokud v některém atomu dojde k excitaci elektronu, tak se o málo změní i rotační a vibrační pohyby. To vede k rozštěpení energií

jednotlivých přechodů do mnoha blízkých energií a tím i odpovídajících vlnových délek.

### 1.3 Tvar spektrálních čar hvězd

Každá spektrální čára má svoji *přirozenou šířku*. Dále je tvar čáry ovlivněn různými fyzikálními procesy, které se odehrávají v atmosféře hvězdy. Mezi nejdůležitější patří *termální Dopplerovo rozšíření*, *kolizní rozšíření*, *rotační rozšíření* a *Zeemanův jev*.

**přirozená šířka čáry** – Energetické hladiny v atomu nejsou v důsledku kvantové mechaniky ostře definovány, a proto i vlnová délka spektrální čáry nemá pouze jednu hodnotu. Ve skutečnosti má každá čára svoji přirozenou šířku. Uvažme Heisenbergovu relaci neurčitosti

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi\Delta t}, \quad (3)$$

kde  $\Delta E$  je neurčitost energie pro určitou hladinu, na které elektron setrvá po dobu  $\Delta t$ , než samovolně přejde do nižšího energetického stavu. Neurčitost energie lze napsat ve tvaru

$$\Delta E = h\Delta\nu = \frac{hc}{\lambda^2}\Delta\lambda. \quad (4)$$

Po dosazení (4) do (3) dostáváme vztah pro neurčitost ve vlnové délce:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{1}{\Delta t}. \quad (5)$$

Čára  $H\alpha$  ( $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ ) vzniká přechodem  $3 \rightarrow 2$ . Protože životnost elektronu na hladině  $n = 3$  je pro tento případ  $\Delta t \simeq 10^{-8} \text{ s}$ , tak  $\Delta\lambda \simeq 10^{-4} \text{ \AA}$ .

**termální Dopplerovo rozšíření** – V atmosféře hvězdy mají atomy nahodilé rychlosti v důsledku své kinetické energie. V určitém okamžiku se některé atomy pohybují ve směru a jiné v protisměru emitovaných fotonů. To způsobuje Dopplerovo rozšíření absorpčních čar ve spektru. Rychlosti atomů ve hvězdě lze charakterizovat Maxwellovým rozdělením. Nejpravděpodobnější rychlost má hodnotu

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (6)$$

kde  $k$  je Boltzmannova konstanta,  $T$  je absolutní teplota a  $m$  je hmotnost atomu. Uvážíme-li Dopplerův jev

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{v}{c}, \quad (7)$$

tak po dosazení do (6) dostáváme vztah

$$2\Delta\lambda = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (8)$$

Čára se celkově rozšíří o  $2\Delta\lambda$ , protože pozorujeme atomy, které se k nám přibližují i od nás vzdalují. Například pro fotosféru Slunce je  $T = 5770$  K. Šířka čáry  $H\alpha$  v důsledku termálního rozšíření bude  $0,427$  Å.

**kolizní rozšíření** – Pokud se srazí dva atomy, tak v důsledku toho dojde ke zkreslení elektronových hladin obou atomů. Když srážka nastane v okamžiku, kdy jeden z atomů absorbuje foton, pak se bude energie tohoto fotonu lišit od energie, kterou by měl foton, pokud by k události nedošlo. V plynu o nízké teplotě a hustotě nastávají kolize zřídka a absorpce je podobná bezsrážkovému stavu. Při vyšších teplotách a tlacích se energie absorbovaného fotonu pohybuje v určitém rozsahu, a proto dochází k rozšíření spektrální čáry.

**rotační rozšíření** – Pokud hvězda rotuje, tak se k nám některá její část přibližuje a jiná vzdaluje. Dochází potom k Dopplerovu posunu, což má za následek další rozšíření spektrální čáry. Míra rozšíření závisí nejen na rotační rychlosti  $v$ , ale i na úhlu mezi rotační osou hvězdy a přímkou mezi pozorovatelem a hvězdou. Tento úhel se nazývá *sklon* nebo *inklinace* ( $i$ ). Spektrální čára vznikající ve středu disku hvězdy se poblíž jejího okraje na rovníku posune proti původní hodnotě  $\lambda$  o  $\Delta\lambda$ , jejíž hodnotu vypočteme z rovnice

$$v \sin i = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}. \quad (9)$$

Horké hvězdy mají rotační periodu pouze pár hodin, u chladnějších je perioda delší.

**Zeemanův jev** – V roce 1896 objevil P. Zeeman, že spektrální čáry se štepí, jestliže na vyzařující atom působí magnetické pole. Bližší studium ukázalo, že zatímco některé čáry se štepí na tři složky, na triplet, jiné vytvářejí složitější multiplety. V prvním případě hovoříme o Zeemanově jevu normálním, ve druhém případě o anomálním.

Krátce po Zeemanově objevu vypracoval H. A. Lorentz teorii, která jednoduše objasňuje normální Zeemanův jev, odvozuje vztah pro velikost rozštěpení a vysvětluje polarizaci složek. Pro vlnové délky krajních složek tripletu platí

$$\lambda_{1,2} = \lambda_0 \pm \frac{e}{m_e} \frac{\lambda_0^2 B}{4\pi c}, \quad (10)$$

kde  $\lambda_0$  je vlnová délka čáry bez přítomnosti magnetického pole s indukcí  $B$ .

## 1.4 Spektrální klasifikace hvězd

Hvězdy můžeme roztrždit podle vzhledu jejich spektra. V šedesátých letech 19. století provedl Angelo Secchi první spektrální klasifikaci hvězd tak, že je rozdělil do čtyř skupin podle barvy a vzhledu spektrálních čar. Postupně se spektroskopie zlepšovala. Annie J. Cannon a Antonia Maury zavedly úplnější systém na Harvard College Observatory. Byl začleněn do katalogu Henryho Drapera, který byl publikován mezi roky 1918 až 1924. Posloupnost spektrálních typů je seříděna podle přítomnosti nebo absence určitých čar ve spektru. Je zde sedm spektrálních typů označených O, B, A, F, G, K, M (tab. 1). Hvězdy jsou zde seřazeny dle teploty od nejteplejších hvězd typů O

Tabulka 1: STANDARTNÍ SPEKTRÁLNÍ KLASIFIKACE HVĚZD PODLE TEPLoty

typ	povrchová teplota [K]	barva	charakteristika
O	40 000 – 25 000	modrá	He II, He I, H I, O III, C III, N III
B	25 000 – 11 000	modro-bílá	He I, H I silící od B6 k B9, O II, C II, N II, Fe III, Mg II
A	11 000 – 7 500	bílá	velmi silné čáry H I na A0 klesající směrem k A9, Fe II, Ti II, V II, Cr II
F	7 500 – 6 000	bílo-žlutá	čáry H I jsou slabší, přibývá čar kovů
G	6 000 – 5 000	žlutá	silné čáry Ca II, H I stále slábne, objevují se první molekulární pásy
K	5 000 – 3 500	oranžová	silné čáry kovů, nápadné jsou také molekulární pásy CH a CN
M	3 500 – 3 000	oranžovo-červená	molekulární pásy TiO, VO

a B, které jsou modro-bílé, až k typu M, které jsou nejchladnější a jeví se oranžovo-červené.

V rámci jednoho ze sedmi typů se spektra rozdělují dále na deset jemnějších dělení, která se označují uvedením čísla 0–9 za daný typ. Například G5 je přechod mezi G0 a K0. Pozdější upřesňování vedlo k zavedení doplňkových

písmen v podobě přípony ke spektrálnímu typu. Máme tak dodatečné informace o spektru, například přítomnost emisních čar se značí příponou (e), silné čáry kovů (m), rozšířené čáry v důsledku rotace (n), pekuliární spektra (p), velmi úzké čáry (s). Hvězdy B s přítomností emisních čar ve spektru označíme tedy Be.

Postupem času byly ale objeveny hvězdy, které do výše uvedené klasifikace nezapadaly a zavedly se další třídy.

**WR** – Wolf-Rayetovy hvězdy jsou podobné spektrálnímu typu O, ale mají silné emisní čáry H I, He II, C III, N III, O III.

**L** – Hvězdy s malou hmotností, která neumožňuje zažehnout v centru termonukleárních reakce. Povrchová teplota je pouze 1500–2000 K. Ve spektru jsou patrné čáry lithia, které u teplejších hvězd nejsou přítomny.

**C** – Uhlíkové hvězdy, do kterých spadají třídy **R** a **N**. Jsou to obři spektrálního typu K (třída R) nebo M (třída N), kde jsou navíc ve spektru přítomny čáry uhlíku, hlavně C<sub>2</sub>, CN, CH.

**S** – Hvězdy mezi typem M a C. Ve spektru jsou stejně zastoupeny čáry O a C. Místo TiO se častěji objevují čáry ZrO.

Harvardský systém nemůže sám popsat rozdílné absolutní svítivosti hvězd na určité teplotě. V roce 1943 William Morgan, Philip Keenan a Edith Kellman z Yerkes Observatory předefinovali spektrální typy a přidali klasifikaci svítivosti. Pro tuto klasifikaci se používá termín *MKK systém*, který je v tabulce 2. MKK systém je použitelný pro hvězdy s normálním chemickým složením, což je asi 98 % všech hvězd.

Tabulka 2: MKK SYSTÉM

třída	popis
Ia	veleobři s vysokou svítivostí
Ib	veleobři s nízkou svítivostí
II	jasní obři
III	obři
IV	podobři
V	hvězdy hlavní posloupnosti (trpaslíci)
VI	podtrpaslíci
VII	bílí trpaslíci

## 2 Be hvězdy

### 2.1 Definice

Be hvězdy jsou hvězdy typu B blízko hlavní posloupnosti, u kterých je nebo byla pozorována ve spektru místo absorpční hvězdné čáry emise. Jedná se především o Balmerovu sérii, zejména  $H\alpha$ . Hvězdy řadíme do třídy Be okamžitě, kdy byla emise zaznamenána. Často se totiž stává, že dojde k jejímu úplnému vymizení a hvězda pak má spektrum třídy B. I přesto nadále spadá do skupiny Be, aktivita se může znovu objevit.

Kromě výskytu emisních čar se Be hvězdy projevují i nadbytkem záření v infračervené oblasti. Mohlo by se očekávat, že je to důsledek prachových částic, které jsou v atmosféře hvězdy a pohlcují záření kratších vlnových délek. Hlavní příčinou jsou ale volně-volné přechody odehrávající se v ionizovaném plynu ve vnější atmosféře hvězdy.

První objevenou Be hvězdou byla  $\gamma$  Cas. 23. dubna 1866 ji pozoroval Padre Angelo Secchi, který si všiml, že čára  $H\beta$  vykazuje emisi místo obvykle přítomné absorpce. V roce 1886 jich bylo známo pouze 5. Postupně byly objevovány i další případy. Katalogy Merilla a Burwella (1933, 1943, 1949, 1950) obsahují již 1088 Be hvězd. Wackerling (1970) shromáždil seznam čítající téměř 3000. I přes poměrně dlouhou historii pozorování není Be fenomén ještě zcela vysvětlen. Proto se mu věnuje tolik pozornosti i v současné době.

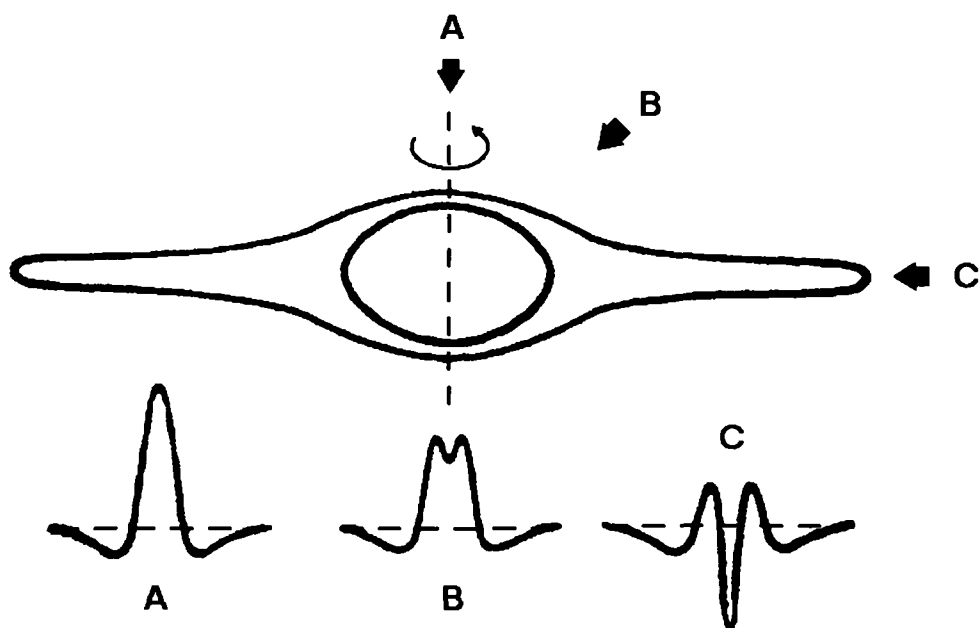
### 2.2 Některé hypotézy vysvětlující Be fenomén

Jakým způsobem může dojít ke vzniku obálky? Z fotosféry musí být určitým mechanismem vyvrhnut materiál tak, aby se v okolí rovníku hvězdy vytvořil dostatečně tlustý disk, ve kterém se pozorují emisní čáry. Zároveň je potřeba dodat disku i moment hybnosti. Existuje několik hypotéz, které se snaží vysvětlit vznik Be hvězd. K těm nejznámějším patří:

**model rotační nestability** – Otto Struve se již v roce 1931 snažil přijít na podstatu Be jevu. Všiml si, že absorpční čáry u Be hvězd jsou širší než u klasických hvězd typu B. Čím je spektrální čára širší, tím rychleji hvězda rotuje. Struve si byl této skutečnosti vědom, a položil tak základy rotačního modelu. Definoval Be hvězdy jako rychle rotující B hvězdy. Předpokládal, že rotační rychlost dosáhne rychlosti kritické rotace. Právě tehdy dochází na povrchu hvězdy k rovnováze mezi gravitační a odstředivou silou. Obálka pak vzniká rotační nestabilitou na rovníku. Ukazuje se ale, že Be hvězdy dosahují kolem 70 %–80 % rychlosti kritické rotace. Model také nevysvětluje, proč dochází k zániku obálky. Rotace jistě hraje velmi významnou roli, ale musí zde působit ještě jiný mechanismus, který pomůže vyvrhnout materiál z hvězdy.

Díky rotačnímu modelu dokázal Struve vysvětlit různé profily emisních čar. Schématické znázornění situace je na obr. 1. Z tohoto hlediska lze Be hvězdy rozdělit na

- Be hvězdy (dvě emisní křídla)
- Be hvězdy (shell fáze)
- pole-on hvězdy



Obrázek 1: Rozdělení Be hvězd dle směru pozorování: A – pole-on hvězdy, B – Be hvězdy se dvěma emisními vrcholy, C – Be shell hvězdy.

Pole-on hvězdy vidíme od pólu a jsou charakteristické jednoduchou emisí na širší fotosférické absorpční čáře. Na Be shell hvězdy se díváme v rovině rovníku a ve spektru obsahují dodatečné absorpční čáry obálky (více o shell hvězdách v oddíle 2.3.2, str. 19). Ale ne všechny hvězdy, které vidíme v rovině rovníku mají shell čáry. Mezi oběma extrémami leží Be hvězdy se dvěma emisními vrcholy, kde intenzita absorpčního jádra nepřevyšuje intenzitu kontinua. Obecně emisní vrcholy nemusí být symetrické a jejich intenzita se také může lišit.

**pulsační hypotéza** – U hvězdy  $\mu$  Cen jsou pozorovány neradiální pulsace v různých módech. V okamžiku, kdy se několik módů sejde ve fázi, dojde k dodání potřebné kinetické energie pro dosažení kritické rotace. Důsledkem je vyvržení materiálu a vytvoření obálky. Mechanismus se ale nepodařilo prokázat u jiných Be hvězd.



**disky stlačované hvězdným větrem** – U horkých hvězd dochází k zářivému urychlování hvězdného větru. V důsledku toho může plyn v blízkosti hvězdy dosahovat rychlostí až 1000 km/s a unikat z povrchu. Ztráta hmoty hvězdným větrem se pohybuje od  $10^{-8}$  do  $10^{-10} M_{\odot}$  za rok. Když plyn opustí fotosféru, je pod vlivem gravitace a záření. Pokud by nebyla přítomna rotace, unikal by radiálně směrem od hvězdy. Podle výpočtů je hvězdný vítr rychle rotujících hvězd stlačován do roviny rovníku. Po důkladnějším rozboru se ale zjistilo, že mechanismus nedává dostatečně husté obálky, které by vedly k vytvoření pozorovatelných emisních čar. Existují rovněž modifikace tohoto modelu. Přidáním magnetického pole dosáhneme dalšího stlačování. Magnetohydrodynamické simulace, které berou v úvahu i rotaci hvězdy, ale opět nevytváří takové disky, které se shodují s pozorováním.

**dvojhvězdný model** – Hypotéza předpokládá, že všechny Be hvězdy jsou ve skutečnosti dvojhvězdami. Obálka pak může být akreční disk, který vzniká přenosem hmoty z druhé složky ([11]). Obálka je omezena Rocheovou mezí. Důležitým parametrem je perioda a poměr hmotností. Podvojnost ale nebyla prokázána u všech Be hvězd a u některých se dále podařilo vyloučit druhou složku, která by zaplňovala Rocheovu mez. Ale i tak může hrát binarita významnou roli. Slapové síly z druhé složky mohou pomoci unikat materiálu z primáru a vytvořit disk. Průvodce mohl také mít na hvězdu vliv v minulosti a rychlá rotace může být důsledkem předchozího přenosu momentu hybnosti při přetoku hmoty. Celkově je asi jen 1/3 všech Be hvězd dvojhvězdami. Tento model tedy nemůže v obecnosti vysvětlit Be jev.

## 2.3 Poznatky z pozorování

### 2.3.1 Emise

Emise vzniká v obálce, která rotuje v rovině rovníku kolem hvězdy. Díváme-li se na hvězdu pod určitým úhlem, můžeme sledovat různé profily emisních čar (viz obr. 1). Při pohledu od pólu pozorujeme jeden emisní vrchol. Pro  $i > 0$  vidíme obvykle dva vrcholy, protože pozorujeme záření z rotující obálky, jejíž jedna část se k nám přibližuje a druhá od nás vzdaluje.

K čarám, které vykazují emisi nejčastěji patří kromě H I, He I, Fe II také Si II a Mg II. Pozorování velkého množství Be hvězd ukazuje, že charakter emise není u všech objektů stejný. Pokud hvězdu sledujeme dostatečně dlouho, tak si všimneme, že emise v Balmerových čarách často mění svoji intenzitu a od H $\alpha$  vždy klesá k vyšším členům. Profily čar kovů jsou podobné s vodíkovými, jsou ale menší a užší. Emise může být také slabá a být pozorovatelná pouze v H $\alpha$ . Přejít mezi fázemi B a Be je pozvolný a neexistuje kritérium, které by přesně vymezovalo ostrou hranici obou skupin.

Emisní čáry nejsou pozorovány pouze v luminozitních třídách V, IV, III, ale také jsou detekovány u některých hvězd tříd I a II. Obvykle je ale zvykem rozlišovat mezi Be hvězdami na jedné straně a veleobry na straně druhé. Rozlišení spočívá především ve velkém rozdílu absolutních magnitud těchto skupin. Dále je dobré poznamenat, že intenzita emise je daleko silnější pro Be hvězdy než pro veleobry. U veleobrů je pozorována v emisi pouze  $H\alpha$ , zatímco u Be hvězd sahá i k vyšším řádům Balmerovy série.

Některé Be hvězdy mají ve spektru i zakázané emisní čáry. Nazývají se pekuliární Be hvězdy (Bep nebo spíše B[e]). B[e] hvězdy jsou obecně slabší než Be a pozorují se méně. Mezi zakázané emisní čáry patří například O I, Fe II, N II a Fe III.

Emisní čáry ve spektru se vysvětlují přítomností plynné obálky kolem hvězdy. Obálka má tvar tenkého disku, což potvrzují teoretické výpočty ve shodě s interferometrickými pozorováními z poslední doby. Obálka se také pozoruje u některých hvězd pozdních typů O a raných typů A. V podstatě ale převažují B hvězdy. Uvádí se, že kolem 17 % z nich jsou Be hvězdy. Ještě častější výskyt je potom u B1e–B2e, kde to může být až 34 %. Z pozorování otevřených hvězdokup se ukazuje, že k Be fenoménu nedochází u B hvězd mladších 10 miliónů let. Jejich nejčastější výskyt je ve hvězdokupách, kde se hlavní posloupnost odklání v rozmezí typů O9–B3. Přítomnost obálky tedy souvisí s postupným vývojem hvězdy.

Pozorování ve viditelném a infračerveném oboru ukazují na existenci hustého, rotačně zploštělého disku. Díky družicovým pozorováním máme i ultrafialová spektra Be hvězd. Zjistilo se, že struktura obálky je ve skutečnosti daleko složitější. Jsou zde přítomny vysoce ionizované oblasti s teplotami kolem  $10^5$  K, které projevují velkou míru variability. Pozorují se rezonanční čáry Si III, Si IV a C IV. Ze spekter lze dále usuzovat na přítomnost silného a velice horkého hvězdného větru, který může dosahovat rychlostí až  $10^3$  km/s. Ztráta hmoty činí  $10^{-11}$  až  $10^{-9} M_{\odot}$  za rok.

U klasických B hvězd prokázala ultrafialová pozorování přítomnost energetického toku nepocházejícího z fotosféry a také ztrátu hmoty. V podstatě i tyto hvězdy mají rozlehlé atmosféry. Narozdíl od Be hvězd zde ale nejsou chladnější oblasti, které umožňují detekovat obálku i ve viditelném oboru.

Otázkou je, proč si některé B hvězdy dokázaly za koronální oblastí vytvořit tak hustou obálku umožňující vznik silné emise? Částečnou odpověď může přinést pozorování v ultrafialovém oboru. Statistika ukazuje, že Be hvězdy se odlišují od klasických typů B větší ztrátou hmoty a proměnností hvězdného větru. Odchyly jsou celkem veliké a nemůžou být vysvětleny pouhými per-turbacemi. Variabilita toku hmoty pak může způsobit příznivější podmínky pro vznik chladnější obálky.

Při studiu Be fenoménu musíme počítat také s dalšími výsledky pozorování ve viditelném oboru. Jsou to malé rychlosti emisních čar vodíku a také přítomnost nízko ionizovaných prvků, např. Fe II. Vezmeme-li v úvahu

intenzitu těchto čar, tak obálka, ve které vznikají, musí být velmi rozsáhlá. Tedy tyto čáry se nemohou objevovat v malé části mezi fotosférou a chromosférou. Jsou přítomny daleko od hvězdy, za koronální oblastí, kde je již dostatečně nízká teplota. To nastává ve vzdálenostech několika poloměrů hvězdy, obvykle mezi 5 až 15  $R_*$ . Rotační rychlost obálky v těchto vzdálenostech také klesá, což je potvrzeno i nízkou rychlostí iontů ve viditelném spektru.

### 2.3.2 Shell čáry

Pokud se obálka promítne na disk hvězdy, dojde v překrývajících částech ještě k dodatečné absorpci. Vzniklým absorpčním čarám, které jsou velice úzké, se pak říká čáry obálky (shell lines). Pro tyto čáry budu nadále používat termín *shell čáry*, protože pod čarami obálky si můžeme představit jak emisi tak absorpci. Shell čáry jsou naopak velice úzké absorpční čáry, které se vyskytují v Balmerově sérii a v čarách jednou ionizovaných kovů. Vodíkové čáry jsou obvykle ohraničeny emisními křídly. Čáry ionizovaných kovů (Fe II, Ti II, Cr II, ...) mají úzkou absorpci s emisními křídly, ale i bez nich. Pro jiné hvězdy se shell čáry pozorují jen u nižších členů Balmerovy série a zcela chybí u kovů. V některých případech málo vyvinutého shell spektra se úzké absorpční čáry pozorují pouze u H $\alpha$ . Hvězdy s shell čarami jsou důležité při odvozování různých statistik. Jednalo se například o určení rotační rychlosti Be hvězd nebo o odhad otevíracího úhlu disku, který vychází 5°–13° (viz např. [5]). Horní limit 20° se určil z interferometrických pozorování.

Běžně se používá termín *shell hvězda* (shell star) pro hvězdu vykazující shell čáry. Označení může navozovat dojem, že charakteristika shell je trvalá, a že Be hvězdy a shell hvězdy jsou dva rozdílné druhy objektů. Neboli určitá hvězda má pouze jedno z těchto spekter. Ale u některých klasických Be hvězd ( $\gamma$  Cas, 59 Cyg) se pozorovaly i shell čáry, které po nějakém čase opět zmizely a naopak. Je to významná proměnnost, která probíhá pozvolně. U mnoha hvězd byl pozorován pouze jeden typ spektra. Může být tedy lákavé používat k jejich odlišení termín Be nebo shell hvězda. Lepší je ale počítat s oběma spektry a definovat Be fázi nebo shell fázi hvězdy. Bereme tak v úvahu rozdílné podoby, které mohou být u jednoho objektu přítomny. Tato poznámka je posílena pozorováním, že dochází k přechodu od Be spektra k shell spektru a dále potom k normálnímu spektru B. Tento přechod může být v libovolném směru. Tedy jeden objekt může dávat najevo všechny tři typy spekter.

Proč ale k přechodu dochází? Pravděpodobně je to způsobeno tím, že rovina disku není shodná s rovinou rovníku hvězdy. Jejich uzel pak koná precesi. V určitém období se potom disk promítne na hvězdu a shell čáry se objeví. Mechanismus rozchodu obou rovin není ještě zcela objasněn. Mohlo by to být důsledkem zářivé deformace disku.  $\gamma$  Cas i 59 Cyg jsou rovněž dvojhvězdy, což může hrát také určitou roli. Protože precese je periodická,

mohla by být v budoucnu možnost přechodu mezi Be a Be/shell předpovídat.

$\theta$  CrB měla silné shell spektrum před rokem 1980, ale v létě 1980 se její viditelné spektrum postupně měnilo na typ B. Ultrafialové shell čáry zmizely ke konci 1981 a nakonec ultrafialové čáry hvězdného větru zmizely na začátku roku 1982. Od té doby se pozorovaly čáry větru pomíjivě pouze párkrát (viz např. [2]). Podobná pozorování  $\theta$  And a  $\nu$  Pup ukazují nejdříve velice úzkou absorpci v  $H\alpha$ , která se stává postupně stále slabší a nakonec zcela zmizí. To vede k závěru, že úzké shell čáry mají původ daleko od hvězdy. Pozorování potvrzují, že disk se postupně rozplývá, jak se dostává do větších vzdáleností a tedy nedopadá zpět na povrch hvězdy.

### 2.3.3 Rotace

Be hvězdy velice rychle rotují, což se projevuje rozšířením spektrálních čar. Z teoretických modelů se ukazuje, že rotační rychlost dosahuje kolem 70 %–80 % rychlosti kritické rotace, ale může jít pouze o dolní limit. Ještě není zcela jasné, proč je rotace tak rychlá. Uvažuje se, že horní vrstvy by se mohly roztočit v důsledku přerozdělení momentu hybnosti ve hvězdě.

Rocheův model umožňuje vypočítat rychlost kritické rotace ze vztahu

$$v_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{2GM_{*}}{3R_{*}}}, \quad (11)$$

kde  $G$  je gravitační konstanta,  $M_{*}$  je hmotnost hvězdy a  $R_{*}$  je její polární poloměr. Kritické rotační rychlosti se pohybují v rozmezí od  $v_{\text{crit}} = 390$  km/s pro typ B9 až po  $v_{\text{crit}} = 540$  km/s pro B0. Faktor  $2/3$  vychází z faktu, že při kritické rotaci je rovníkový poloměr 1,5 krát větší než poloměr polární.

Profil čáry je rozšířen Dopplerovým posunem, který odpovídá průmětu rotační rychlosti do směru zorného paprsku. Proto nemůžeme rotační rychlost měřit přímo, ale pozorujeme pouze její průmět  $v \sin i$  do směru pozorovatele, kde  $v$  je rychlost rotace na rovníku hvězdy a  $i$  je úhel mezi rotační osou a zorným paprskem. Ve většině případů se na hvězdu díváme pod obecným úhlem, a proto nelze přesně stanovit rychlost  $v$ . Jednodušší je to u hvězd s shell čarami, kde  $i \simeq 90^\circ$ . Typické hodnoty  $v \sin i$  se pohybují ve stovkách km/s.

Situace může být ve skutečnosti ještě komplikovanější. Šířka spektrální čáry závisí i na termálním rozšíření. Navíc teplota na pólu a na rovníku hvězdy se může lišit. Dále není neobvyklá ani diferenciální rotace. Hvězdu lze pak složit z různě rotujících pásů určité teploty a pomocí modelu získat přesnější průběh čáry odpovídající pozorování. Důvodem je právě rychlá rotace hvězdy, která vede k jejímu zploštění. Efektivní zrychlení na povrchu hvězdy  $g_{\text{eff}}$  není tedy všude konstantní. Von Zeipel ukázal, že mezi  $g_{\text{eff}}$  a tokem záření na povrchu  $F_{\text{sur}}$  platí

$$F_{\text{sur}} \approx g_{\text{eff}}. \quad (12)$$

Pokud uvažíme Stefan-Boltzmannův zákon

$$T_{\text{eff}} = (F_{\text{sur}}/\sigma)^{1/4}, \quad (13)$$

tak na pólech hvězdy je  $T_{\text{eff}}$  větší, protože je zde vyšší  $g_{\text{eff}}$ .

Sama rotace nestačí na to, aby došlo k vyvržení materiálu, jak předpokládal Struve. Ale i tak hraje velice významnou roli při tvorbě obálky. Jsou ale nutné ještě dodatečné mechanismy, které musí působit proti gravitaci.

## 2.4 Pulsace

Hvězdné oscilace jsou teoreticky modelovány vyšetřováním reakce hvězdy na malé perturbace. Pulsací módy jsou plně charakterizovány třemi čísly, které rozlišují radiální pulsace a neradiální pulsace na různých módech. Když malá výchylka dokáže vyvolat makroskopické oscilace, hovoříme o samořízených pulsacích.

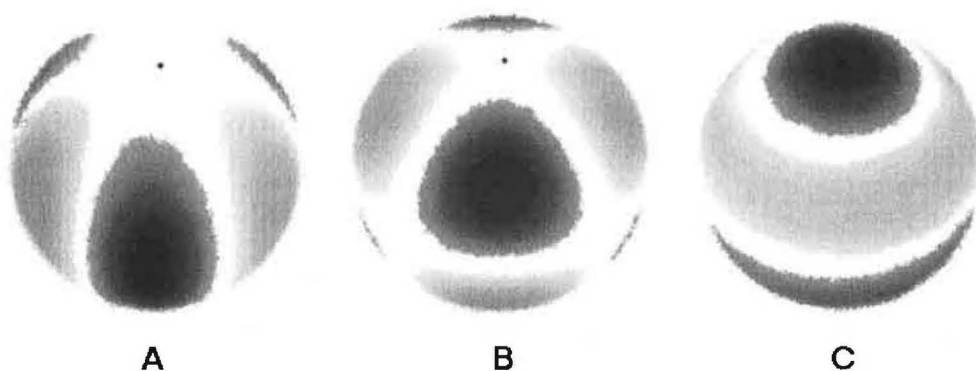
### 2.4.1 Radiální a neradiální pulsace

Nejjednodušší typ pulsací jsou pulsace radiální. Hvězda osciluje kolem svého rovnovážného bodu jednoduše tak, že se rozpíná a smršťuje. Dochází pouze k radiálnímu pohybu, který zachovává po celou dobu pulsačního cyklu sférickou symetrii. Uzlová plocha je nepohybující se plocha uvnitř hvězdy, která se nachází mezi dvěma oblastmi pohybujícími se v radiálně opačných směrech. Radiální mód je tak plně popsán číslem  $n$ , které označuje počet koncentrických uzlových ploch mezi centrem a povrchem hvězdy. Podle hodnoty  $n$  mluvíme o základním módu pro  $n = 0$ , o prvním harmonickém módu pro  $n = 1$ , o druhém harmonickém módu pro  $n = 2$ , atd.

Pokud dochází k radiálnímu i příčnému pohybu, mluvíme o neradiálních pulsacích. Jak na povrchu, tak uvnitř hvězdy se určité oblasti pohybují periodicky ven, zatímco jiné se pohybují současně se stejnou periodou dovnitř. Tyto oblasti jsou odděleny uzlovými přímkami. Obvykle se předpokládá se, že osa symetrie pulsací je shodná s rotační osou hvězdy, i když to pro některé hvězdy nemusí platit úplně přesně. Uvažujme systém sférických souřadnic  $(r, \theta, \varphi)$  tak, že polární osa je shodná s osou rotační a tím pádem i s osou symetrie pulsací. Číslo  $n$  je dáno počtem uzlů funkce, která popisuje radiální závislost pulsací. Abychom mohli úplně popsat neradiální pulsace, potřebujeme další dvě čísla  $l$  a  $m$ . Tato čísla jsou spojena se sférickou harmonikou  $Y_l^m(\theta, \varphi)$ , která popisuje úhlovou závislost pulsací. Na povrchu hvězdy tedy vidíme dva druhy uzlových přímk: uzlové přímk, které procházejí osou symetrie (uzlové poledníky) a přímk rovnoběžné s rovníkem (uzlové rovnoběžky). Číslo  $l$ , neboli stupeň módu, charakterizuje celkový počet povrchových uzlových přímk. Absolutní hodnota azimutálního čísla  $m$  označuje počet povrchových uzlových poledníků. Tedy vždy platí  $|m| \leq l$ . Převezmeme konvenci, že módy s kladným

$m$  se šíří ve směru proti rotaci (retrográdní módy), zatímco pokud je  $m$  záporné, dochází k šíření ve směru rotace (prográdní módy).

Klasifikace radiálních a neradiálních pulsací závisí na hodnotách čísel  $l$  a  $m$ . Hodnoty  $l = 0$  (tedy i  $m = 0$ ) odpovídají radiálním pulsacím, protože žádné uzlové přímky nejsou na povrchu přítomny. Módy s  $l > 0$  popisují neradiální pulsace, protože existuje alespoň jedna povrchová uzlová přímka. Neradiální pulsace s  $l = |m|$  mají pouze uzlové poledníky (sektorální módy, viz obr. 2 A). Na druhé straně neradiální módy s  $m = 0$  mají pouze uzlové rovnověžky (zonální módy, obr. 2 C). Mezi oběma extrémami se nachází tesserální módy (obr. 2 B), pro které platí  $0 \neq |m| < l$ .



Obrázek 2: Reprezentace povrchových rychlostí pro různé druhy neradiálních pulsací v určité fázi pulsačního cyklu. Hvězdy jsou pozorovány pod úhlem  $45^\circ$ . Černá tečka označuje severní pól, bílé čáry jsou uzlové přímky a tmavé oblasti se pohybují směrem k pozorovateli. Hvězda **A** pulsuje v sektorálním módu s  $(l, m) = (3, 3)$ , **B** v tesserálním módu s  $(l, m) = (3, 2)$  a **C** v zonálním módu s  $(l, m) = (3, 0)$ . O půl cyklu později se světlé oblasti změní na tmavé a naopak.

#### 2.4.2 Tlakové a gravitační módy

Časově závislá složka hvězdných oscilací je popsána faktorem  $\exp(i\omega_{n,l,m}t)$ , kde  $\omega_{n,l,m}$  označuje úhlovou pulsační frekvenci uvažovaného pulsačního módu. V případě sférické symetrie nezávisí tato frekvence na  $m$ . Chování módů je řízeno dvěma charakteristickými frekvencemi:

- *Lambova frekvence*  $S_l$  je horní limit lokální frekvence zvukových vln:

$$S_l^2 = \frac{l(l+1)c^2}{r^2}. \quad (14)$$

- *Brunt-Väisäläova frekvence*  $N$  je dolní limit lokální frekvence vnitřních gravitačních vln:

$$N^2 = -g \left( \frac{g}{c^2} + \frac{d \ln \rho}{dr} \right). \quad (15)$$

Lokální isoentropická rychlost zvuku  $c$  je v rovnicích (14) a (15) definována vztahem

$$c = \sqrt{\frac{\Gamma_1 p}{\rho}}, \quad (16)$$

kde  $\Gamma_1 = (\partial \ln p / \partial \ln \rho)_S$ ,  $p$  je lokální tlak,  $\rho$  je lokální hustota a  $g$  lokální gravitační zrychlení.

V oblastech, kde je frekvence  $\omega_{n,l,m}$  menší než  $S_l$  a  $N$ , mají módy charakter vnitřních stojatých gravitačních vln. Nazývají se *gravitační módy* nebo *g-módy*. V oblastech, kde je frekvence větší než  $S_l$  a  $N$ , se módy chovají jako stojaté zvukové vlny. Označují se *tlakové módy* nebo *p-módy*. Pro nestálé oblasti se frekvence pohybuje mezi  $S_l$  a  $N$  a amplituda je vzrůstající nebo klesající funkcí vzdálenosti od povrchu směrem ke středu hvězdy.

Přesný výpočet frekvencí hvězdného modelu je nezbytný. Frekvence tlakových módů jsou obecně vyšší než gravitačních. Největší rozdíl mezi  $p$ - a  $g$ -módy je ten, že  $g$ -módy mají velkou amplitudu i poblíž centra hvězdy, zatímco  $p$ -módy se drží vrchních slupek. Během hvězdného vývoje mohou  $p$ - a  $g$ -módy s podobnými frekvencemi působit společně. Vznikají tak smíšené módy s charakteristikami obou výše uvedených módů. Mají velké amplitudy jak poblíž jádra, tak rovněž ve vrchních obálkách hvězdy.

### 2.4.3 Pulsující Be hvězdy a jejich modelování

Díky velkému množství spekter téměř 30 raných Be hvězd se v článku [18] podařilo ukázat, že krátkodobé periodické změny v profilech čáry souvisí s neradiálními pulsacemi. Perioda se pohybuje obvykle mezi 0,5 d a 2 d. Výskyt pozorovaných změn závisí zejména na projekci rotační rychlosti  $v \sin i$ . Protože všechny Be hvězdy rychle rotují, hlavním faktorem je zde zejména sklon  $i$ . Změna v profilech čar se nepozoruje u pozdních typů Be hvězd. Výjimku tvoří pozdní hvězdy B bez emise, kde se změny pozorují. Tyto hvězdy se nazývají pomalu pulsující B hvězdy a mohou mít periody až několik dní. Přítomnost pomalých periodických změn v profilech čar B hvězd může být v korelaci k obálkám Be hvězd. Mohlo by to znamenat, že mechanismus způsobující změny v profilech je ve vztahu s dějem, který způsobuje Be jev.

Některé Be hvězdy se podařilo úspěšně modelovat s parametry  $l = m = 2$ . Změny v profilech čar u hvězd s velkým  $v \sin i$  jsou odlišné od pozorování hvězd s malým  $v \sin i$ . Oba výsledky můžeme ale získat pomocí stejného modelu, pokud budeme měnit i sklon. Pouze pro pár hvězd nedává model  $l = m = 2$  uspokojivé výsledky. Tyto objekty mohou pulsovát například v tesserálních módech.

Ačkoliv modely dokáží reprodukovat pozorování s velkou různorodostí, popisují jen čistě periodické části změn. Ty obvykle převládají, ale stále zde existuje nevysvětlená zbytková proměnnost, která otevírá prostor k novým diskuzím. Ve skutečnosti mají mnohé Be hvězdy periody nestále, což pravdě-

podobně souvisí s přenosem hmoty od centrální hvězdě k obálce. Některé hvězdy také ukazují krátkodobé aperiodické změny, ale u nich nebyla prokázána žádná souvislost s formováním obálky.

Hvězda  $\omega$  CMa patří k objektům, u kterých byly neradiální pulsace úspěšně modelovány (viz [12]). Model pulsoval v  $g$ -módu s parametry  $l = m = 2$ . Je schopen vysvětlit nejen proměnnost, ale také dobře popisuje absolutní spektrum hvězdy. Není ale zcela jasné, zda je  $\omega$  CMa typickou Be hvězdou. Její  $v \sin i$  je 350 km/s, což znamená, že ji pravděpodobně sledujeme pod velkým sklonem  $i$ . Pak by ale změny v jejím profilu neměly být odlišné od změn pozorovaných u ostatních Be hvězd s velkým  $v \sin i$ .

Změny v profilech čar totiž závisí na inklinaci  $i$ , jak prokázaly některé modely. Pro hvězdy s malým  $v \sin i$  je proměnnost soustředěna na křídlech čar, zatímco pro velké  $v \sin i$  je rozptýlena po celém profilu. Pro He I a čáry kovů je proměnnost vysoká pro malé  $v \sin i$  a klesá směrem k rovníkovým inklinacím, kde variabilita zmizí pro kovy úplně, ale pro He I je stále detekovatelná. Rozdíl mezi He I a kovy spočívá ve vlastní šířce čáry. U kovů je z velké části šířka dána celkem malým termálním rozšířením, zatímco u He I a H I se také projevuje Starkův jev. Čím menší je vlastní šířka čáry, tím výraznější jsou struktury pohybující se přes profil. Na druhé straně profily s výraznými vlnkami jsou obvykle slabé. Pro velké  $v \sin i$  jsou tyto čáry příliš mělké, abychom změny mohli pozorovat.

U určitého počtu hvězd byla ze spektroskopických dat objevena i multiperiodicita. Stává se, že dodatečné periody jsou přítomné ve stejných fotosférických čarách jako perioda hlavní. To znamená, že jejich příčina je také ve fotosféře. Toto je další silný argument pro popis změn v profilech čar neradiálními pulsacemi. Jednou z nejlépe prozkoumaných hvězd je  $\mu$  Cen, u které bylo nalezeno šest fotosférických period seskupených kolem 0,503 d a 0,28 d. Byly modelovány neradiálními pulsacemi s módy  $l = m = 2$  a  $l = m = 3$ . Multiperiodicita byla objevena také u 28 Cyg a  $\eta$  Cen.

Hvězda  $\mu$  Cen je zajímavá ještě z jiného hlediska. Často se u ní pozoroval rychlý nárůst emise související s vytvořením obálky (např. [4]). To se obvykle odehrálo v řádu několika dní. Emise pak dále pozvolna klesala na intenzitě. Tento jev byl pozorován vícekrát. Podařilo se prokázat, že čas vzplanutí má souvislost se změnami v profilu čáry. Neradiální pulsace byly schopny jev předvídat. Ke vzrůstu emise došlo, když se setkala více módů ve fázi. U 28 Cyg a  $\eta$  Cen se podobné souvislosti nalézt nepodařilo. Na druhé straně se pozorují i hvězdy, u nichž také dochází ke vzplanutím, ale multiperiodicita objevena nebyla.

## 2.5 Proměnnost Be hvězd

Be hvězdy projevují fotometrické i spektroskopické změny na škálách od minut až po několik let. Horní limit může být ve skutečnosti ještě delší. Jsou



známy případy Be hvězd, u kterých se proměnnost prakticky nepozoruje. Projevit se může právě až po uplynutí delšího časového období. Změny mohou být periodické, ale i nepravidelné. Některé jsou jednoduše vysvětlitelné, jiné na své objasnění teprve čekají.

### 2.5.1 Dlouhodobé změny

Dlouhodobé změny souvisí se vznikem a zánikem obálky. V důsledku toho se ve spektru objevují a mizí emisní čáry. Pozorují se tedy přechody  $B \rightarrow Be \rightarrow B$ . Be hvězda bez emise se jeví jako klasická B hvězda. Proto existují i domněnky, že všechny hvězdy typu B jsou Be hvězdy, jen některé z nich ještě neprojevily emisní aktivitu.

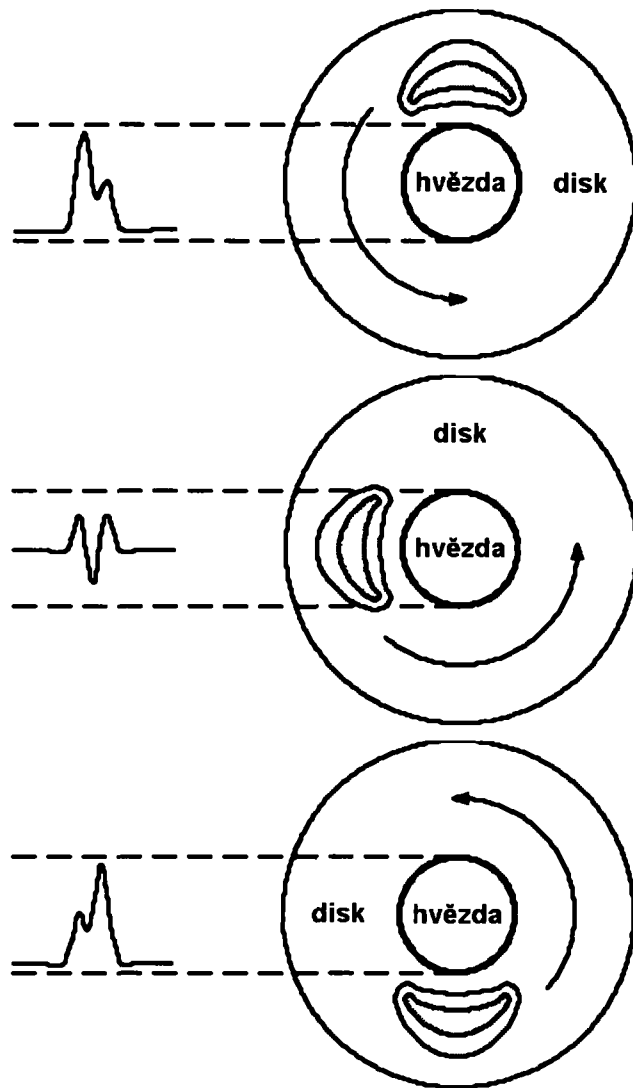
Když dochází k budování emise, Paschenovo kontinuum se zvýší o 0,5 mag ve  $V$ , zatímco ve stejnou dobu se  $B - V$  stává červenější a  $U - B$  modřejší. U shell hvězd se Paschenovo kontinuum ztlumí na  $\Delta V = 0,3$  mag oba indexy  $B - V$  a  $U - B$  zčervenají. Toto chování může být důsledkem rozptylu záření v disku.

Ztrátá emise bývá obvykle pozvolná, jak dochází k zániku obálky. Můžou k tomu vést dva procesy. Buď obálka dopadne na povrch hvězdy nebo se od ní vzdaluje a postupně se rozplyne. Druhá možnost se objevuje častěji. Formování emise nemusí být nutně pomalé. Existují případy, kdy se pozorují tzv. vzplanutí (outbursts) a obálka se vytvoří během několika dní.

Obvyklá časová škála těchto změn je několik let až desetiletí. Je ale obtížné předpovědět, kdy u hvězdy, která emisi ztratila, dojde k novému vytvoření obálky a naopak. Proto lze těžko usoudit, zda přechody  $B \rightarrow Be \rightarrow B$  jsou pravidelné. Pokud ano, perioda by musela být v některých případech poměrně dlouhá. Mohlo by se též jednat o multiperiodicitu způsobenou různými souběžně působícími faktory.

### 2.5.2 $V/R$ změny

U Be hvězd jsou velice často pozorovatelné emisní čáry se dvěma vrcholy. Intenzity do fialova a do červena posunutých emisních vrcholů se obvykle označují  $V$  a  $R$ . Asi u 1/3 všech Be hvězd se pozorují cyklické změny poměru  $V/R$ , které se odehrávají v cyklech dlouhých až několik let. Asymetrická čára, kdy je například  $V/R > 1$  se postupně stává symetrickou, a potom se stav otočí, kdy se objeví asymetrie charakterizovaná  $V/R < 1$ . Může se také stát, že u hvězdy, která měla  $V = R$ , se po nějakém čase objeví variabilita  $V/R$  a naopak. Dlouhodobé změny mohou být vysvětleny přítomností jednoramenné hustotní vlny (viz [13]), i když některé modely vyžadují například i spirální strukturu. Vznik  $V/R$  změn v důsledku jednoramenných oscilací je na obr. 3. Pokud se zhuštěnina v disku pohybuje směrem k pozorovateli, tak vidíme  $V/R > 1$ . Při jejím vzdalování naopak registrujeme  $V/R < 1$ . Dřívější modely jednoramenných oscilací narážely na problém, že hustotní



Obrázek 3: Schéma vzniku  $V/R$  změn v důsledku přítomnosti jednoramenné hustotní vlny.

vlna se pohybovala opačným směrem než rotovala hvězda a disk. Pozorování totiž prokázala prográdní pohyb. Pozdější modely se již dokázaly s tímto problémem vypořádat.

Jeden z posledních modelů jednoramenných oscilací byl testován v článku [3]. Model má velký potenciál v předpovídání  $V/R$  změn. Pro některé Be hvězdy dokáže jev úspěšně simulovat. Problémem ale zůstává přesné určení vstupních parametrů, které lze z pozorování odhadnout jen do určité míry. Jejich změnou můžeme dosáhnout i změny délky cyklu. Nelze tedy zatím předpokládat, že model v současné fázi bude platit univerzálně pro všechny Be hvězdy. Situace by se zjednodušila, kdybychom znali alespoň radiální profil hustoty a teploty disku.

Proměnnost se odehrává i na kratších časových škálách. Pokud dochází k rychlému formování obálky, tak se občas pozorují změny  $V/R$  během několika dnů. Pozorovaly se například při vzplanutích na  $\mu$  Cen (viz [4]). Cyklické  $V/R$  změny trvající stovky dní mohou souviset s podvojností hvězdy.

### 2.5.3 Střednědobé změny

Střednědobé změny trvají týdny až měsíce. Často se jedná o periodické změny radiální rychlosti, poměru  $V/R$ , intenzity spektrálních čar i jasnosti. Důvodem bývá dvojhvězdnost dané Be hvězdy. Obvyklá oběžná doba složek se pohybuje ve stovkách dní.

Průvodce může přispívat ke vzniku Be jevu. U některých Be hvězd lze přítomnost druhé složky zcela vyloučit. Je ale užitečné souputníky dále hledat, protože můžeme získat dodatečné informace, které bychom v případě osamocené hvězdy nedostali.

### 2.5.4 Rychlé změny

Dále se pozorují i velice rychlé změny na škálách od minut až po několik dní. Občas je jich přítomno i více současně – multiperiodicita byla objevena například u  $\mu$  Cen. Ve spektroskopii se rychlé změny projevují formou měnící se asymetrie čar a putujících vlnek po profilu, které se pohybují od fialového k červenému křídlu čáry.

Nejllepší vysvětlení zatím přináší teorie neradiálních pulsací. Protože sama rotace nestačí k vytvoření disku, jsou pulsace jedním z hlavních kandidátů pro objasnění dodatečného mechanismu vyvržení hmoty. Jiná domněnka předpokládá přítomnost korotujících struktur v atmosféře hvězdy a snaží se tím objasnit změny profilů čar s delší periodou.

Krátkodobé změny se pozorují u raných typů Be hvězd. Ještě u B6 se podařilo rychlé změny objevit ( $\sigma$  And,  $\kappa$  Dra a  $\theta$  CrB). Fotometrické studie tento trend potvrdily.

V celé práci budu často ukazovat závislost různých veličin na čase. Postup času je vyjádřen pomocí  $HJD$ .  $HJD$  je poměrně veliké číslo a často se ma-

nipuluje pouze s jeho aktuálně se měnící částí. Pro případ studia 60 Cyg zavádím  $RJD$  (redukované juliánské datum) vztahem:

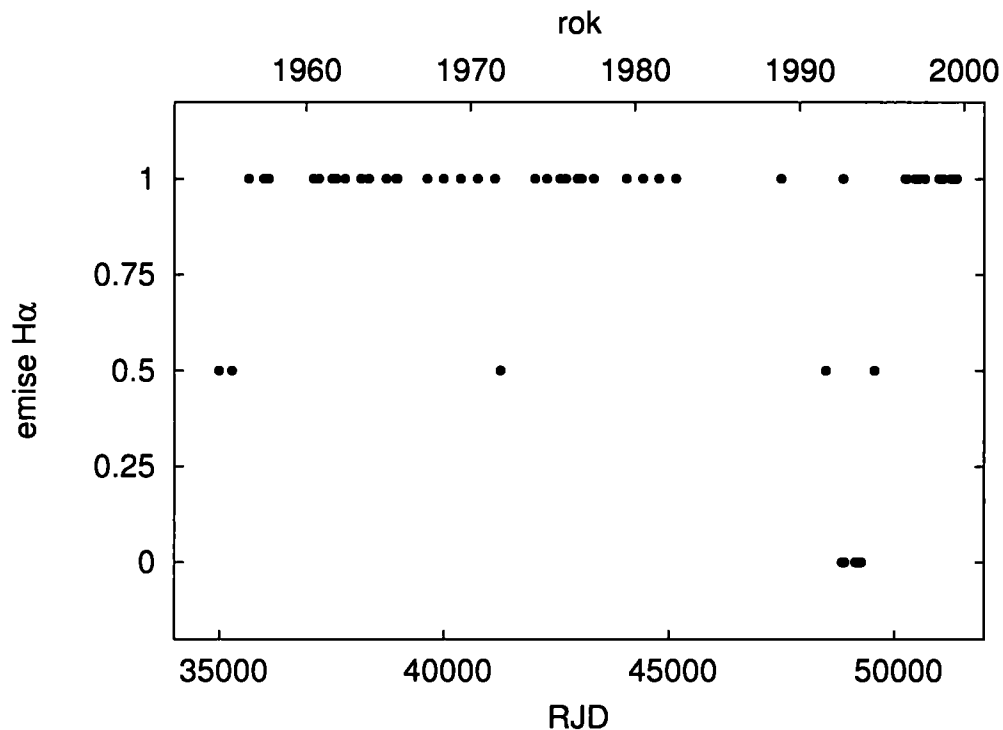
$$RJD = HJD - 2\,400\,000 \quad (17)$$

## 2.6 60 Cygni

### 2.6.1 Dosavadní poznatky

60 Cyg (V1931 Cyg, HD 200 310, B1 Ve,  $V = 5,37$  mag,  $v \sin i = 320$  km/s) je Be hvězda, jejíž spektrum se mění na různých časových škálách. Některé spektroskopické a fotometrické změny byly publikovány v [10]. K hlavním dosavadním poznatkům o 60 Cyg patřilo:

1. Byly pozorovány dlouhodobé změny v podobě přechodů  $B \rightarrow Be \rightarrow B$ . To se ve spektru projevvalo zejména změnami síly emise v čáře  $H\alpha$ , která měla v emisním období dva charakteristické vrcholy. Jev byl doprovázen rovněž fotometrickou proměnností. Emisní aktivita  $H\alpha$  byla použita ke studiu dlouhodobých změn, které jsou na obr. 4. Ten je převzatý z [10] (fig. 1).



Obrázek 4: Dlouhodobé změny  $H\alpha$  publikované v [10], fig. 1. Míra emise  $H\alpha$  je charakterizována číslem: 0 = čistá absorpce, 0,5 = přechodný stav, 1 = silná emise.

2. Střednědobé změny se ve spektrálních čarách projevovaly změnami radiální rychlosti, které byly registrovány s periodou 146,6 d. Výsledek byl získán měřením radiálních rychlostí v období emise na křídlech  $H\alpha$ . Se stejnou periodou byly zaznamenány i změny radiální rychlosti  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$ . Dále se zkoumala periodicitu poměru  $V/R$ , kde byl získán podobný výsledek (151 d–154 d). Z těchto výsledků se usuzovalo, že 60 Cyg může být složkou spektroskopické dvojhvězdy.
3. U čáry  $He\ I\ 4471\ \text{\AA}$  byly srovnáním diferenčních profilů nalezeny rychlé změny ve formě pohybujících se vlnek. Podařilo se rovněž objevit lokální změny radiální rychlosti  $He\ I$  s periodou 1,0647 d. Hvězda také vykazovala rychlé fotometrické změny.

### 2.6.2 Cíle diplomové práce

Některé výše uvedené poznatky bylo ovšem potřeba potvrdit pozdějším pozorováním. Moje diplomová práce se soustředí na zpřesnění některých parametrů 60 Cyg, ale studuje i problémy, kterým nebyla u hvězdy věnována dostatečně velká pozornost. Celkově je studium 60 Cyg rozděleno na tři části:

1. Dlouhodobé změny nebyly analyzovány s dostatečnou přesností. Snažil jsem se tedy objektivně zhodnotit míru emisivity hvězdy, zejména v čáře  $H\alpha$ . Také jsem zkoumal polohy emisních vrcholů. Na základě získaných poznatků jsem o 60 Cyg vyslovil nejrůznější závěry.
2. Výsledky měření radiálních rychlostí byly publikovány v článku [10] s dodatkem, že 60 Cyg je pravděpodobně složkou spektroskopické dvojhvězdy. Já jsem měl k dispozici spektra použitá v [10] a rovněž další pořízená později. Důležitým úkolem bylo provést analýzu změn radiálních rychlostí a v případě potvrzení podvojnosti hvězdy zpřesnit její oběžné parametry. Také jsem hledal periodu  $V/R$  změn, která může mít rovněž souvislost s binaritou 60 Cyg.
3. Dále jsem se zaměřil na studium rychlých změn v podobě putujících vlnek v diferenčních profilech čáry  $He\ I\ 4471\ \text{\AA}$ , jak to bylo provedeno v [10]. Totéž jsem se pokusil nalézt i u čáry  $He\ I\ 4388\ \text{\AA}$ . Pro vybrané intenzity uvedených čar jsem zkoumal změny lokální radiální rychlosti a hledal jejich možné periody.

Tabulka 3: ČERVENÁ A MODRÁ SPEKTRA

observatoř	spektrograf	detektor	období	celkem	kód
Ondřejov	coudé	CCD	4/2003 – 1/2006	75	OC
	echellet	CCD	8/2000 – 3/2003	31	OH
	coudé	Reticon	8/1992 – 6/2000	33	OR
DAO	coudé	CCD	7/1997 – 12/2005	86	DAO
Ritter	echellet	CCD	8/1998 – 9/2005	27	RIT
DAO	coudé	CCD	8/2004 – 9/2004	41	DB

### 3 Spektra

Ke studiu výše uvedených problémů jsem měl k dispozici spektra z červené i modré oblasti. Červená spektra pokrývají vlnové délky v oblasti čáry  $H\alpha$  (6563 Å) a  $He\ I$  6678 Å. Obě se hodí ke studiu dlouhodobých a střednědobých změn. Krátkodobé změny se velmi dobře sledují v modré oblasti spektra, v čarách  $He\ I$  4388 Å a  $He\ I$  4471 Å.

Použitá spektra byla pořízena v Ondřejově, v Dominion Astrophysical Observatory (DAO) a v Ritter Observatory. Tabulka 3 shrnuje všechna spektra, která jsem při zpracování použil. Tabulka 4 ukazuje spektrální rozsahy pořízených spekter.

Tabulka 4: SPEKTRÁLNÍ ROZSAHY

kód	rozsah [Å]
OC	6260 – 6770
OH	5800 – 8350
OR	6320 – 6750
DAO	6150 – 6760
RIT	6527 – 6596
DB	4280 – 4668

Celkový počet pořízených červených spekter byl o něco vyšší než údaje v tabulce 3. Několik spekter, která jsem vyřadil, měla malý poměr signál/šum nebo výrazné zvlnění kontinua. Jednalo se zejména o data z Ritter observatory.

Modrá spektra zabírají oblast kratších vlnových délek. Spekter není tolik jako v případě červené oblasti a pokrývají velmi krátký časový úsek. V podstatě se jedná o spektrální série z DAO pořízených během několika

pozorovacích nocí. K dispozici jsem měl také několik spekter z Ondřejova, ale ta netvořila dobré série a ke studiu rychlých změn se nehodila.

### 3.1 Rektifikace

Spektra jsem zpracovával v programu SPEFO. Nejdříve jsem je převedl z formátu FITS na formát podporovaný ve SPEFU (soubory s příponou uui). Kalibrace nebyla udělána pouze u spekter z DAO, kde jsem ji provedl pomocí srovnávacích spekter Th-Ar.

Protože hvězda vyzařuje jako černé těleso, tak se intenzita spojitého spektra s vlnovou délkou mění. Je proto potřeba provést rektifikaci, což je normování kontinua na jedničku. Spektra lze pak rovněž mezi sebou lépe porovnávat. Výsledkem je soubor s příponou rui. Jednotlivá spektra jsem rektifikoval zvlášť, ale dbal jsem na to, aby rektifikace byla prováděna stejným způsobem pro všechna data. Profily čar  $H\alpha$  a  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$  z červené oblasti jsou zobrazeny v příloze (str. 64).

### 3.2 Měření radiálních rychlostí

**SPEFO** – Rychlosti  $H\alpha$  jsem měřil v programu SPEFO. Na monitoru se zobrazí přímý a zrcadlově převrácený profil čáry. Ty je možné vzájemně posunovat. Při jejich překrytí se uloží vzájemná poloha profilů, ze které SPEFO dopočítá radiální rychlost. Pro každé spektrum jsem dále určoval hodnoty rychlostí telurických čar, které jsem srovnával s heliocentrickou korekcí. O rozdíl obou hodnot jsem pak opravil radiální rychlosti hvězdných čar, a dostal tak spektra s absolutní škálou. Ve většině případů byla radiální rychlost telurických čar srovnatelná s heliocentrickou korekcí.

**HEC 26** – Pro  $He\ I$  v červené ( $6678\ \text{\AA}$ ) a v modré oblasti ( $4388\ \text{\AA}$  a  $4471\ \text{\AA}$ ) jsem použil program HEC 26, který v okolí vybrané intenzity vyhledá profil čáry, a pak pro tuto intenzitu změří radiální rychlost. Výhodou použití programu je smazání subjektivních chyb, které mohly vzniknout při měření ve SPEFU. Ve SPEFU rovněž nelze spolehlivě určit radiální rychlost čáry na dané intenzitě, což naopak HEC 26 zvládá výborně. Program nelze použít k určení radiální rychlosti na emisních křídlech  $H\alpha$ . Když byla  $H\alpha$  v absorpci, tak jsem také nedostal uspokojivé výsledky jako ve SPEFU. Naopak pro  $He\ I$  jsou výsledky pomocí HEC 26 přesnější než ve SPEFU.

### 3.3 Emisní vrcholy

V období přítomnosti obálky se objevují v čáře  $H\alpha$  a  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$  dva emisní vrcholy. V případě slabší emise  $H\alpha$  se může u helia objevit pouze jeden vrchol

nebo k emisi nedojde vůbec. U emisního vrcholu můžeme změřit jeho polohu a intenzitu. Budu analyzovat pouze čáry, u kterých je přítomna dvojitá emise.

Hledání poloh a intenzit emisních vrcholů ve spektrech jsem se snažil zautomatizovat. Napsal jsem si tedy jednoduchý program, který mi vyhledal jednotlivé parametry. Použitím programu jsem dosáhl toho, že všechna data byla zpracována stejným způsobem. Spektrum hvězdy není ale ideálně hladké, obsahuje telurické čáry a někdy i chybné body. Proto se stává, že určení polohy a intenzity emisního vrcholu není jednoznačné. Je tudíž potřeba data upravit než v nich bude program vyhledávat vrcholy. Nejdříve jsem tedy na spektra ve SPEFU použil Fourierovu transformaci a odfiltroval telurické čáry. Ve většině případů jsem použil filtr šířky 1 Å. Právě při použití tohoto filtru jsou vrcholy upravených spekter shodné se starými, navíc jejich polohy a intenzity jsou jednoznačné. Každé upravené spektrum jsem vždy srovnal s originálem, abych se ujistil, že použitím filtru nedošlo k významné odchylce v datech.

Polohy jsem nezaznamenával ve vlnových délkách, ale v rychlostech vzhledem k laboratorní vlnové délce čáry. K převodu z vlnových délek do rychlostí jsem použil rovnici

$$v = c \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}, \quad (18)$$

kde  $v$  je rychlost odpovídající vlnové délce  $\lambda$  měřeného bodu,  $\lambda_0$  je laboratorní vlnová délka čáry a  $c$  je rychlost světla ve vakuu.



## 4 Dlouhodobé změny

Jako většina Be hvězd jeví i 60 Cyg dlouhodobou proměnnost v řádu stovek až tisíců dnů. Ta je způsobena vznikem a zánikem obálky, která hvězdu obklopuje. V klidovém stádiu, kdy není obálka přítomna, je spektrum srovnatelné se spektrem hvězdy typu B. Po určité době je z povrchu vyvrhnut materiál, který vytvoří plynný disk. Ve spektrálních čarách hvězdy se začne objevovat emise, která je nejvýraznější v čáře  $H\alpha$ . Disk kolem hvězdy rotuje, což způsobí vznik dvou emisních vrcholů v profilu čáry.

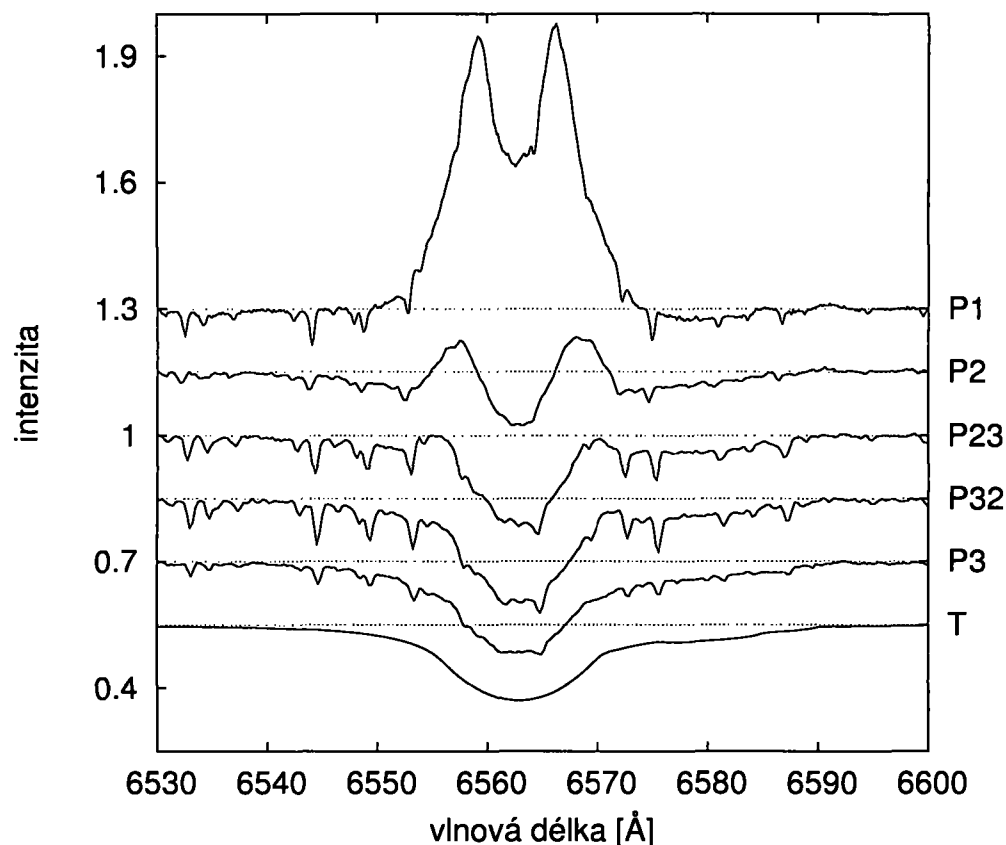
Během posledních let se profil čáry  $H\alpha$  u 60 Cyg výrazně měnil. V období 1992–93 byla pozorována absorpce. Z roku 1994 jsem měl k dispozici pouze jediné spektrum, kde byl již náznak emise. Od roku 1996 do 2000 měla  $H\alpha$  silnou emisi. Od konce roku 2000 do poloviny 2005 převládala absorpce, ale občas byla pozorovatelná velice slabá emise. V září 2005 došlo k rychlému vytvoření obálky, která je důsledkem další emise pozorované v  $H\alpha$ .

### 4.1 Rozdělení profilů $H\alpha$

Již jsem se zmínil, že v článku [10] byl proveden hrubý odhad dlouhodobých změn (viz obr. 4). Zkusil jsem provést podobný postup s jemnějším rozlišením mezi čistou emisí a úplnou absorpcí. Profily čáry  $H\alpha$  jsem rozdělil na 5 typů, které jsou zobrazeny na obr. 5. Z obrázku je také patrné, že  $H\alpha$  není zcela symetrická. V dlouhovlnném křídle čáry dochází ještě k dodatečné absorpci. Ta vzniká přítomností čáry C II. Na obr. 5 je vyneseno i teoretické spektrum hvězdy (T) pro  $T_{\text{eff}} = 27\,000$  K,  $\log g = 4$ ,  $v \sin i = 320$  km/s. Tyto hodnoty jsem převzal z [10], kde pro ně bylo dosaženo nejlepší shody s pozorovanými absorpčními spektry.

Pro čáru He I 6678 Å jsem podobné rozdělení neprováděl. Pro představu jsou ale na obr. 6 zobrazeny heliové profily odpovídající profilům  $H\alpha$  na obr. 5. Rozdíly mezi emisí a absorpcí zde nejsou tak výrazné jako v čáře  $H\alpha$ . Dále si můžeme všimnout, že teoretické spektrum úplně neodpovídá zobrazeným profilům. Obecně se heliová čára fituje hůře než čára  $H\alpha$ . Je to způsobeno častými změnami symetrie v profilu a také přítomností rychlých změn.

První odhad dlouhodobé proměnnosti lze udělat vnesením jednotlivých typů profilů v závislosti na čase. Obrázek 7 situaci ukazuje. Z toho dokážeme usoudit, jak se v průběhu času měnila emise čáry  $H\alpha$ . Tento náhled na data je ale spíše subjektivní, a proto jsem zvolil i jiné postupy, jak dlouhodobou aktivitu hvězdy zkoumat.



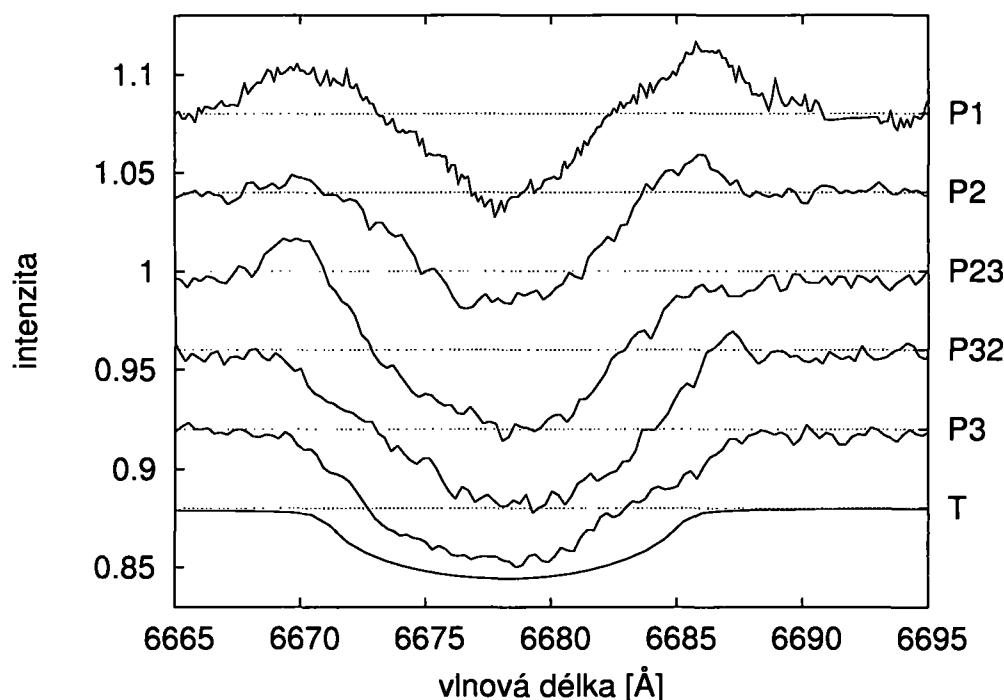
Obrázek 5: Profily čáry  $H\alpha$ : P1 odpovídá plné emisi. P2 je také případ emise, ale absorpční jádro je již pod úrovní kontinua. P23 je slabá emise, jejíž 2 vrcholy leží blízko úrovně kontinua. P32 je absorpční profil s velice slabým náznakem emise (většinou jen v jednom křídle čáry). P3 je čistá absorpce. T je teoretické spektrum hvězdy pro  $T_{\text{eff}} = 27\,000$  K,  $\log g = 4$ ,  $v \sin i = 320$  km/s.

## 4.2 Intenzity $V$ a $R$ emisních vrcholů

Pokud má čára  $H\alpha$  profily P1, P2 nebo P23, tak pozorujeme dva emisní vrcholy. Vrchol blíže k fialové části spektra má intenzitu  $V$ , druhý má intenzitu  $R$ . V průběhu času se intenzity  $V$  a  $R$  mění z důvodu změny emisní aktivity hvězdy. Dlouhodobé změny ve hvězdě lze také sledovat, pokud vyneseme  $(V + R)/2$  v závislosti na čase (viz obr. 8).

Studie dlouhodobých změn pomocí  $(V + R)/2$  byla provedena i v [10], fig. 2. Jsou zde pouze 3 spektra pro  $RJD < 48\,000$ , zbytek spekter je shodný. Narozdíl od [10] jsem intenzity  $V$  a  $R$  měřil pouze u čar, které měly oba emisní vrcholy jednoznačně - to znamená pouze v případě profilů P1, P2 a P23.

Intenzity  $V$  a  $R$  jsem proměřoval i pro  $\text{He I } 6678 \text{ \AA}$ , kde se ale občas stane, že je pozorovatelný pouze jeden emisní vrchol. Já jsem zpracovával pouze taková spektra, kde byly oba vrcholy jednoznačně určitelné. Celkově



Obrázek 6: Profily čáry He I 6678 Å. Typ P1–P3 odpovídá čáře H $\alpha$  ve spektru.

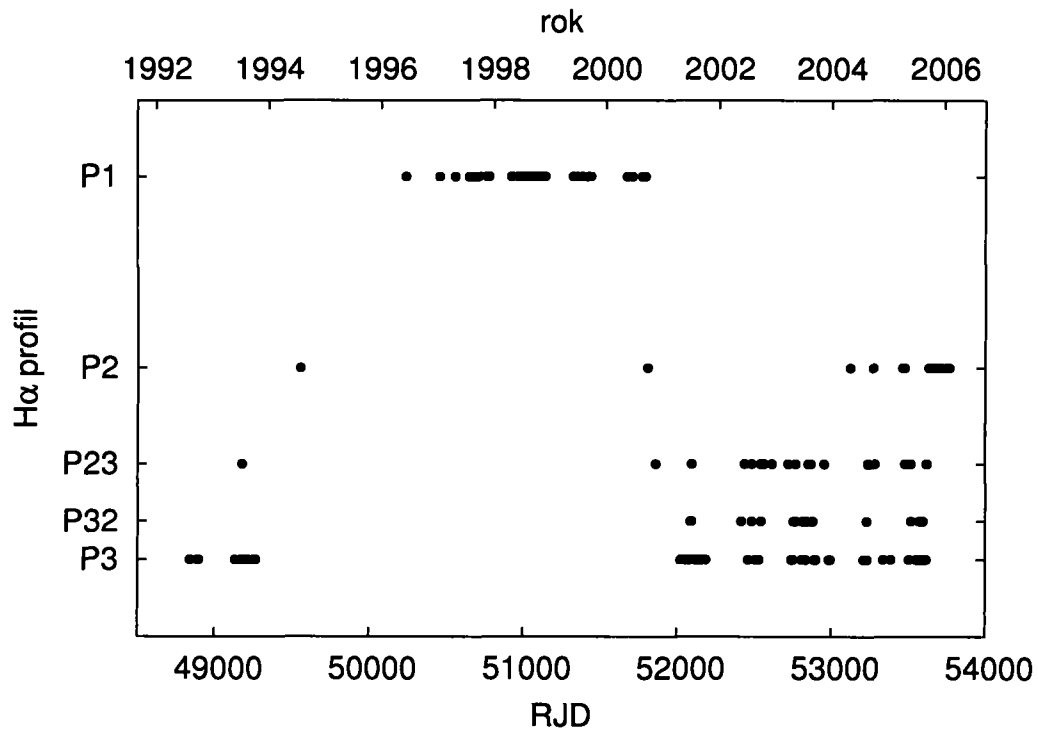
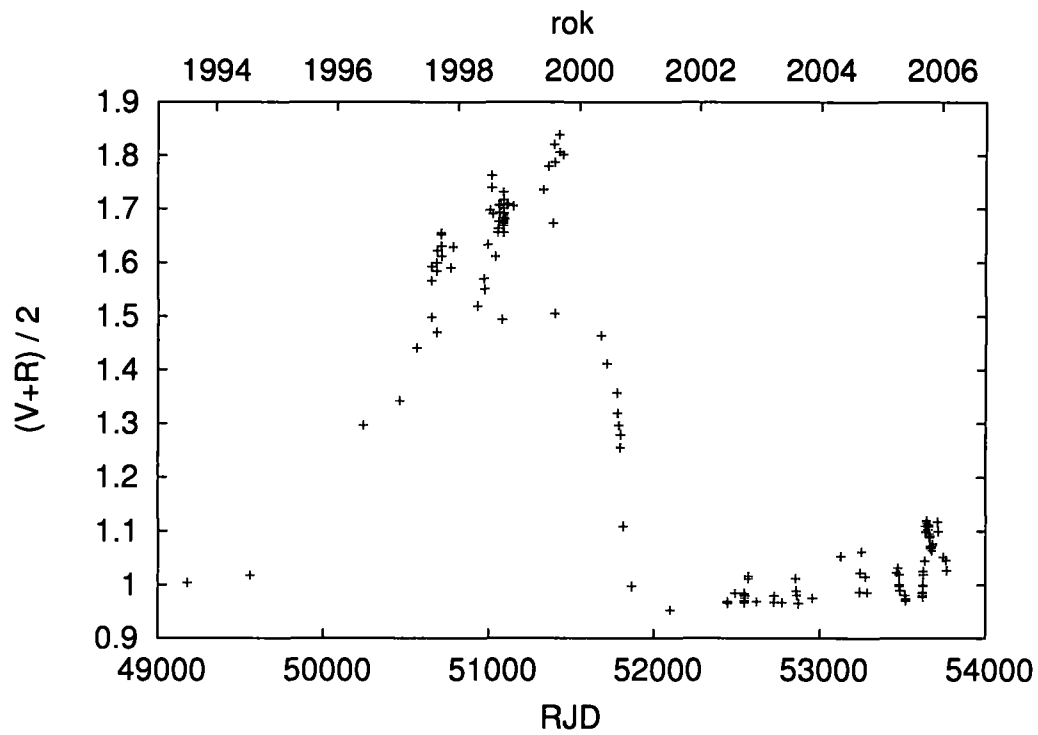
jsem měl tedy pro He I méně bodů než pro H $\alpha$ . Dlouhodobé změny byly patrné, ale nebyly tak výrazné jako u H $\alpha$ .

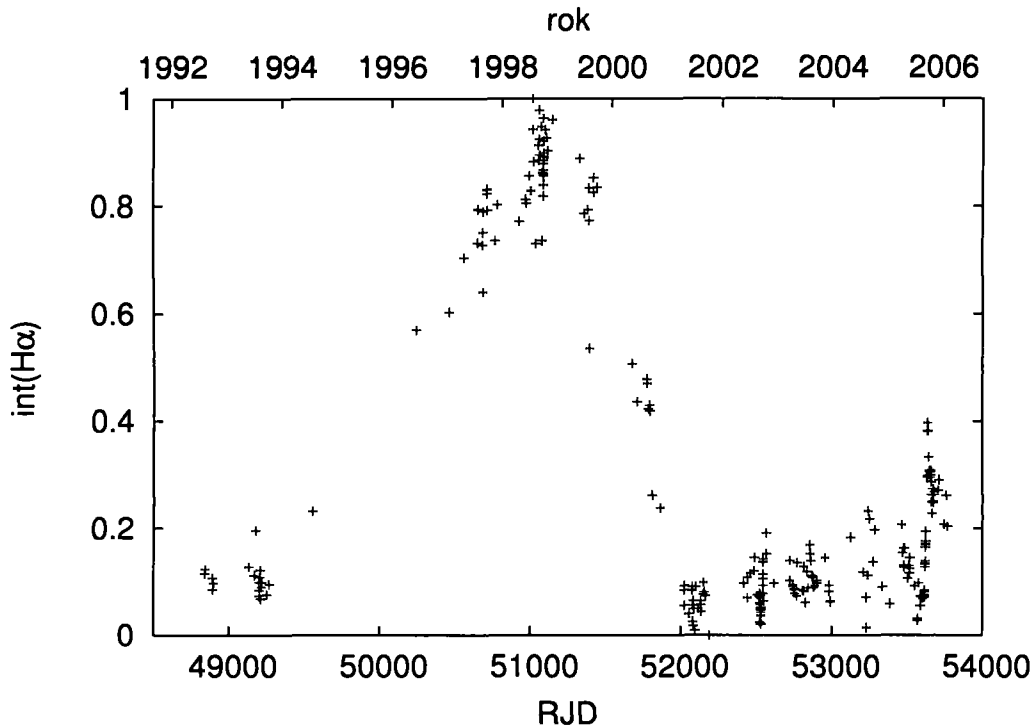
Pokud je emise malá, může docházet k poměrně velkým chybám v určení intenzity emisních vrcholů. V těchto případech nemusí být emisní aktivita hvězdy popsána zcela přesně. Abych ověřil, jak  $(V + R)/2$  popisuje průběh emise, našel jsem ještě další způsob charakterizace dlouhodobých změn.

### 4.3 Normované integrály spektrálních čar

Pro přesnější určení emisních změn ve spektru jsem profil H $\alpha$  integroval v intervalu 6550 Å až 6580 Å. Tento interval dostatečně pokrývá čáru v absorpční i emisní oblasti. Velikosti získaných ploch jsou úměrné míře emisivity hvězdy. Čím je plocha menší, tím hlubší je absorpce. Výsledky jsem normoval tak, aby nejhlubší pozorované absorpce odpovídala 0 a nejvyšší pozorovaná emise měla 1. Všechna ostatní data pak leží mezi uvedenými extrémy. Graf normovaných integrálů v závislosti na čase je na obr. 9. Normované integrály H $\alpha$  budu dále v textu označovat  $\text{int}(\text{H}\alpha)$ .

60 Cyg si během pozorování prošla dvěma různými emisními obdobími. K prvnímu výraznému pozorování emise došlo kolem  $RJD = 51\,000$ , kde je i maximum  $\text{int}(\text{H}\alpha)$ . Druhé období nastalo pro  $RJD \simeq 53\,700$ , kde  $\text{int}(\text{H}\alpha)$  dosahuje kolem 40 % z maximální hodnoty. Minima  $\text{int}(\text{H}\alpha)$  naopak nastávají

Obrázek 7: Profily čáry  $H\alpha$  v závislosti na čase.Obrázek 8: Dlouhodobé změny  $H\alpha$  měřené pomocí intenzit  $V$  a  $R$ .

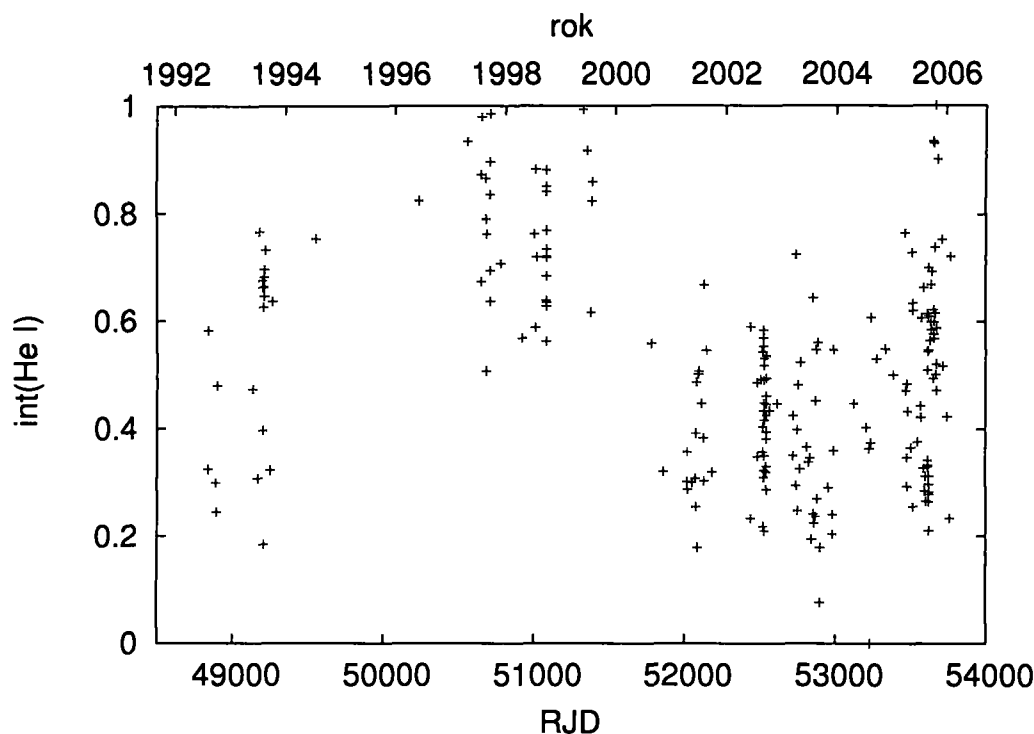


Obrázek 9: Normované integrály čáry  $H\alpha$  v závislosti na čase.

pro  $RJD \simeq 49\,000$  a  $RJD \simeq 52\,000$ . První minimum je patrné i na obr. 4. Otázka je, do jaké míry bychom mohli emisi či absorpci 60 Cyg předvídat. Vzdálenost mezi absorpčními minimy je asi 3000 d. Bohužel pro  $RJD = 46\,000$ , kdy mohlo být minimum, nastává pro hvězdu pozorovací okno, kdy žádná spektra pořízena nebyla. Menší snížení emisní aktivity nastalo též pro  $RJD \simeq 35\,000$  a  $RJD \simeq 41\,500$ .

Výsledek  $\text{int}(H\alpha)$  je téměř shodný s výsledkem získaným pomocí  $(V + R)/2$  (obr. 8). Rozdíl je zejména v určení okamžiku největší emise. Integrace čáry dává dřívější okamžik maxima (krátce po  $RJD = 51\,000$ ), zatímco druhým postupem docházíme k závěru  $RJD \simeq 51\,400$ . To je způsobeno tím, že v případě nejvyšších intenzit  $V$  a  $R$  je čára celkově užší a integrál je menší. Dále integrál lépe popisuje náhlé zvýšení emisní aktivity hvězdy v září 2005. Integrace dále umožňuje získat míru emise pro všechna spektra narozdíl od  $(V + R)/2$ , kde jsem bral v úvahu pouze spektra s  $H\alpha$  profiem P1, P2 a P23. Proto je i celkový počet bodů na obr. 8 menší než v případě  $\text{int}(H\alpha)$  na obr. 9. Celkově tedy dlouhodobé změny lépe vystihuje  $\text{int}(H\alpha)$ .

Stejný postup jsem aplikoval také na profil  $\text{He I } 6678 \text{ \AA}$ . Bohužel některé čáry  $\text{He I}$  jsem musel ze souboru vyloučit kvůli jejich špatné expozici či nesnadné rektifikaci (příklady viz str. 64). Integroval jsem v mezích  $6665 \text{ \AA} - 6690 \text{ \AA}$ . Obr. 10 situaci ukazuje. Rozdíl mezi emisí a absorpcí ale není tak vysoký jako u  $H\alpha$ , rozptýl dat je zde také daleko větší. Celkově se samotné



Obrázek 10: Normované integrály čáry He I 6678 Å v závislosti na čase.

He I ke studiu dlouhodobých změn příliš nehodí, může pouze doplnit informace získané v čáře H $\alpha$ . Obecně lze říci, že při pozorování emise v H $\alpha$  se pozoruje i emise v He. Zásadní rozdíl při porovnání s  $\text{int}(\text{H}\alpha)$  je v tom, že míra emise pro He I dosahuje pro obě aktivní období ( $RJD \simeq 51\,000$  a  $RJD \simeq 53\,700$ ) přibližně stejné hodnoty.

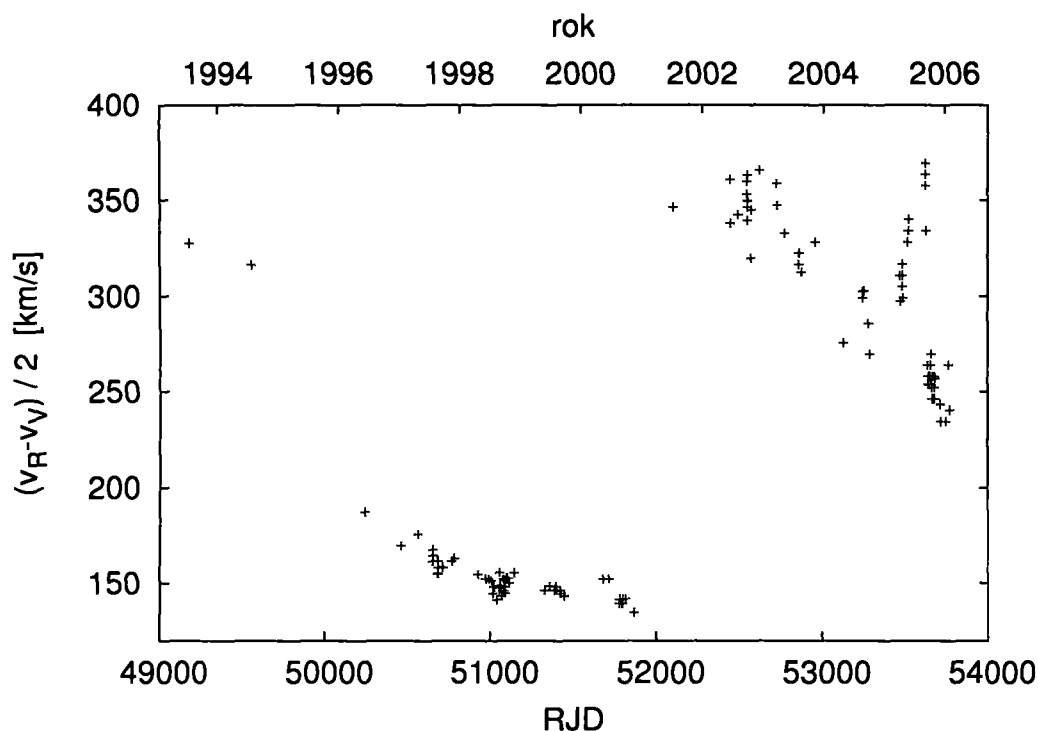
#### 4.4 Rychlosti $v_v$ a $v_R$ emisních vrcholů

V části 3.3 jsem popsal, jak jsem měřil intenzity a polohy emisních vrcholů. Pro každé spektrum vykazující emisi jsem tedy získal hodnoty  $V$ ,  $R$ ,  $v_v$  a  $v_R$ . Emise vzniká v obálce obklopující hvězdu. Protože obálka rotuje, tak jedna její část se k nám přibližuje a druhá se od nás vzdaluje. Rychlosti těchto pohybů jsou právě  $v_v$  a  $v_R$ . Proto je výhodnější udávat polohy emisí v rychlostech místo vlnových délek.

Díky rychlostem  $v_v$  a  $v_R$  můžeme studovat kinematiku obálky. Projekci její rotační rychlosti získáme z rovnice

$$v_{\text{rot}} \sin i = \frac{v_R - v_v}{2}. \quad (19)$$

Výsledky jsou zobrazeny na obrázku 11. Data začínají u vyšších rychlostí. Vyšší rotační rychlost znamená, že je obálka ke hvězdě blíže. Čím dále jdeme

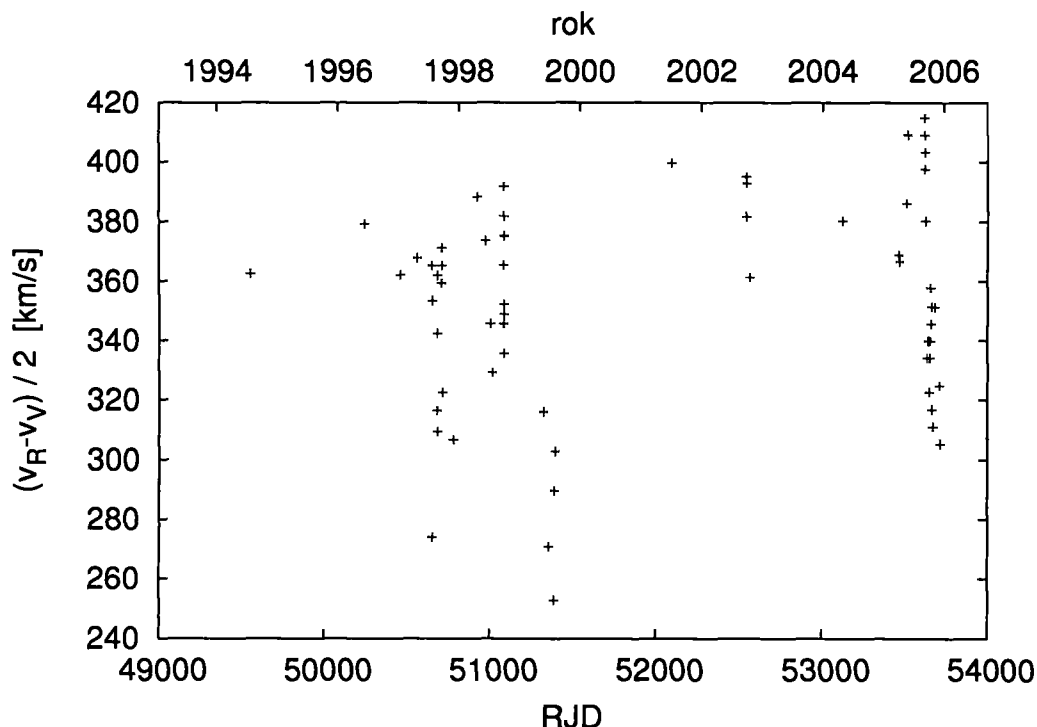


Obrázek 11: Dlouhodobý vývoj rotační rychlosti obálky z pozorování  $H\alpha$ .

v čase, tím se rotační rychlost zmenšuje a obálka se od hvězdy vzdaluje. Zároveň se také zvyšuje emisní aktivita. Pro  $49\,000 < RJD < 51\,500$  stále probíhá vzdalování, ale emise už ubývá. Nakonec těsně před  $RJD = 52\,000$  dojde k rozpadu disku. Dále krátce po  $RJD = 52\,000$  vzniká u povrchu hvězdy obálka nová (opět rychle rotuje). Se vzrůstajícím časem rotační rychlost ubývá, což znamená postupné vzdalování nově vytvořené obálky. Míra emise se také zvyšuje, ale předchozích hodnot nedosahuje. Zajímavá událost nastala v září roku 2005 ( $RJD \simeq 53\,620$ ), kdy došlo k vyvržení dalšího materiálu a zvýšení pozorované emise.

Celkově je zřejmé, že v období 1992–2006 měla 60 Cyg dvě různé obálky. Z analýzy jejich rotačních rychlostí lze usoudit, že materiál disku je vyvržen z povrchu hvězdy a postupem času se od ní vzdaluje až se nakonec rozpadne. Zánik první obálky je dobře patrný v profilech  $H\alpha$  na str. 79 a 80. Jistě stojí za to zkoumat hvězdu i v budoucnu a sledovat, jak se bude vyvíjet současná obálka.

Rychlosti  $v_v$  a  $v_r$  jsem proměřoval i pro He I 6678 Å. Z průběhu vzdálenosti emisních vrcholů He I bylo také možno odhadnout, že během pozorování měla 60 Cyg dvě různé obálky. Situaci ukazuje obr. 12. Data v čáře  $H\alpha$  jsou ale přesnější a přesvědčivější. V období zániku první obálky ( $51\,500 < RJD < 52\,000$ ) se již emise v He I neprojevuje. Srovnáním obr. 11 a 12 dále zjistíme, že emisní aktivita pro He I končí již na rychlosti  $(v_r - v_v)/2 = 250$  km/s.



Obrázek 12: Dlouhodobý vývoj rotační rychlosti obálky z pozorování He I 6678 Å.

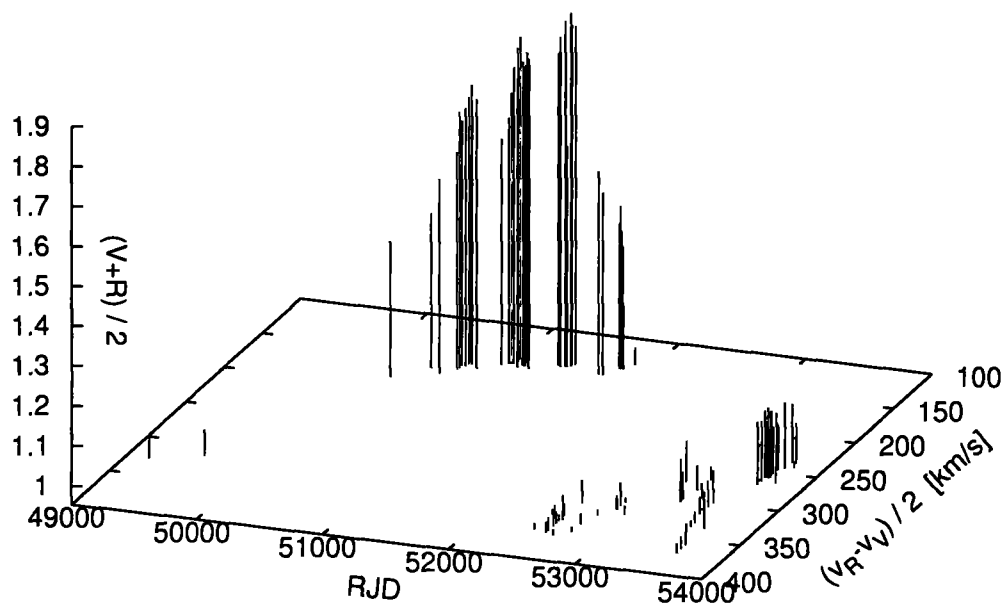
To znamená, že dále od hvězdy již nejsou takové podmínky pro vznik emise v čáře He I.

#### 4.5 Korelace mezi $(V + R)/2$ a $(v_R - v_V)/2$

Analýzou grafů 8 a 11 lze zjistit, že existuje jistá korelace mezi veličinami  $(V + R)/2$  a  $(v_R - v_V)/2$ . Tato korelace je dobře patrná na obr. 13, kde jsou obě veličiny vyneseny zároveň v závislosti na čase. Když obálka vzniká, tak je její rotační rychlost veliká a míra emise není příliš výrazná. S postupem času, jak se vzdaluje od hvězdy, její rychlost klesá a emise narůstá. V určitém okamžiku je dosaženo maximální emise a další vzdalování od hvězdy pak vede k rozpadu obálky.

Bohužel u obálky 1 máme z období jejího vzniku pouze dva body. Ty se dobře kryjí s daty při formování druhé obálky (při 2D pohledu v osách  $(v_R - v_V)/2$  a  $(V + R)/2$ ). U té ale ještě nedošlo k zániku. Její emise v poslední době lehce ubírá na intenzitě a je možné, že se rozpadne dříve než první. To by znamenalo, že by nedosáhla nízkých rychlostí a data z 1 a 2 by se pak v období zániku nepřekrývala. Proto je užitečné 60 Cyg i nadále sledovat.



Obrázek 13: Korelace mezi  $(V + R)/2$  a  $(v_R - v_V)/2$ .

#### 4.6 Odhad vzdálenosti rozpadu obálky

Díky naměřeným rotačním rychlostem obálky se můžeme pokusit odhadnout, jak daleko od hvězdy první obálka zanikla. Je ale potřeba znát především průběh rotace v disku. Obecně se rotační zákon obálky popisuje vzorcem

$$v_{\text{rot}}(r) \sin i = v \sin i \left( \frac{r}{R_*} \right)^{-j}, \quad (20)$$

kde  $v_{\text{rot}} \sin i$  je promítnutá rotační rychlost obálky ve vzdálenosti  $r$  od středu hvězdy,  $v \sin i$  je promítnutá rotační rychlost hvězdy,  $R_*$  je poloměr hvězdy a  $j$  je rotační parametr.

Pokud je  $j = -1$ , jedná se o tuhou rotaci. Tu můžeme u 60 Cyg téměř jistě vyloučit. Důvody jsou jednoduché. Podívejme se ještě jednou na obr. 11 nebo 13. Minimální naměřená promítnutá rotační rychlost obálky je  $v_{\text{min}} \sin i \simeq 140$  km/s, maximální je  $v_{\text{max}} \sin i \simeq 350$  km/s. Z dopplerovského rozšíření absorpčních čar plyne  $v \sin i = 320$  km/s. V případě tuhé rotace rotační rychlost se vzdáleností roste. To je ale v rozporu s naměřenými rychlostmi v disku. Rotační rychlost na hvězdě je  $v \sin i \simeq v_{\text{max}} \sin i$  a ostatní naměřené rychlosti jsou vždy menší než tyto hodnoty. Kdyby k tuhé rotaci docházelo, musely by všechny rychlosti být větší než  $v \sin i$ .

Různými rotačními zákony se dále podrobně zabývat nebudu. Jde mi pouze o hrubý odhad vzdálenosti rozpadu obálky. Pro zjednodušení celé situace, budu dále předpokládat, že je disk keplerovský a oběžné dráhy jsou

kruhové. V tomto případě je parametr  $j = 1/2$  a rovnice (20) přejde na tvar

$$v_{\text{rot}}(r) \sin i = v \sin i \sqrt{\frac{R_*}{r}} = \sqrt{\frac{GM}{r}} \sin i, \quad (21)$$

kde  $G$  je gravitační konstanta a  $M$  je hmotnost hvězdy.

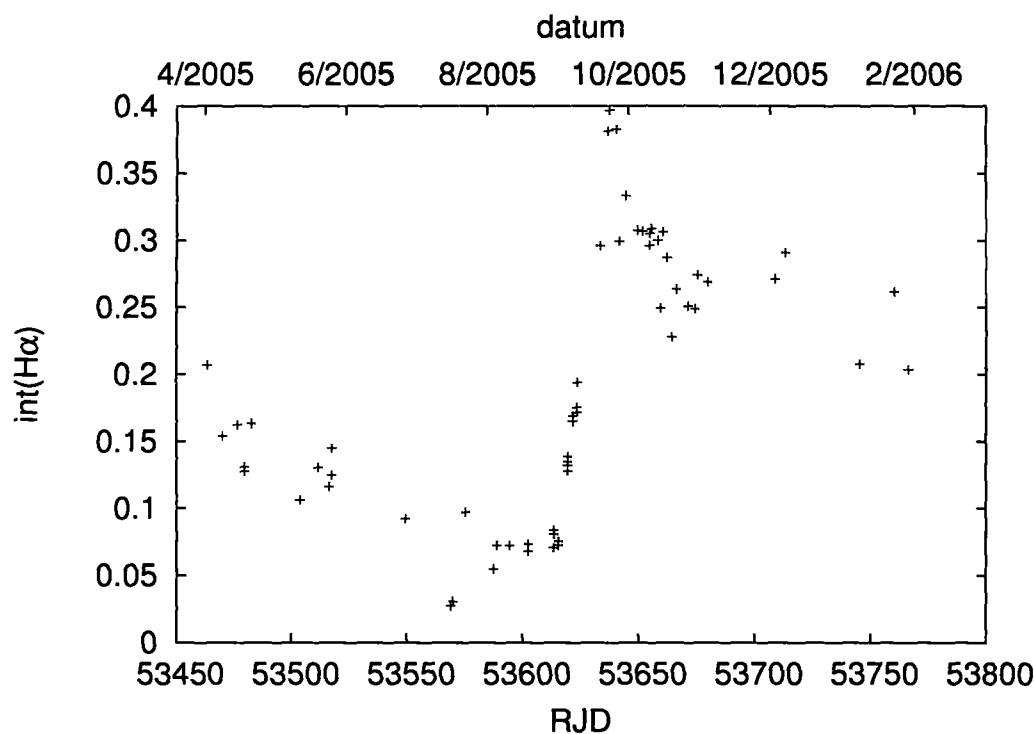
Dále celý disk nahradím prstencem, který kolem hvězdy obíhá. Ve skutečnosti má ale obálka určitou tloušťku. Pokud je její hustota dostatečná, dochází v ní k emisi  $\text{H}\alpha$ . Myšlený prstenec položím do míst, kde je emise  $\text{H}\alpha$  nejsilnější. Nejvyšší rychlost  $v \sin i \simeq v_{\text{max}}$  bude dosažena nad povrchem hvězdy, kde  $r = R_*$ . Naopak nejmenší rychlost  $v_{\text{min}}$  bude v místě  $r_r$  ( $v_{\text{min}} = v_{\text{rot}}(r_r)$ ), kde se obálka rozpadla. Dosadíme-li uvedené hodnoty do rovnice (21), dostáváme pro vzdálenost rozpadu vztah

$$r_r = \frac{(v \sin i)^2}{(v_{\text{min}} \sin i)^2} R_*. \quad (22)$$

Pro hodnoty  $v \sin i = 320 \text{ km/s}$  a  $v_{\text{min}} \simeq 140 \text{ km/s}$  je  $r_r \simeq 5 - 6 R_*$ .

## 5 Střednědobé změny

Změny ve spektru 60 Cyg se odehrávají také na kratších časových škálách. V předcházejících částech jsem například hovořil o vzniku a zániku obálky. Vytvoření obálky nemusí trvat několik měsíců, ale může k němu dojít i během několika týdnů (viz obr. 14 a 15). Změny podobné délky lze nalézt dále na



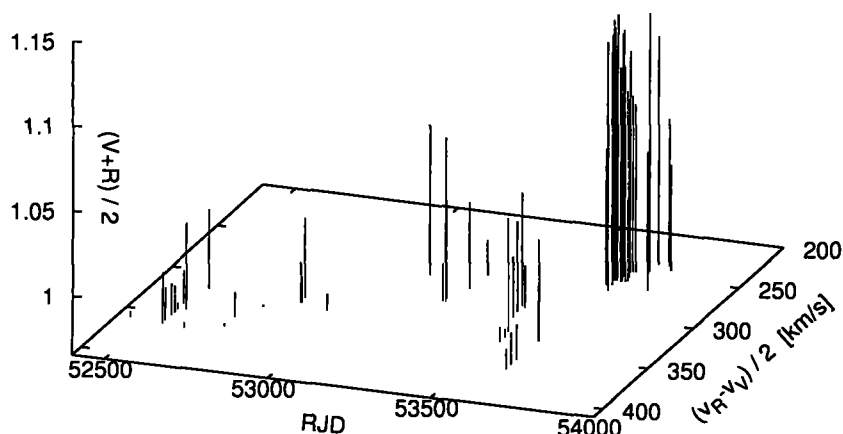
Obrázek 14: Vývoj  $\text{int}(\text{H}\alpha)$  během rychlého nárůstu emise, kdy došlo k vytvoření nové obálky.

obr. 8 a 13 a také ve fotometrických datech, která zde neuvádím a lze je vyhledat např. v článku [10].

V některých případech se střednědobé změny vztahují ke skutečnosti, že studovaná hvězda je spektroskopickou dvojhvězdou. Nemusí se přitom jednat o dvojhvězdu ve stádiu výměny hmoty, kdy jedna složka zcela vyplňuje Rocheův lalok. Možnou periodu oběhu lze zjistit z analýzy měření radiálních rychlostí čar ve spektru hvězdy.

### 5.1 Periodické změny radiální rychlosti

Určení radiální rychlosti není v případě 60 Cyg jednoduchý úkol. Všechny profily He I jsou ovlivněny rychlými změnami a také dlouhodobou proměnností. Je tedy důležité vybrat správnou čáru a způsob jejího proměření. Nejvhodnější je pro tento účel  $\text{H}\alpha$ . V obdobích, kdy měla profily P1 a P2 jsem



Obrázek 15: Vývoj druhé obálky se mění na časových škálách stovek dní. Zajímavý je rovněž rychlý nárůst emise krátce po  $RJD = 53\,600$ .

radiální rychlost měřil na emisních křídlech čáry. V případě P23, P32 a P3 jsem rychlosti odečítal na absorpci. Tam se ale občas objeví asymetrie, což zvyšuje celkový rozptyl dat. Nejmenší chybu tedy dostáváme při měření na emisních křídlech. Kromě  $H\alpha$  jsem zkusil proměřit pouze  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$ , kde se krátkodobé změny projevovaly méně než v případě  $He\ I$  v modré oblasti.

Měření radiálních rychlostí na emisních křídlech  $H\alpha$  jsou nejpřesnější. Proto jsem data získaná touto metodou použil k ověřování binarity 60 Cyg a také ke zpřesnění oběžných parametrů soustavy. Jako základ jsem vzal měření z článku [10], kde byl již proveden pokus o určení periody s výsledkem  $P = 146,6\text{ d} \pm 0,6\text{ d}$ . Data získaná na P23 jsem vyloučil. Profily P23 nejsou pro určování radiálních rychlostí na emisních křídlech vhodné, protože nedosahují dostatečně silné emise a při měření dochází k větší chybě. K původním měřením jsem přidal hodnoty, které jsem získal. Situaci ukazuje tabulka 5. Článek [10] shrnuje data do  $RJD \simeq 51\,250$ . V tu dobu byla  $H\alpha$  akorát na vrcholu své emisní aktivity. Tehdejší obálka pak postupně zanikla a další měření byla provedena až na obálce nové.

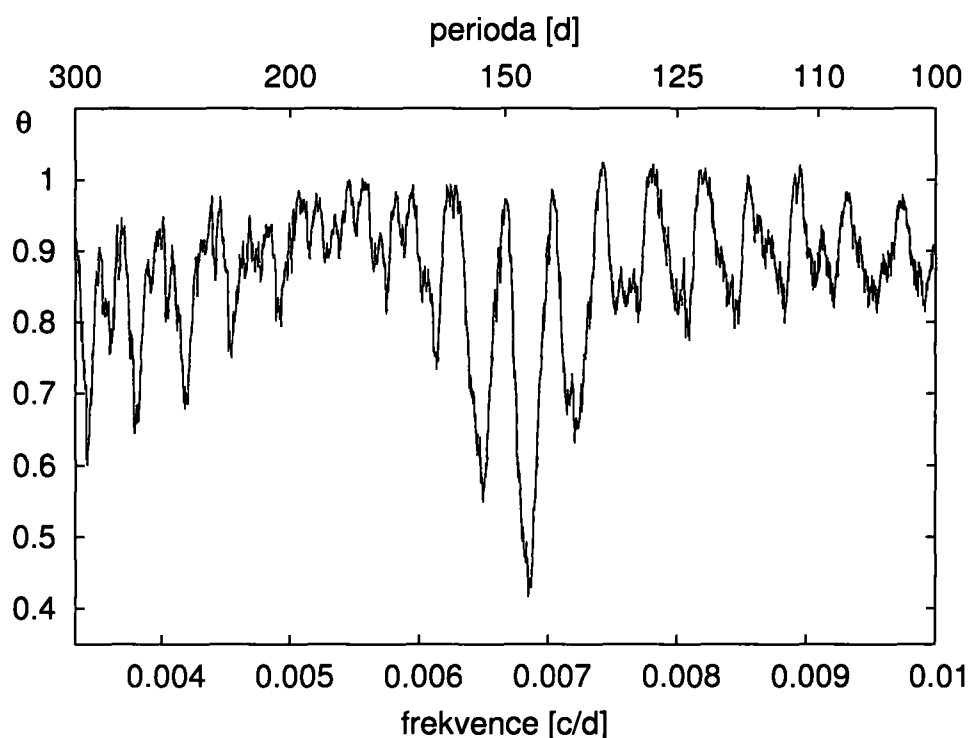
Dále jsem provedl opravu výsledků o rozdíl heliocentrické korekce a radiální rychlosti telurických čar. Získal jsem pak časovou závislost radiálních rychlostí emisních křídel čáry  $H\alpha$ . Periodu jsem odhadl nejdříve pomocí programu PDM, který používá Stellingwerfův algoritmus minimalizace fázového rozptylu.

Tabulka 5: ÚDAJE O RADIÁLNÍCH RYCHLOSTECH POUŽITÝCH PRO URČENÍ OBĚŽNÝCH PARAMETRŮ 60 CYC

H $\alpha$ profil	měření z článku [10]		moje měření					celkem
	OR	DAO	OR	OH	OC	DAO	RIT	
P1	9	30	4	5	0	3	14	65
P2	0	0	0	0	23	6	2	31

Ten pro různé zkusmé frekvence data třídí do fázového diagramu a počítá celkový rozptyl. Kritérium správnosti periody zde charakterizuje funkce  $\theta$ . Pro periody daleko od skutečné periody nabývá  $\theta$  hodnot blízkých k jedné, v okolí správné periody klesá v ideálním případě k nule, ale pro data s určitým rozptylem je  $\theta$  vždy větší než nula.

Periody jsem hledal v intervalu 100 d až 300 d. Výsledný periodogram je na obr. 16. Nejmenší  $\theta = 0,41$  odpovídá periodě 146,1 d. V tomto případě

Obrázek 16: PDM periodogram pro radiální rychlosti emisních křídel H $\alpha$ .

jsou data ve fázovém diagramu setříděna nejlépe, ale otázkou je, zda by se mohlo jednat o skutečnou oběžnou periodu dvojhvězdy. Pokud ano, neměl by být problém proložit daty periodickou funkcí odpovídající orbitálnímu po-

hybu s periodou blízkou periodě 146,1 d. K tomuto účelu jsem použil program SPEL, který také umožňuje modelovat orbitální parametry soustavy. Dráhu dvojhvězdy jsem uvažoval kruhovou, což je u Be hvězd velice častý případ. Za těchto okolností se metodou nejmenších čtverců prokládá daty funkce sinus. Poblíž periody 146,1 d SPEL dokázal nalézt vhodnou funkci. Prokázal jsem tedy, že 60 Cyg je spektroskopická dvojhvězda. Výsledky výstupu programu shrnuje tabulka 6.

Tabulka 6: ORBITÁLNÍ PARAMENTRY - VÝSTUP PROGRAMU SPEL

$P$	$146,36 \text{ d} \pm 0,17 \text{ d}$
$RJD_{\max}$	$49\,140,58 \pm 3,28$
$K$ [km/s]	$9,00 \pm 0,66$
$\gamma$ [km/s]	$-13,92 \pm 0,41$

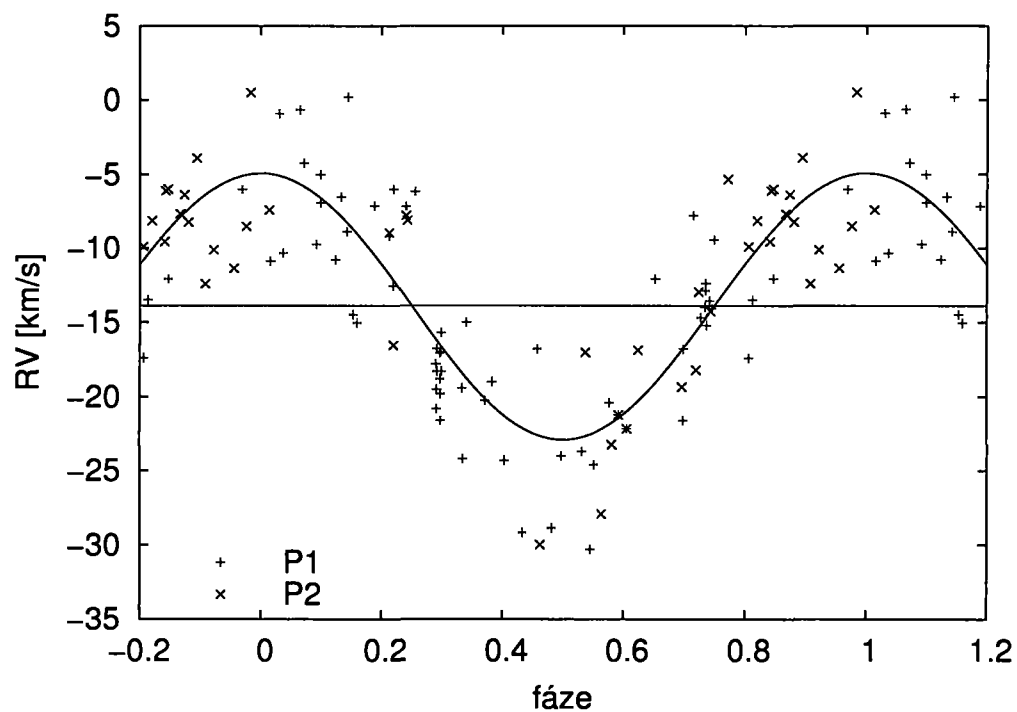
$P$  je oběžná perioda, pro  $RJD_{\max}$  dosahuje radiální rychlost maximální hodnoty,  $K$  je semiampplituda funkce sinus proložené daty a  $\gamma$  je rychlost pohybu těžiště soustavy vzhledem k pozorovateli.

Na obr. 17 je fázový diagram dat s výše uvedenou periodou. Jsou zde rozlišena data dle profilu čáry  $H\alpha$ . Dále jsem pomocí SPELU sestavil O–C diagram, který ukazuje, jak se jednotlivé naměřené hodnoty liší od teoretické předpovědi. O–C diagram je na obr. 18. V podstatě žádný z bodů se neodchyluje o více než 9 km/s od proložené funkce.

V článku [10] byly uvedeny hodnoty:  $P = 146,6 \text{ d}$ ,  $K = 10,8 \text{ km/s}$  a  $\gamma = -13,4 \text{ km/s}$ . Tato čísla se až na  $K$  celkem dobře shodují s mými výsledky. Hledal jsem tedy příčiny, proč mi vyšlo  $K$  téměř o 2 km/s menší. Jeden z důvodů je, že z původních dat v článku jsem vyřadil 2 spektra, která měla profil P23 (60c02067, str. 65; 60c05345, str. 66). Vyloučil jsem ještě další dvě, jejichž radiální rychlost nebyla srovnatelná s měřeními o 2–4 dny dříve<sup>1</sup>. Mohlo to být důsledkem krátkodobých změn, které se v tomto případě projeví i v čáře  $H\alpha$ . Vyřazené body uměle zvedaly  $K$  a po jejich odstranění se hodnota trochu snížila ( $K = 10,4 \text{ km/s}$ ). K dalšímu snížení došlo při postupném přidávání pozdějších měření a upřesňování orbitální křivky.

V obdobích, kdy měla  $H\alpha$  profily P23, P32 a P3 jsem ve SPEFU měřil radiální rychlosti na absorpční části čáry. Použitá spektra shrnuje tabulka 7. Tato metoda již není tak přesná jako předchozí. V čarách se někdy ob-

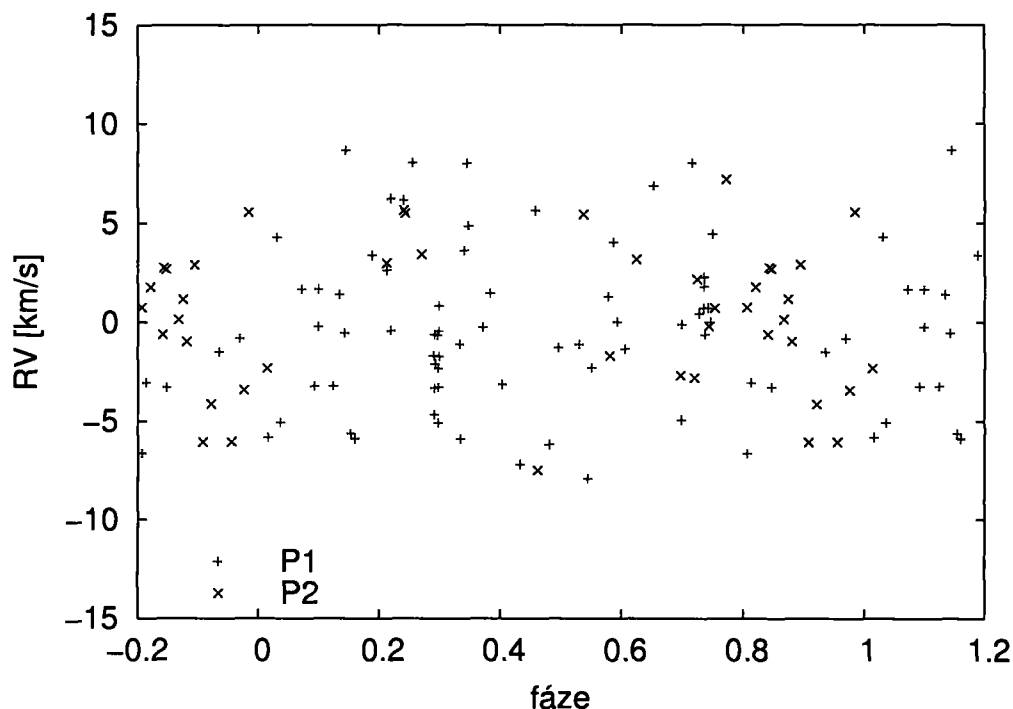
<sup>1</sup> 60c15214, str. 68: Radiální rychlost se liší o více než 10 km/s proti měření, která byla provedena na spektrech 60c14821, 60c14917, 60c15460.  
60c16968, str. 69: Radiální rychlost se odlišuje o 10 km/s při srovnání s měřeními na spektrech 60c11828, 60c11924, 60c12019, 60c12349, jejichž radiální rychlosti se vzájemně neliší o více než 1,5 km/s.



Obrázek 17: Fázový diagram pro radiální rychlosti (RV) čáry  $H\alpha$  měřené na emisních křídlech.

Tabulka 7: SPEKTRA POUŽITÁ PŘI MĚŘENÍ RADIÁLNÍCH RYCHLOSTÍ NA ABSORPČNÍ ČÁSTI ČÁRY  $H\alpha$

$H\alpha$ profil	počet spekter použitých z dané observatoře a spektrografu					celkem
	OR	OH	OC	DAO	RIT	
P23	1	9	20	13	3	46
P32	0	3	7	7	2	19
P3	19	14	24	25	6	88



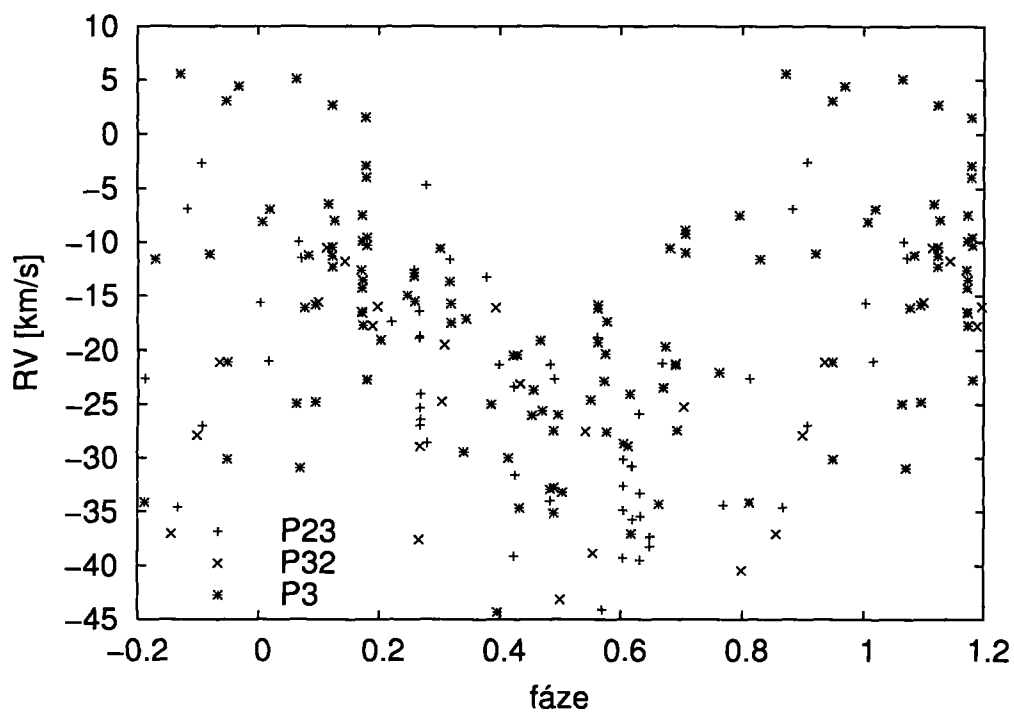
Obrázek 18: O–C diagram pro radiální rychlosti čáry  $H\alpha$  měřené na emisních křídlech.

jevují asymetrie, což zvětšuje chybu měření. Hodnoty radiálních rychlostí jsem odečítal na křídlech čáry, kde bylo určování rychlostí nejvýhodnější. Žádná předchozí data jsem z [10] nepřebíral, protože v tu dobu převažovala u  $H\alpha$  emise a podobná měření nebyla provedena. Fázový diagram na obr. 19 je vyneseno s periodou 146,3 d, která byla určena výše. Data mají daleko větší rozptyl, a proto jsem se nepokoušel periodu ani další orbitální parametry zpřesnit. Je ale patrné, že dříve vypočtená perioda vynesným datům odpovídá.

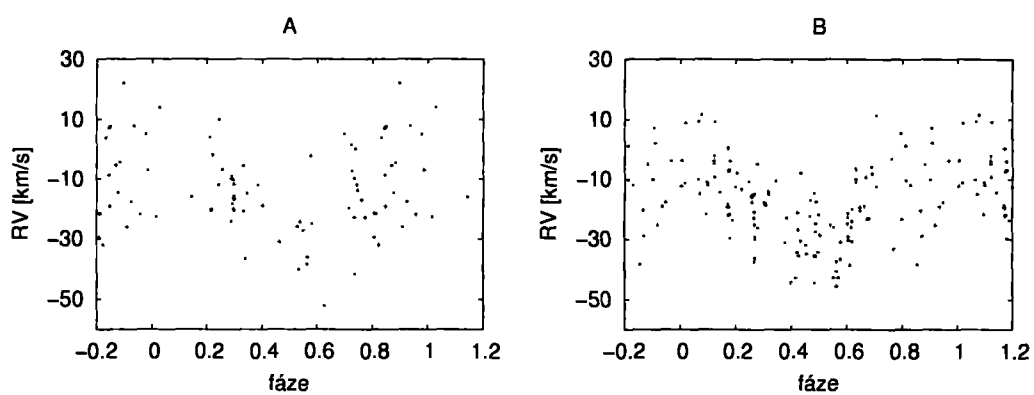
Radiální rychlosti jsem měřil i pro  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$ . Spektra s heliem jsem rozdělil na 2 skupiny podle toho, jestli byla  $H\alpha$  v emisi (skupina A) nebo v absorpci (skupina B). Každou skupinu jsem zpracovával zvlášť. Radiální rychlosti jsem určil pomocí programu HEC 26.  $He\ I$  jsem proměřoval ve skupině A na intenzitách 0,975, 0,97, 0,965, ve skupině B na 0,965, 0,96. Výsledek jsem pak dostal průměrem hodnot z daných intenzit. Pro obě skupiny jsem sestavil fázový diagram s periodou 146,3 d, který je na obr. 20. Data celkem dobře sedí na již dříve spočtenou periodu. Menší rozptyl pozoruji v obdobích, kdy byla  $H\alpha$  (tedy i  $He\ I$ ) v absorpci. To je způsobeno tím, že v období emise se profil  $He\ I$  výrazněji mění, obvykle má 2 vrcholy, někdy ale pouze jeden, což se jistě v měření radiálních rychlostí projeví.

Podívejme se ještě na radiální rychlosti  $H\alpha$  (obr. 17, 19) a helia (obr. 20).





Obrázek 19: Fázový diagram pro radiální rychlosti  $H\alpha$  (P23, P32, P3) v absorpční části čáry.



Obrázek 20: Radiální rychlosti  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$  složené s periodou 146,3 d. Graf A odpovídá období, kdy byla  $H\alpha$  v emisii, data v grafu B pochází z doby, kdy byla  $H\alpha$  v absorpci.

K určení oběžných parametrů jsem použil data měřená pouze na emisních křídlech  $H\alpha$ . U ostatních jsem zkusil jen formálně vypočítat semiampplitudu křivky radiální rychlosti. Výsledky jsou v tabulce 8. Je zřejmé, že hodnoty

Tabulka 8: SEMIAMPLITUDA  $K$  PRO ČÁRU  $H\alpha$  A  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$

čára	$K$ [km/s]
$H\alpha$ emise	$9,0 \pm 0,7$
$H\alpha$ absorpce	$8,5 \pm 1,0$
He (emise $H\alpha$ )	$11,9 \pm 1,1$
He (absorpce $H\alpha$ )	$12,2 \pm 0,8$

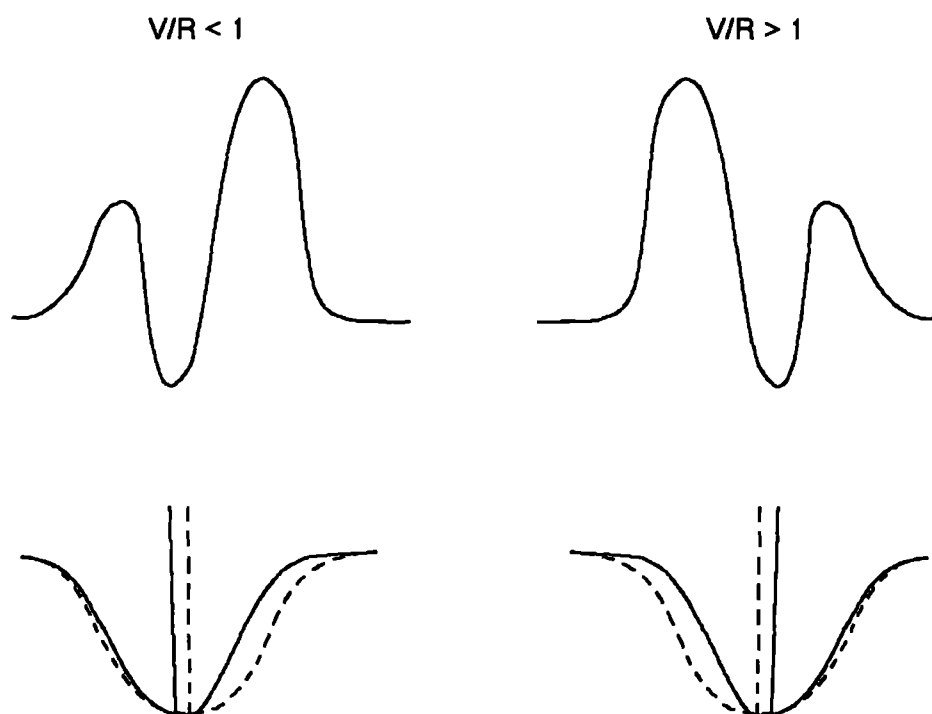
$K$  jsou pro měření na heliu vyšší než v případě měření na čáře  $H\alpha$ .

Vyšší hodnota  $K$  pro helium v období emisní aktivity 60 Cyg může být důsledkem zkreslení amplitudy radiální rychlosti (viz [7]). Příčinou tohoto zkreslení jsou  $V/R$  změny. V následující sekci 5.2 ukážu, že se poměr  $V/R$  mění s oběžnou periodou dvojhvězdy, a je tedy fázově svázán se změnami radiální rychlosti. Slabě přítomná emise v čáře He I společně s  $V/R$  změnami může vést ke zvýšení skutečné amplitudy radiální rychlosti. Situace je zobrazena na obr. 21. Když je radiální rychlost poblíž maxima, tak  $V/R > 1$ . Proto je modré křídlo čáry He I zaplněno emisí více než červené. Pokud v tomto případě měříme radiální rychlost na He I, tak dostáváme větší hodnotu, než je ve skutečnosti. Pro případ  $V/R < 1$  je to naopak. Zkreslený profil je na obrázku zobrazen plnou čarou a nezakreslený profil čarou přerušovanou. Tento efekt tedy může celkově zvyšovat amplitudu radiální rychlosti v případě He I, když je  $H\alpha$  v emisí.

Srovnání měření radiálních rychlostí na emisních křídlech  $H\alpha$  a zároveň na absorpci čáry He I bylo provedeno v [7]. Byly publikovány výsledky pro šest hvězd. Všechny zapadaly do výše uvedeného schématu. Tedy radiální rychlost měřená na He I byla vyšší než na emisních křídlech  $H\alpha$ . Výjimku tvořila pouze jedna hvězda, což byla 60 Cyg. Já jsem měl ale k dispozici více měření a podařilo se mi potvrdit tuto skutečnost i pro 60 Cyg.

Přesto ale existují nejasnosti. Pro případ, kdy byla  $H\alpha$  v absorpci (a He I také) jsem při měření radiálních rychlostí He I pokles amplitudy nezaznamenal. Naopak výsledek lehce převyšuje závěry získané při měření v období emise (viz tab. 8).

Radiální rychlosti He I jsem zkoušel měřit i ve SPEFU. Výsledky byly ale horší než při použití programu HEC 26. Podobně jsem zkoušel i na čáru  $H\alpha$  v období absorpce aplikovat HEC 26. Tento postup ale nedával uspokojivé výsledky, navíc perioda byla nezřetelná. Proto jsem při určování radiálních rychlostí pro  $H\alpha$  použil SPEFO a pro He I program HEC 26.



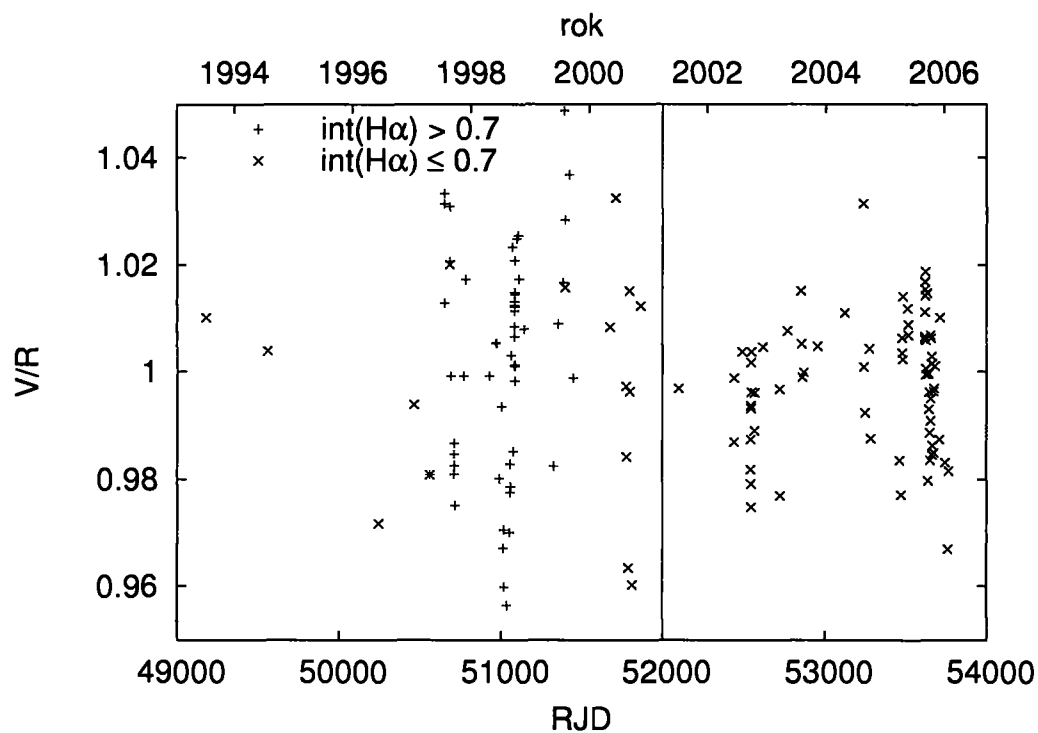
Obrázek 21: Souvislost  $V/R$  změn s mírou emise He I. Horní obrázky zobrazují čáru  $H\alpha$  v různých fázích  $V/R$  cyklu. Spodní obrázky ukazují odpovídající He I, které je také částečně ovlivněno emisí.  $V/R$  změny jsou fázově spojeny se změnami radiální rychlosti. Pokud je  $V/R < 1$ , tak se k nám hvězda přibližuje a její radiální rychlost je nejmenší. Emise se částečně projevuje i v He I, kde v tomto případě přispívá k červenému křídlu čáry více a dostáváme celkově menší radiální rychlost, než je ve skutečnosti (čárkovaný profil). Pro  $V/R > 1$  je situace opačná.

## 5.2 $V/R$ změny

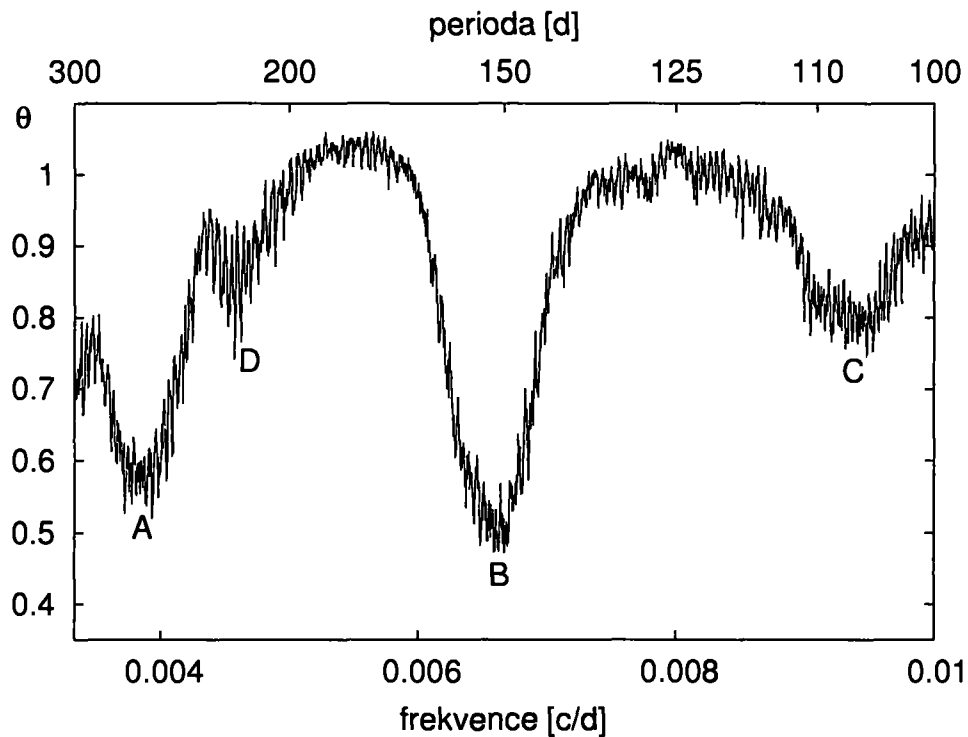
Poměr  $V/R$  se s časem mění. Jeho periodické změny se často pozorují u Be hvězd. Ty mohou, ale nemusí souviset s podvojností hvězdy. Protože v posledních deseti letech měla 60 Cyg 2 různé obálky, budu každou z nich zpracovávat zvlášť. Poměr  $V/R$  v závislosti na čase je na obr. 22. Hranice mezi první a druhou obálkou udává  $RJD = 52\,000$ . Emisní aktivita u obou obálek ale není stejná. Míru emisivity jsem zavedl při integraci přes plochu  $H\alpha$  na str. 35. Dle tohoto kritéria jsou rozlišena data na obr. 22. Hranice  $\text{int}(H\alpha) = 0,7$  je dobrým mezníkem pro odlišení velmi silné a slabší emise. Pokud  $\text{int}(H\alpha) > 0,7$ , jedná se o profil P1 (opačná implikace neplatí).

Na první pohled je zřejmý větší rozptyl dat u první obálky.  $V/R$  změny jsem analyzoval pomocí programu PDM podobně jako v případě radiálních rychlostí. Nejvýznamnější periody první obálky leží v intervalu 100 d–300 d. Její periodogram je zobrazen na obr. 23. Nalezená minima shrnuje tabulka 9.

Perioda označená D je pouze dvojnásobek C. Žádné jiné výrazné periody



Obrázek 22:  $V/R$  změny v závislosti na čase. Velmi silnou a slabší emisi odlišuje  $\text{int}(\text{H}\alpha)$ , svislá čára odděluje dvě různé obálky.



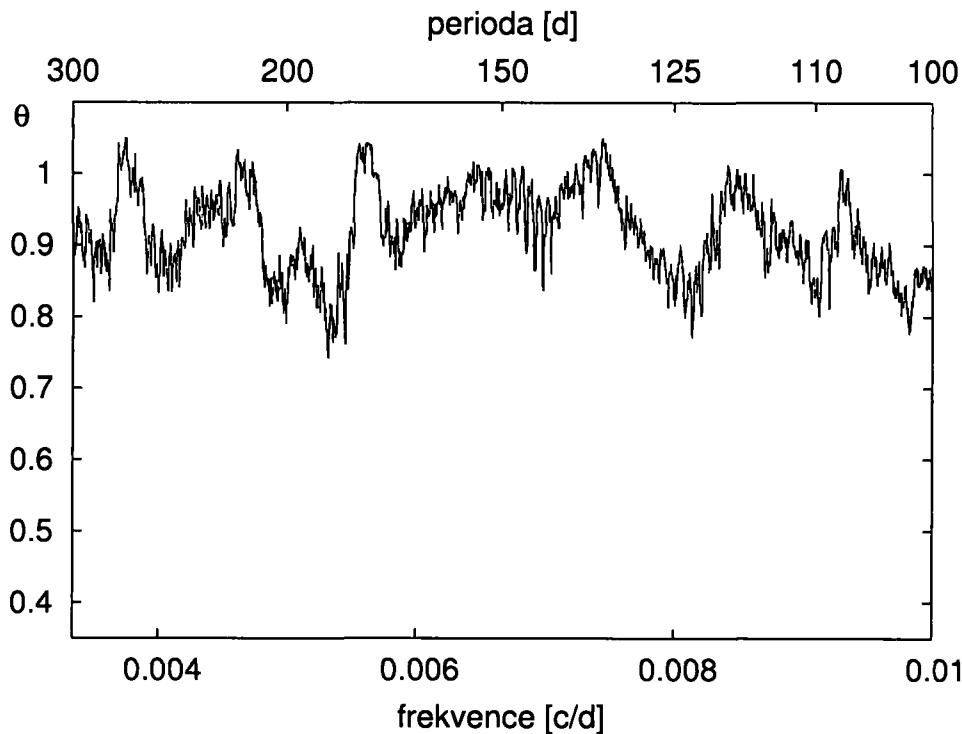
Obrázek 23: PDM periodogram pro první obálku.

Tabulka 9: MINIMA FUNKCE  $\theta$  NALEZENÁ PŘI PDM ANALÝZE PRVNÍ OBÁLKY

	perioda	$\theta$
A	255 d – 265 d	0,55
B	151 d – 153 d	0,45
C	105 d – 109 d	0,8

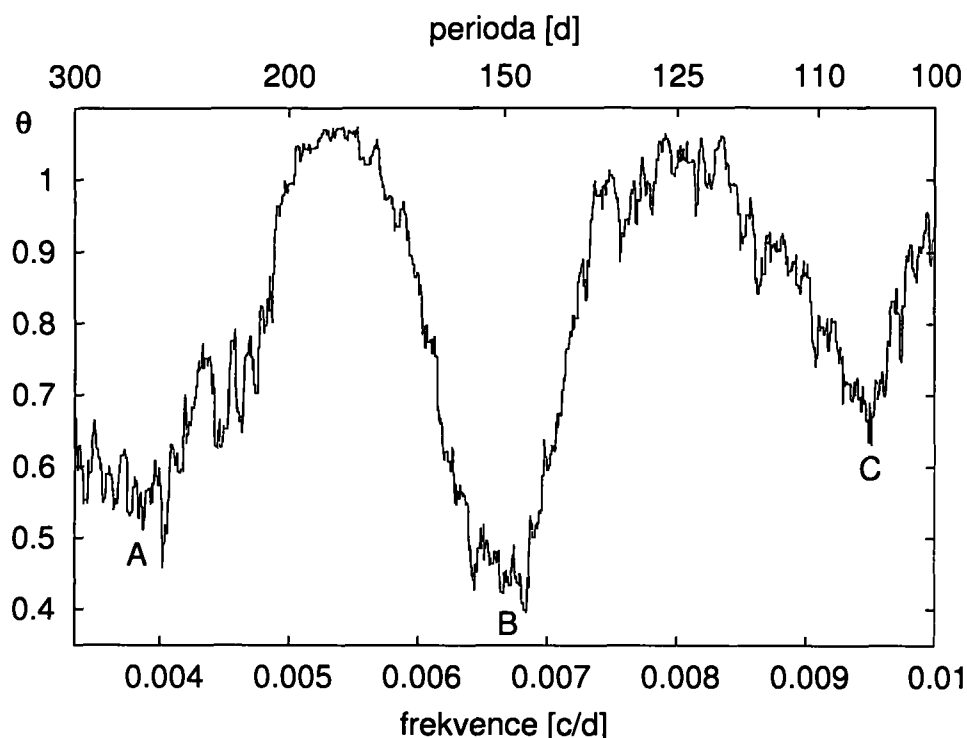
s malým  $\theta$  se mimo uvedený interval nevyskytují. Nejzajímavější perioda je B. Má totiž nejmenší  $\theta$  a zároveň se velmi přibližuje době oběhu soustavy 60 Cyg (viz str. 46).

Při studiu druhé obálky jsem žádné významné periody neobjevil. Její periodogram je na obr. 24. A, B a C se zde nejsou ani v náznaku přítomny. Může



Obrázek 24: PDM periodogram pro druhou obálku.

to být dáno tím, že emise  $H\alpha$  ve druhé obálce není tak výrazná. První obálka ale též obsahovala profily  $H\alpha$  s menší emisí. Ty jsem dále vyřadil a počítal jsem jen s poměry  $V/R$ , kdy byl  $\text{int}(H\alpha) > 0,7$ . Vyloučil jsem celkem 15 bodů ze 70. Situace je též vidět na obr. 22. Většina nepoužitých bodů se nachází v období vzniku a zániku obálky. Celkový výsledek je ale zajímavý, jak je ukázáno na obr. 25. Parametr  $\theta$  globálně klesl, což je ale zřejmě dáno



Obrázek 25: PDM periodogram pro první obálku,  $\text{int}(H\alpha) > 0,7$ .

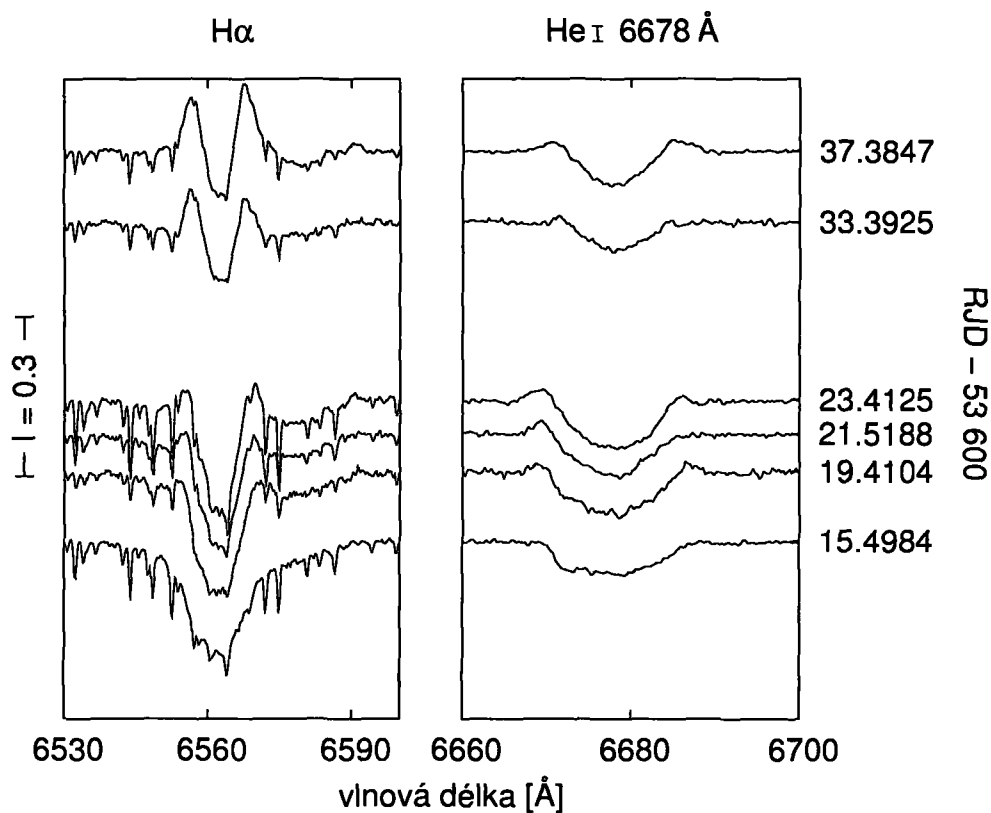
snížením počtu bodů. Perioda A se rozmazala, proto její význam není velký a jedná se pravděpodobně jen o náhodné uspořádání bodů. Nejmenší hodnota  $\theta = 0,39$  byla nalezena pro periodu  $T = 146,26$  d. Ta úplně souhlasí s oběžnou dobou soustavy (str. 46). Lze tedy říci, že na periodické změny  $V/R$  má velký vliv podvojnost soustavy. Zároveň jsou ale tyto změny pozorovatelné, když je emise  $H\alpha$  výrazná.

### 5.3 Rychlý nárůst emise 60 Cygni

V září roku 2005 došlo na hvězdě k prudkému zvýšení emisní aktivity. Vývoj v čáře  $H\alpha$  a  $\text{He I } 6678 \text{ \AA}$  je na obr. 26. Během tří týdnů přešla hvězda z čisté absorpce v  $H\alpha$  (P3) na emisi (P2). Takto prudký nárůst je za celou dobu jediný, který jsem u 60 Cyg zaznamenal. Celkově pak už emise na síle nenabírala, ale pozvolna začala klesat. To je dobře vidět na obr. 14, kde je vyneseno  $\text{int}(H\alpha)$  během této události.

Podobné výbuchy byly zaznamenány například u  $\mu$  Cen, kde se situace opakovala vícekrát. Právě obr. 14 je podobný s některými pozorováními  $\mu$  Cen (viz např. [4], fig. 3).

U 60 Cyg může mít rychlý nárůst emise také jinou příčinu. Na obr. 11, 13 a 15 lze dobře sledovat vývoj druhé obálky. Ta se po svém vzniku postupně od hvězdy vzdalovala. Přibližně kolem  $RJD \simeq 53\,300$  došlo ke zvratu a obálka se



Obrázek 26: Prudké zvýšení emisivity 60 Cyg v září roku 2005.

začala ke hvězdě přibližovat. Je pravděpodobné, že dopadla až na její povrch. Krátce poté došlo k silnému nárůstu emise. Otázkou je, zda u  $\mu$  Cen nemůže být příčina vzplanutí podobná.

Bohužel u 60 Cyg nemám dobře pokrytý vývoj vzniku první obálky. Proto nemohu s jistotou říci, jestli u ní také došlo také k rychlému vývoji emisní aktivity nebo se jednalo o nárůst pozvolný.

## 6 Krátkodobé změny

Při měření radiálních rychlostí se občas projeví krátkodobé změny, které její určení zatěžovaly větší chybou. Změny rychlého charakteru se dají daleko lépe studovat v modré oblasti spektra. Dvě nejvýznamnější čáry, které se zde vyskytují, a kterými se budu dále zabývat jsou He I 4388 Å a He I 4471 Å. Spekter není tolik jako v případě červené oblasti (viz tab. 3) a pokrývají velmi krátký časový úsek. V podstatě se jedná o spektrální série z několika nocí. Díky tomu můžeme dobře studovat rychlé změny ve spektru 60 Cyg. Série dat jsem měl k dispozici pouze z DAO. Jejich shrnutí ukazuje tabulka 10. V tomto krátkém období projevovala H $\alpha$  jistou míru emise (P2).

Tabulka 10: SÉRIE MODRÝCH SPEKTER

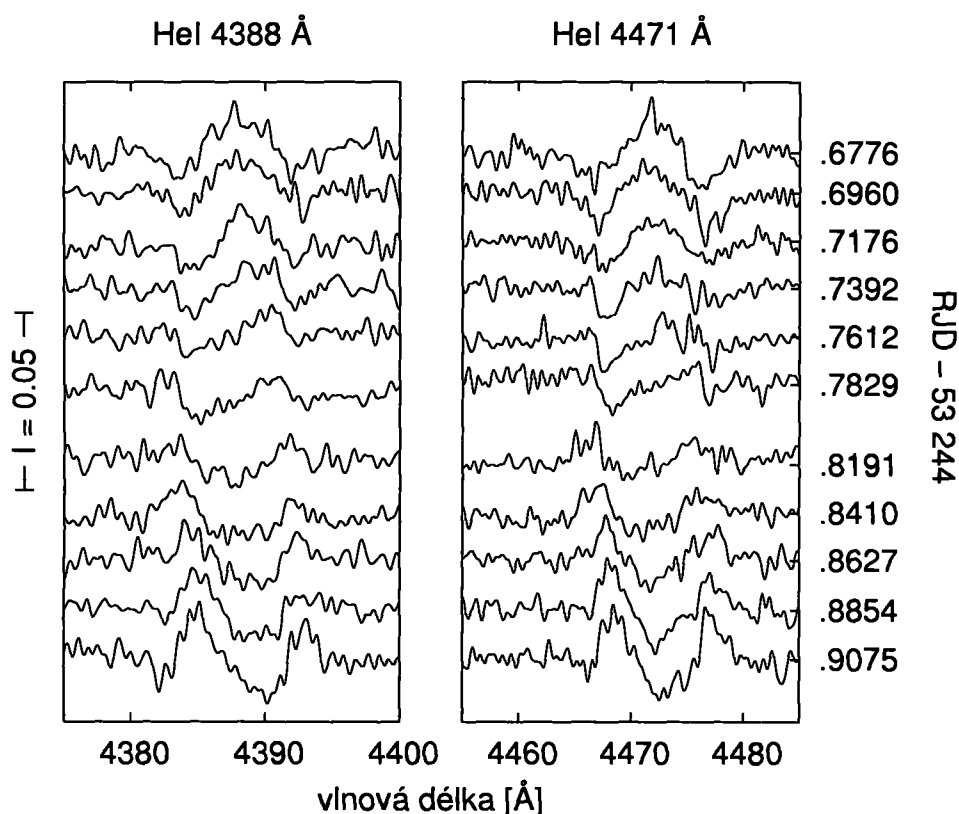
RJD interval	počet spekter
53 244 ,6776 – ,9075	11
53 246 ,6955 – ,9525	7
53 247 ,7847 – ,9072	6
53 248 ,7010 – ,9109	10
53 250 ,7736 – ,9093	7

### 6.1 Pohybující se vlnky přes profil He I

Pokud opravdu k rychlým změnám dochází, tak by se to mělo projevit výraznějšími změnami profilu čáry už během jediné noci. K dispozici jsem měl spektrální série za pět pozorovacích nocí (tab. 10). Zkoumal jsem, jak se profil čar He I v rámci jedné série mění. Nejdříve jsem pomocí SPEFA pro každou noc získal průměrné spektrum. Potom jsem od jednotlivých dat odečetl průměr a získal reziduální spektra. Čím více pozorování během noci máme, tím lepší budou výsledné rozdíly. Reziduální spektra z první pozorovací noci, kdy bylo získáno nejvíce spekter, jsou na obr. 27.

Rozdíly jsem konstruoval pro čáru He I 4388 Å a He I 4471 Å. Jsou zde patrné charakteristické vlnky, které se pohybují od modrého k červenému okraji čar. Tento jev je pozorovaný i u ostatních Be hvězd. Vysvětluje se přítomností neradiálních pulsací. Občas se pozoruje i větší počet ostřejších prohlubní, což je pravděpodobně způsobeno vyšším módem pulsací. Výsledky v obou čarách He I jsou prakticky stejné. Bohužel z dalších pozorovacích nocí jsou k dispozici série s menším množstvím spekter a změny v profilech čar již nejsou tak výrazné. Reziduální analýza byla udělána i v článku [10], kde byl proveden odhad zrychlení pozorovaných vrcholů s výsledkem  $1900 \text{ km s}^{-1} \text{ d}^{-1}$ .





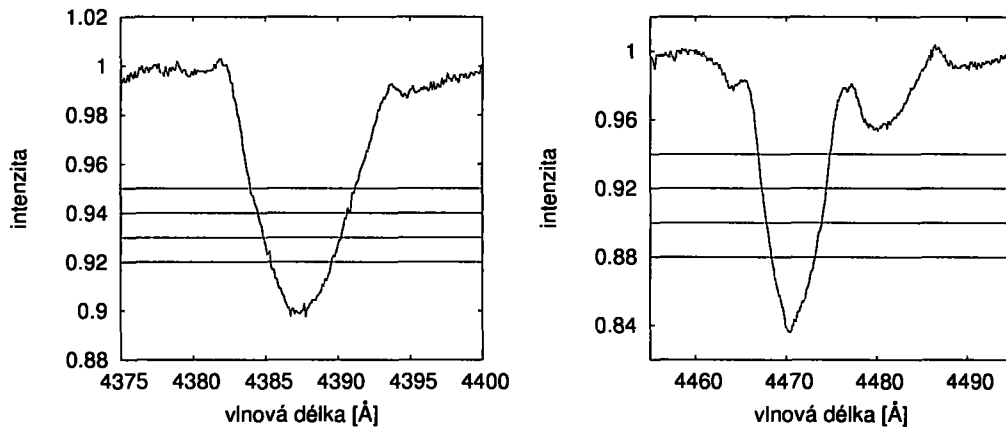
Obrázek 27: Reziduální spektra pro He I během první pozorovací noci.

Reziduální spektra jsem zkusil konstruovat i pro čáru He I 6678 Å, ale bez úspěchu. Důvodem jsou různé variace emise v čáře. Spektrální série s čistou absorpcí jsem neměl k dispozici. Podobně to platí i pro H $\alpha$ . Zde je navíc i komplikace s nízkou intenzitou putujících struktur a také s přítomností telurických čar.

## 6.2 Krátkoperiodické změny radiální rychlosti He I

Reziduální analýza ukázala, že jsou ve spektrech He I přítomny krátkodobé změny v podobě putujících vlnek přes profil čáry, které jsou důsledkem neradiálních pulsací. Hvězda pulsuje rovněž radiálně, takže lze nalézt i krátkoperiodické změny radiální rychlosti. V podstatě spolu pohybující se vlnky přes profil čáry a krátkoperiodické změny radiální rychlosti velice úzce souvisí.

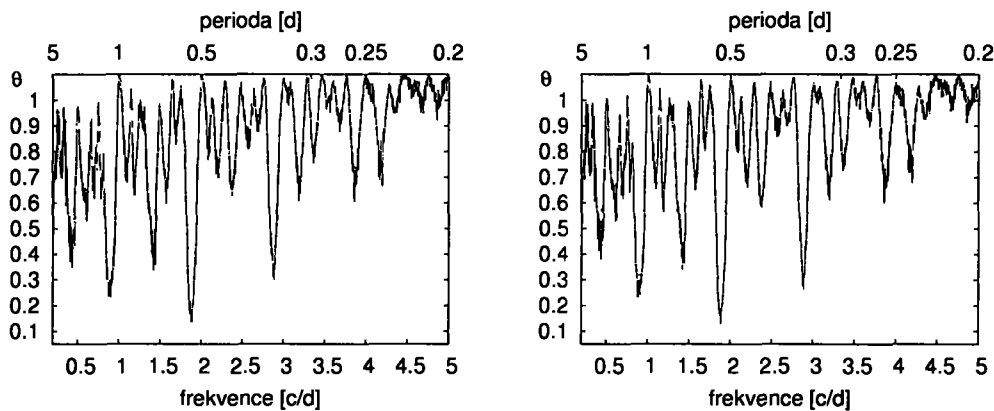
Radiální rychlosti jsem měřil pomocí HEC 26 na různých intenzitách. Pro He I 4388 Å to bylo na 0,92, 0,93, 0,94, 0,95. V případě He I 4471 Å jsem rychlosti určil na intenzitách 0,88, 0,90, 0,92, 0,94. Situaci ukazuje obr. 28. Právě v těchto vybraných intervalech jsou změny nejlépe pozorovatelné. Nejvýraznější jsou pak blíže ke středu čáry, čili na menších intenzitách. Dále jsem se zaměřil na zkoumání periodicity změn. Během určitého okamžiku



Obrázek 28: Intenzity čar He I 4388 Å (vlevo) a He I 4471 Å (vpravo), na kterých bylo provedeno měření radiálních rychlostí pomocí programu HEC 26.

se pořizuje jen jedno spektrum, proto nelze detekovat periody kratší než 2 hodiny. Všechna spektra celkem souvisle pokrývají interval 7 dní, tedy periody delší než týden také nebudu hledat.

K analýze dat jsem použil opět program PDM. Periodogramy čar He I jsou vykresleny na obr. 29 v intervalu 0,5 d až 5 d. V podstatě jsou v obou



Obrázek 29: PDM periodogramy pro čáry He I. Vlevo je He I 4388 Å při intenzitě 0,92 a vpravo He I 4471 Å při intenzitě 0,88.

případech stejné. To samé platí i pro ostatní intenzity. Nejlepší zkusmá perioda se pohybuje kolem 0,53 d. Výsledky hledání pomocí PDM shrnuje tabulka 11.  $I$  značí intenzitu,  $P$  periodu a  $\theta$  je míra rozptylu dat pro konkrétní  $P$ . Dále jsem daty metodou nejmenších čtverců proložil sinusovkou, abych periody zpřesnil. Nově nalezené hodnoty ukazuje sloupec  $P_{\sin}$  v tabulce 11. Chyba je v rámci poslední cifry. Čím blíže jsme v obou případech ke křídlu čáry, tím je perioda delší. Mohl by to být projev diferenciální rotace. Ale na druhou stranu se ve skutečnosti periody lišit nemusí. Pro vyšší intenzity

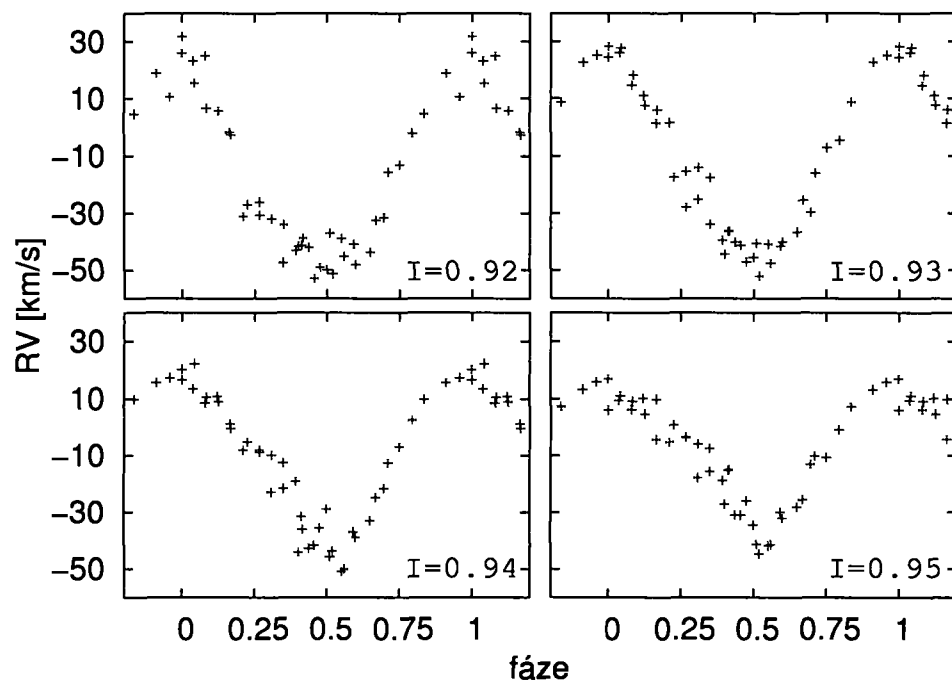
Tabulka 11: NEJLEPŠÍ PERIODY PRO OBĚ ČÁRY He I

He I 4388 Å				He I 4471 Å			
$I$	$P$ [d]	$\theta$	$P_{\sin}$ [d]	$I$	$P$ [d]	$\theta$	$P_{\sin}$ [d]
0,92	0,530	0,133	0,5286	0,88	0,530	0,130	0,5279
0,93	0,534	0,132	0,5289	0,90	0,534	0,148	0,5286
0,94	0,530	0,148	0,5314	0,92	0,534	0,156	0,5304
0,95	0,534	0,171	0,531	0,94	0,529	0,266	0,531

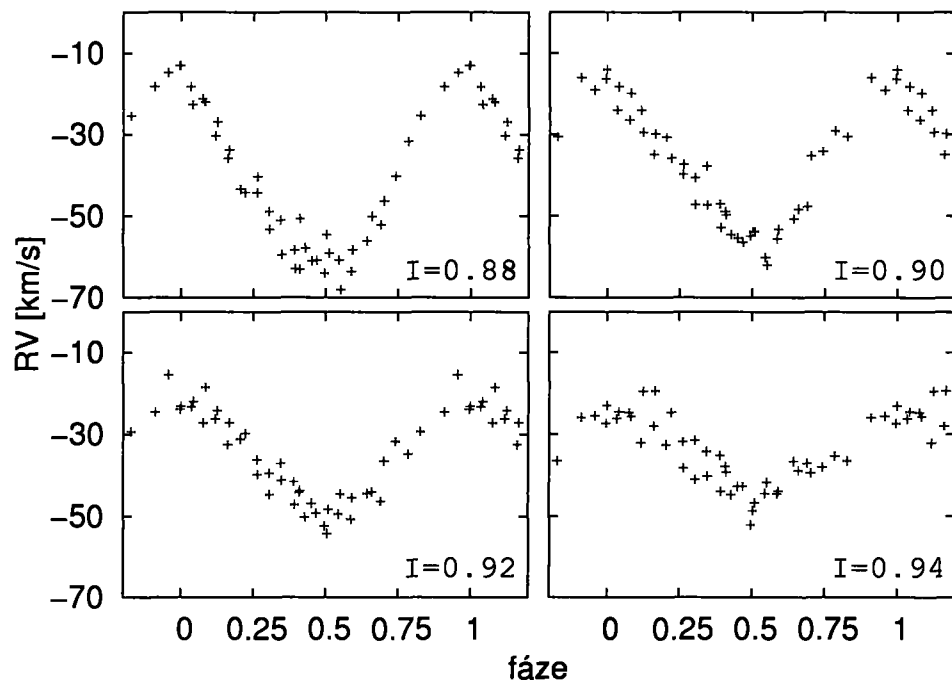
dosahuje amplituda radiální rychlosti menší hodnoty (viz obr. 30 a 31). Při fitování sinem se tudíž data různě uspořádají a to může být také důvod rozdílů. Chyba v určení periody je také u vyšších intenzit větší v důsledku menší amplitudy radiální rychlosti. Abych dostal jednoznačnou periodu pro každou čáru He I, tak jsem udělal průměr z radiálních rychlostí jednotlivých intenzit a na vzniklá data jsem aplikoval sinusový fit. Pro čáru He I 4388 Å jsem dostal  $P = 0,52962 \text{ d} \pm 0,00026 \text{ d}$  a pro He I 4471 Å je perioda  $P = 0,52930 \text{ d} \pm 0,00028 \text{ d}$ . Radiální rychlosti pro různé intenzity jsem vynesl do fázových diagramů na obr. 30 a 31. Pro danou čáru jsou všechny intenzity v grafech vykresleny se stejnou periodou. Ty jsou pro obě čáry téměř shodné, a proto krátkodobé změny radiální rychlosti mají u He I stejnou příčinu, pravěpodobně se jedná o radiální pulsace.

K dispozici jsem měl i podobnou sérii červených spekter. Výše uvedený postup jsem zkoušel aplikovat i na čáru He I 6678 Å, ale bohužel jsem nedostal uspokojivé výsledky. Důvodem jsou časté změny symetrie čáry a také jistý vliv emise na celkový profil. H $\alpha$  se ke zkoumání takto rychlých změn rovněž nehodí.

V článku [10] byl proveden podobný postup pro He I 4471 Å. Publikovaná perioda byla 1,0647 d. To je dvojnásobek periody, kterou jsem určil výše. Hodnota 1,0647 d se v periodogramu (obr. 29) také vyskytuje. I po důkladnější analýze výsledků PDM a fitů sinem jsem dospěl k závěru, že kratší perioda vyhovuje fitu více a hodnota uvedená v [10] je pouze její dvojnásobek.



Obrázek 30: Fázový diagram He I 4388 Å s periodou 0.52962 d.



Obrázek 31: Fázový diagram He I 4471 Å s periodou 0.52930 d.

## 7 Závěr

Be hvězdy se vyznačují přítomností emisních čar ve spektru, které vznikají v plynné obálce obklopující hvězdu. Obálka má diskovitý tvar a může dojít k jejímu rozpadnutí a později i znovuobnovení. To se ve spektru projevuje změnou emisních čar na absorpční a naopak. Příčiny vzniku Be jevu nejsou zatím zcela jasné. Existují různé hypotézy, které se snaží tento fenomén objasnit. Žádná z nich ale neplatí pro všechny případy. Moje práce nevyvrací ani nepotvrzuje některou z myšlenek vzniku Be jevu. Shrnuje pouze observační charakteristiky konkrétní Be hvězdy. Na základě toho tedy nemůžu stanovit závěry pro celou skupinu. Moje výsledky ale mohou přispět k ostatním již zpracovaným Be hvězdám. Pouze na základě statistiky většího počtu těles můžeme objektivněji usoudit, která z teorií je nejbližší správnému vysvětlení Be jevu.

60 Cygni je Be hvězda, u které dochází ke změnám ve spektru na nejrůznějších časových škálách. Dlouhodobé změny souvisí se vznikem a zánikem obálky. Byly pozorovány přechody ze stavu emise na absorpci a naopak. Průběh dlouhodobých změn jsem se snažil popsat nejrůznějšími způsoby dle změn v čáře  $H\alpha$ .

Nejdříve jsem profily  $H\alpha$  rozdělil na 5 typů podle míry emise. Potom jsem je vynesl do grafu v závislosti na čase. Tento způsob vyšetřování je ale poměrně subjektivní, a proto jsem zvolil i jiné způsoby, jak dlouhodobé změny zkoumat. Zobrazil jsem například časovou závislost polovičního součtu intenzit emisních vrcholů  $H\alpha$ . Ještě lepších výsledků jsem dosáhl při integraci přes profil čáry. Integrály jsem normoval tak, aby 0 odpovídala úplné absorpci a 1 nejsilnější emisi. Navíc počet analyzovaných spekter je při  $\text{int}(H\alpha)$  větší než v případě  $(V + R)/2$ , protože intenzity  $V$  a  $R$  jsem měřil pouze u těch čar, které vykazovaly alespoň malou míru emise (profily P1, P2 a P23). Pro He I dostávám obecně horší výsledky, protože rozdíl mezi emisí a absorpcí zde není tak výrazný jako v případě  $H\alpha$ .

Na emisních vrcholech jsem kromě intenzit odečetl i jejich rychlosti. Ze získaných výsledků jsem zjistil, že 60 Cygni měla za posledních 10 let dvě různé obálky. Dále jsem prokázal určitý typ korelace mezi promítnutou rotační rychlostí obálky  $(v_R - v_V)/2$  a mírou emise  $(V + R)/2$ . Zjistil jsem, že emise v čáře  $H\alpha$  se začne naplno projevovat až v určité vzdálenosti obálky od hvězdy. Dále jsem zjistil, že obálka vzniká vyvržením materiálu z hvězdy. S postupem času se od ní začíná vzdalovat a emise v čáře  $H\alpha$  sílí. Další vzdalování nakonec vede k poklesu emisní aktivity a rozpadu obálky. Rovněž jsem zjistil, že při dopadu obálky na povrch hvězdy dojde krátce poté k prudkému zvýšení emisní aktivity (vzplanutí).

Střednědobé změny se obvykle projevují na časových škálách stovek dní. Jedná se především o změny radiální rychlosti. Podařilo se mi prokázat periodicitu uvedených změn. Potvrdil jsem tedy domněnku, že 60 Cyg je spek-

troskopická dvojhvězda. Radiální rychlosti jsem změřil s nejmenší chybou na emisních křídlech čáry  $H\alpha$ . Tyto výsledky jsem použil ke zpřesnění oběžných parametrů soustavy, perioda je  $146,3 \text{ d} \pm 0,2 \text{ d}$ . Dále jsem pozoroval i  $V/R$  změny s oběžnou periodou. To ale jen v případě silné emise v čáře  $H\alpha$ .

Krátkodobé změny trvají od zlomku dne až po několik dní. K jejich studiu jsem použil modrá spektra. Jednalo se v podstatě o spektrální série z několika pozorovacích nocí během jednoho týdne. Podařilo se mi nalézt rychlé změny ve formě putujících vlnek přes profil čáry. Tyto charakteristické struktury se v průběhu času pohybují od modrého k červenému křídlu čáry. Jsou důsledkem neradiálních pulsací. Rovněž jsem v čarách  $He\ I$  detekoval změny radiální rychlosti s periodou kolem  $0,5 \text{ d}$ . V článku [10] byla uvedena perioda  $1,0647 \text{ d}$ , což je přibližně dvojnásobek hodnoty, kterou jsem našel já.

60 Cyg patří k velmi zajímavým Be hvězdám. Zejména proto, že u ní dochází během relativně krátkého časového období k výrazným změnám ve spektru. Rozhodně by bylo dobré ji i nadále pozorovat a sledovat její další vývoj.

---

## Reference

- [1] Banerjee D. P. K. et al., 2000, A&AS 147, 229
- [2] Doazan et al., 1986, A&A 170, 77
- [3] Firt R., Harmanec P., 2006, A&A 447, 277
- [4] Hanuschik R. W. et al., 1993, A&A 274, 356
- [5] Hanuschik R. W., 1996, A&A 308, 170
- [6] Hanuschik R. W. et al., 1996, A&AS 116, 309
- [7] Harmanec, 2003, Publications of Canakkale Onsekiz Mart University 3, 221–233
- [8] Harmanec et al., 1986, IBVS, No 2912
- [9] Kambe E. et al., 1993, PASP 105, 1222
- [10] Koubský et al., 2000, A&A 356, 913
- [11] Kříž S., Harmanec P., 1975, Astr. Inst. of Czecholovakia, Bulletin, 26, 65
- [12] Maintz et al., 2003, A&A 411, 181
- [13] Okazaki A. T., 1991, PASJ 43, 75
- [14] Peter De Cat, 2001, An observational study of bright southern slowly pulsating B stars
- [15] Peters G. J., 1998, ApJ 502, L59
- [16] Porter J. M., Rivinius Th., 2003, PASP 115, 1153
- [17] Rivinius Th. et al., 1998, A&A 333, 125
- [18] Rivinius Th., Baade D., Štefl S., 2003, A&A 411, 229
- [19] Underhill A., Doazan V., 1982, B stars with and without emission lines: monograph series on nonthermal phenomena in stellar atmospheres

## Příloha – profily čar $H\alpha$ a $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$

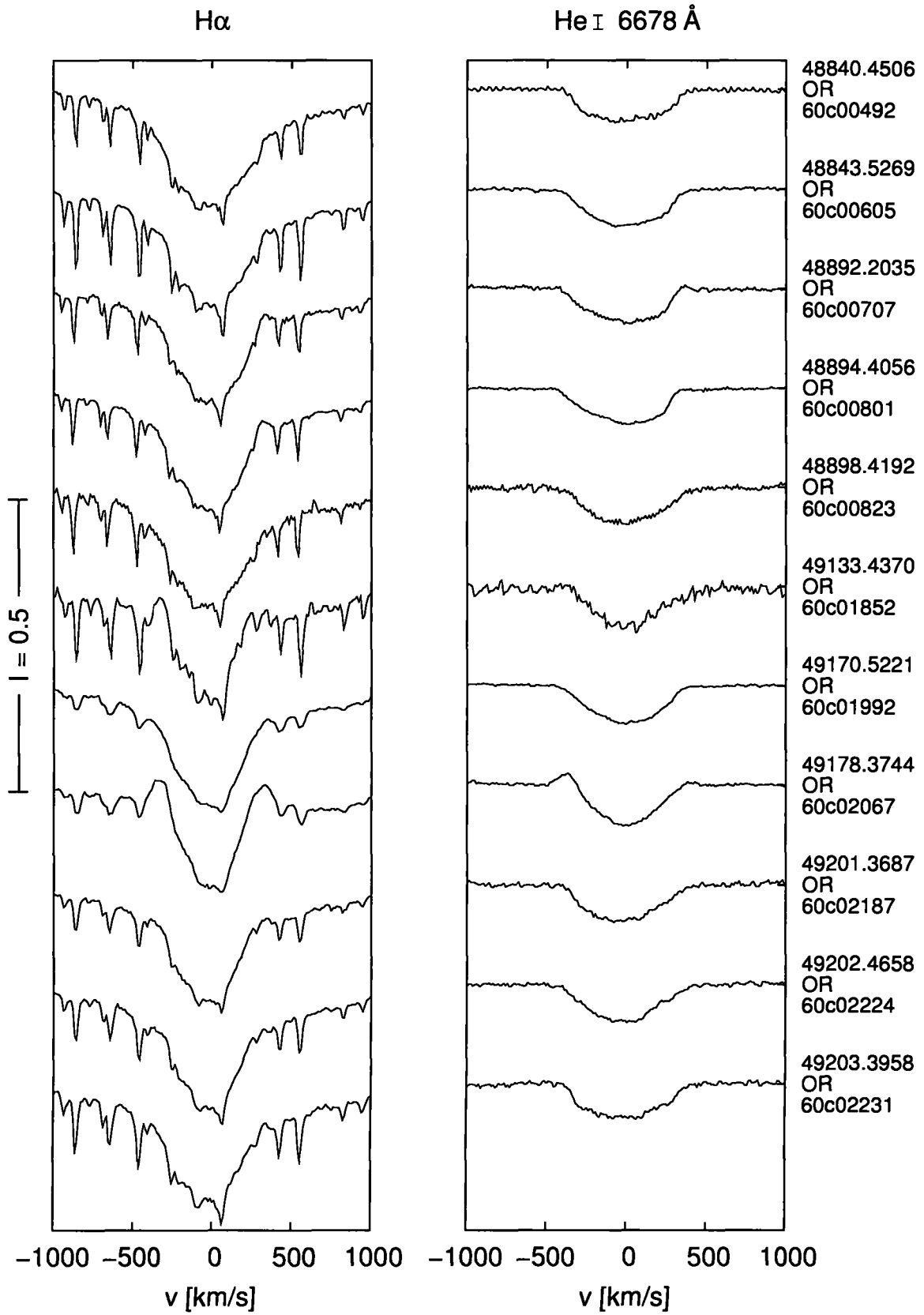
Na stránkách 65–91 jsou zobrazeny profily čar  $H\alpha$  a  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$  z červených spekter, která jsem použil při zpracování. Vše je řazeno dle vzrůstajícího  $RJD$ . Spektra jsou zobrazeny v rychlostech, protože se dají lépe porovnávat s Hanuschikovým atlasem Be hvězd [6]. Informace, vztahující se k danému spektru, jsou uvedeny napravo. První je  $RJD$ , pod ním je kód observatoře a spektrografu (viz tab. 3, str. 30) a poslední je jméno souboru, pod kterým je spektrum uloženo. Soubory mají standartně příponu *fit*, ve SPEFU potom *uui* a *rui* (rektifikovaná spektra).

U observatoře Ritter (RIT) jsou  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$  prázdná, protože jsem měl k dispozici pouze spektrum  $H\alpha$ . Ta měla proti ostatním menší poměr signál/šum, proto jsem před zobrazením  $H\alpha$  u RIT provedl filtraci s šířkou  $0,3\ \text{\AA}$ .

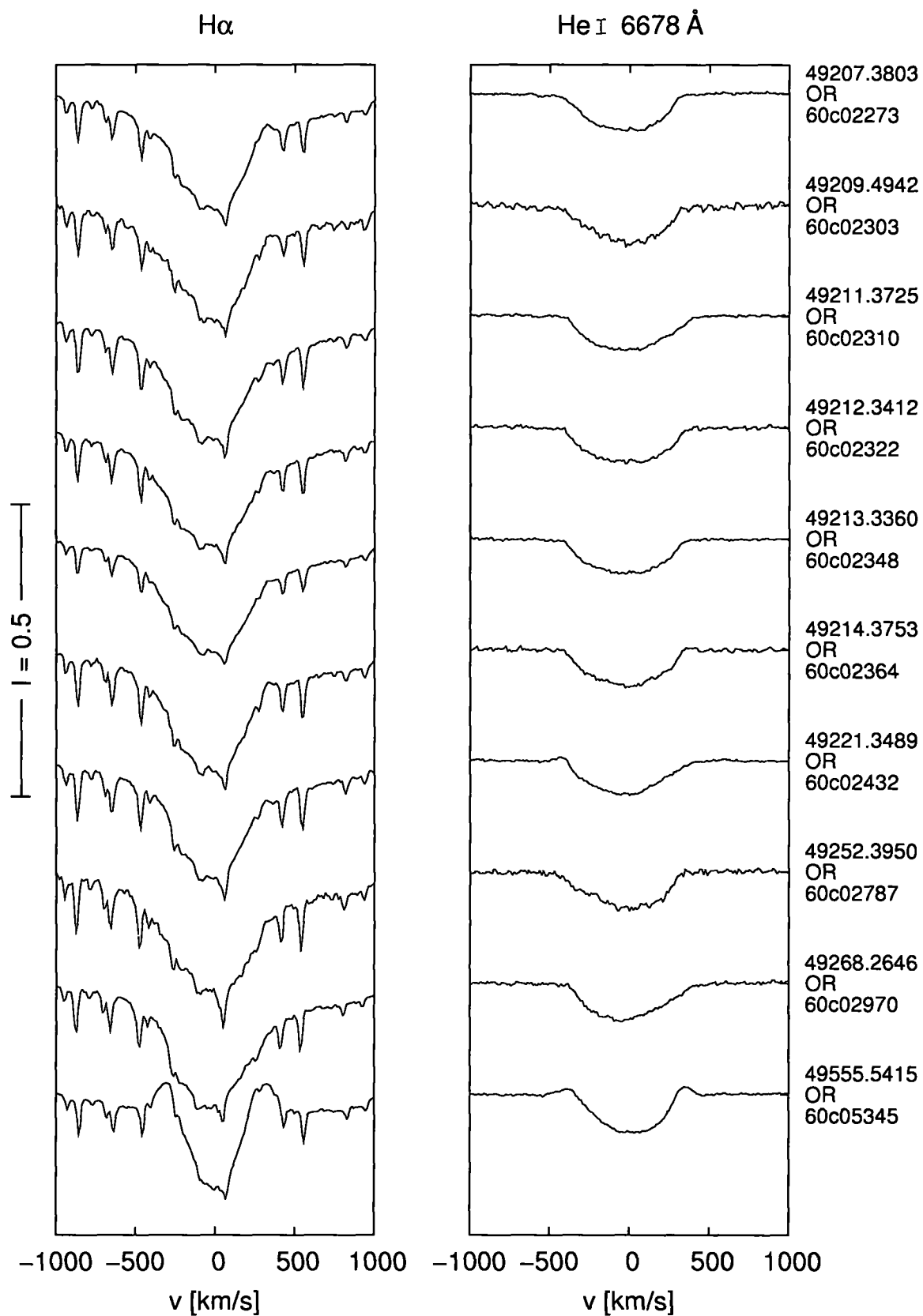
Některé uvedené profily  $He\ I$  jsem ale ke zpracování nepoužil. Jednalo se zejména o pár Ondřejovských spekter z Reticonu (OR) a Herosu (OH). Příklady vyřazených spekter z OR jsou např. 60c14368 (str. 78), 60c16156, 60c16511 (str. 79). U prvních spekter OH byl občas problém s rektifikací kolem  $He\ I$ , protože kontinuum bylo v této oblasti velice zvlněné. To se ve výsledku projevilo špatným profilem (rxn0238s–rxn0394s, str. 79). Kromě uvedených případů jsem vyřadil ještě několik dalších  $He\ I$ , kde nastaly podobné problémy.



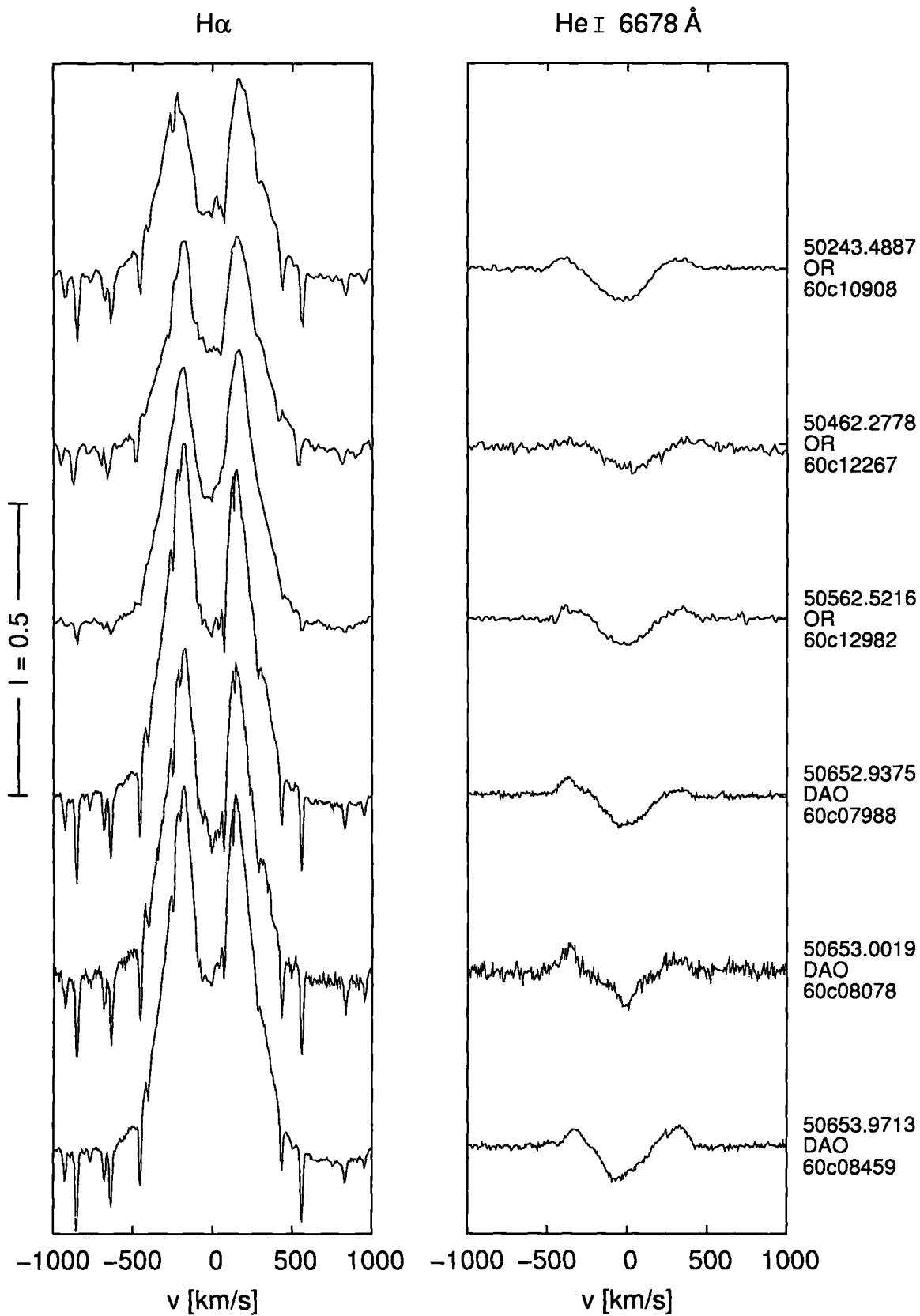
PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$

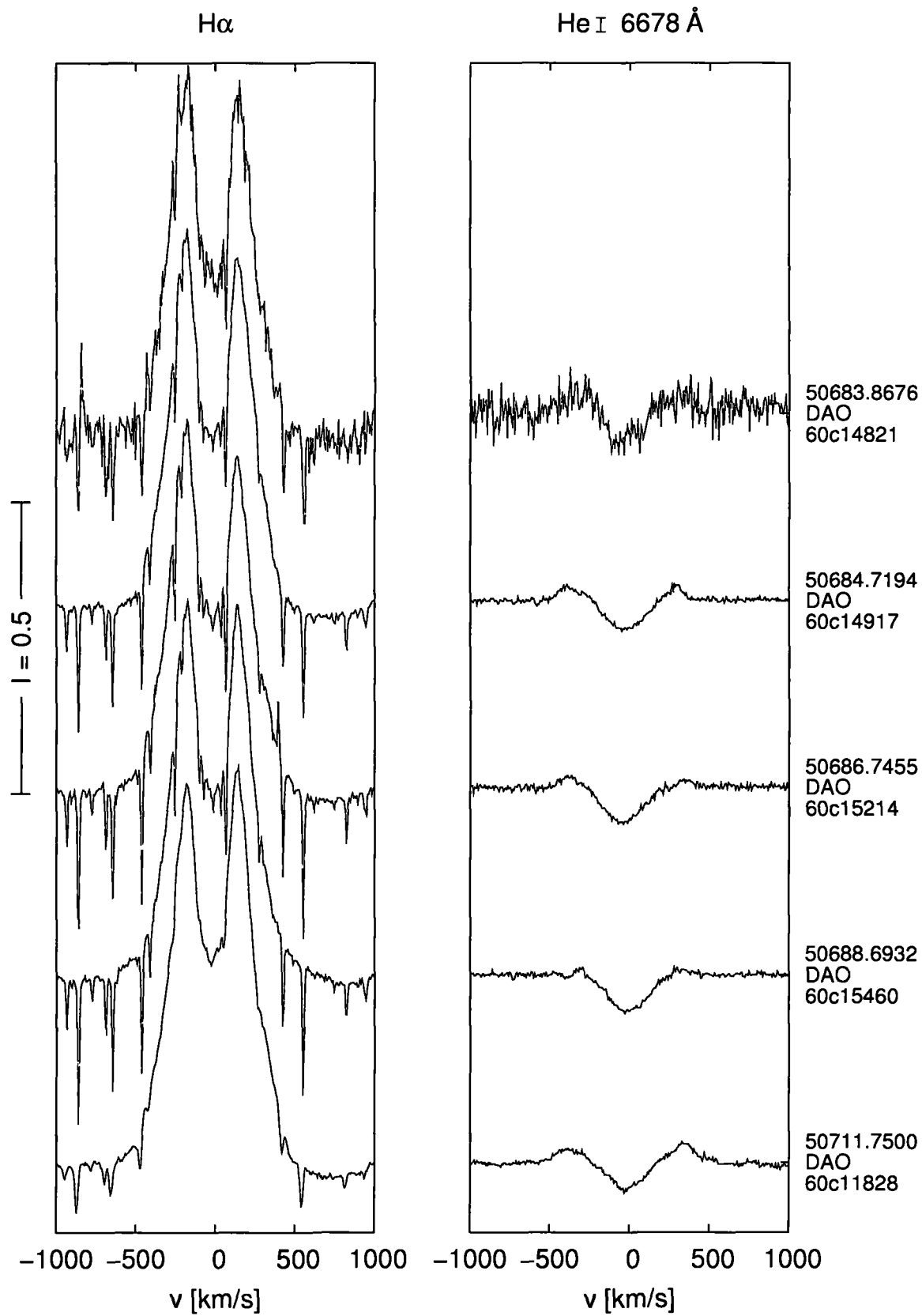


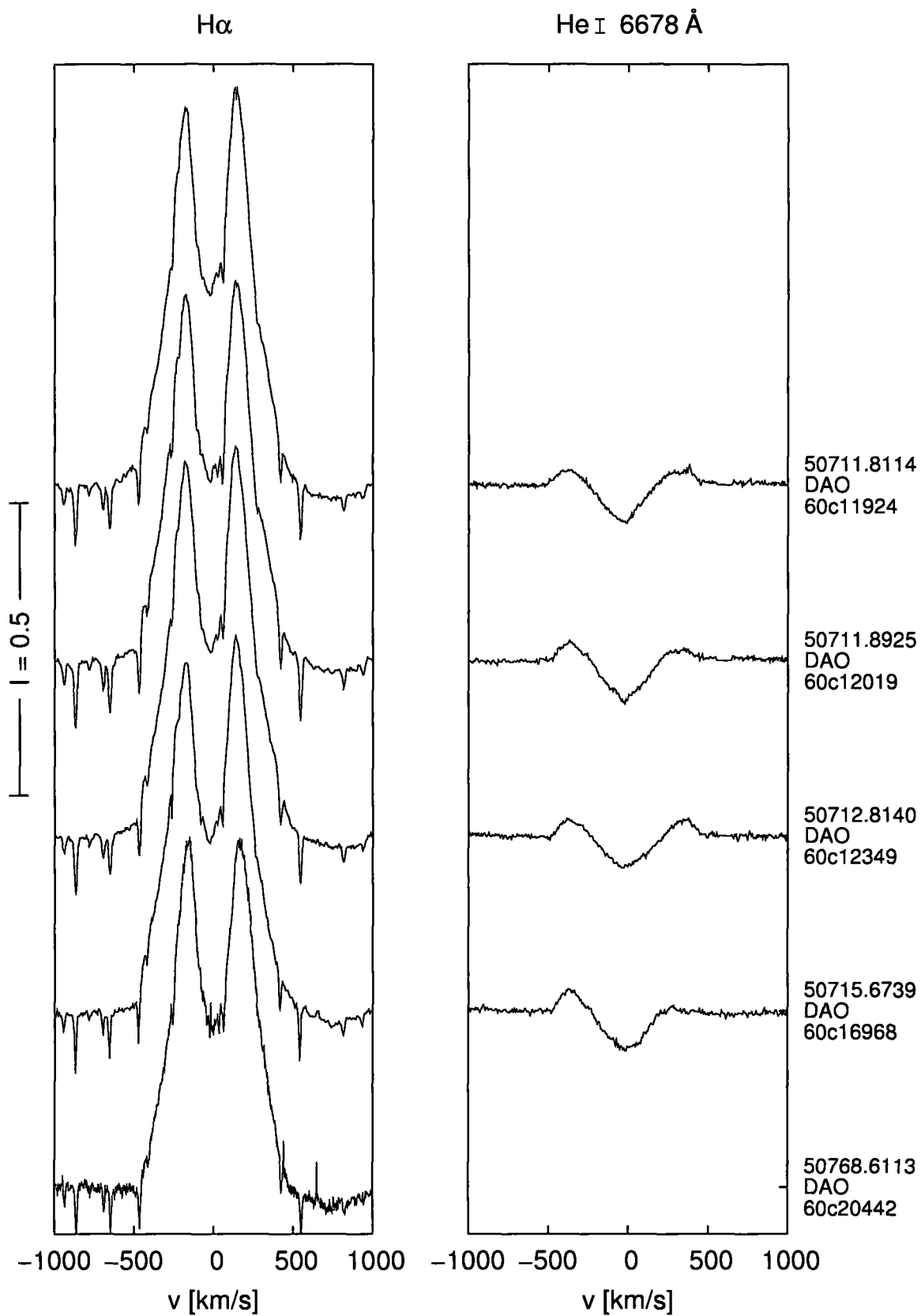
PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$



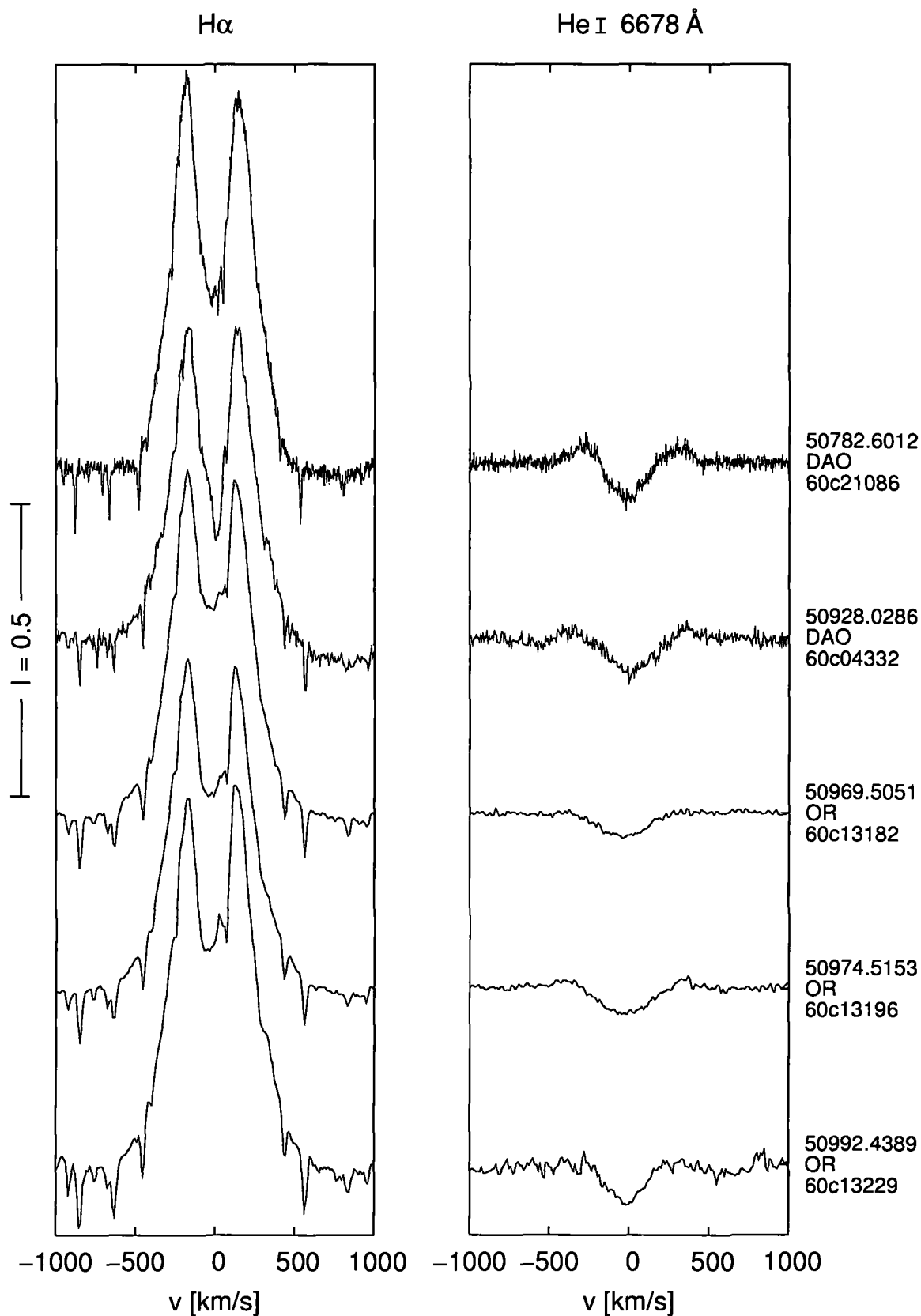
PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A He I 6678 Å

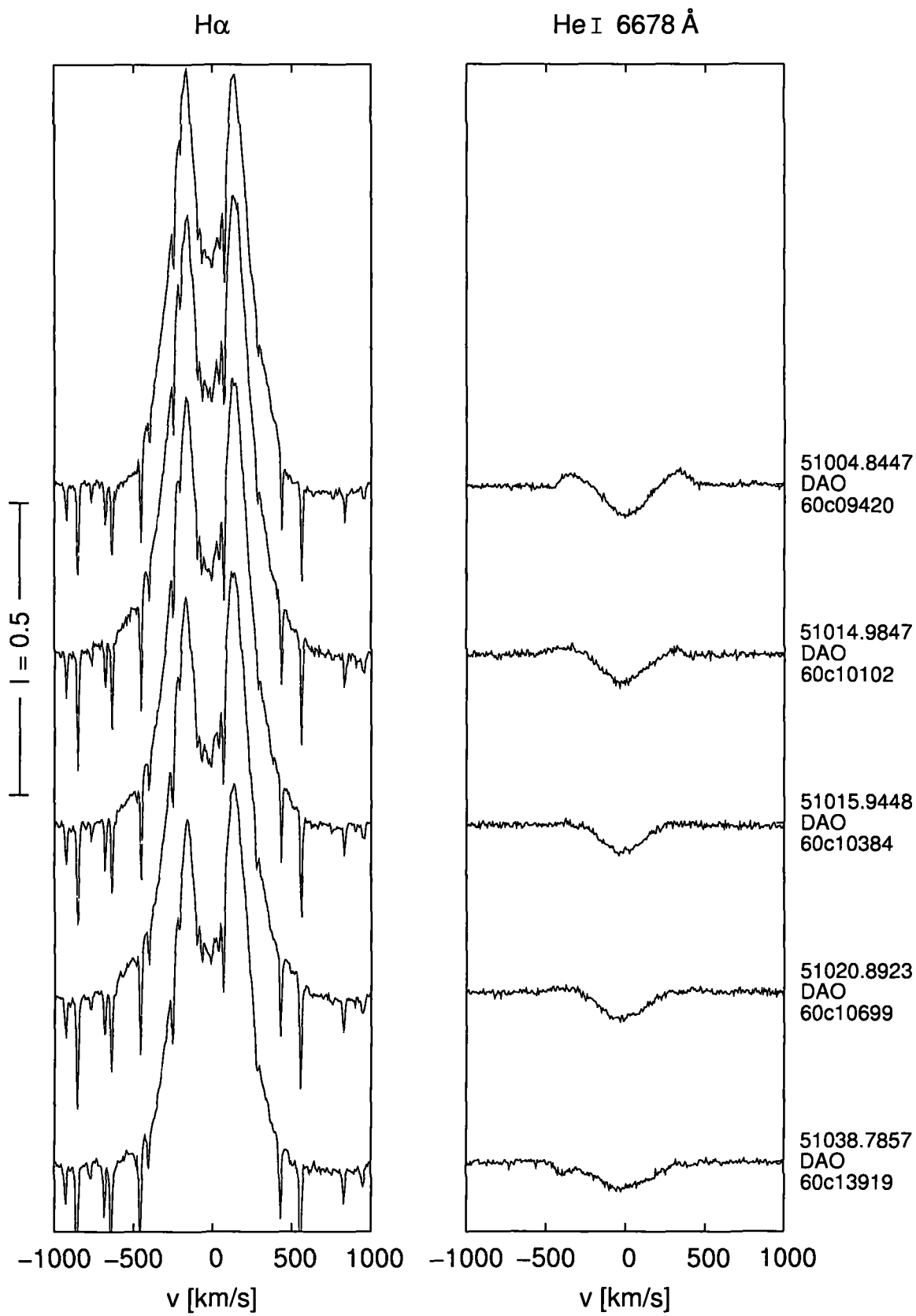




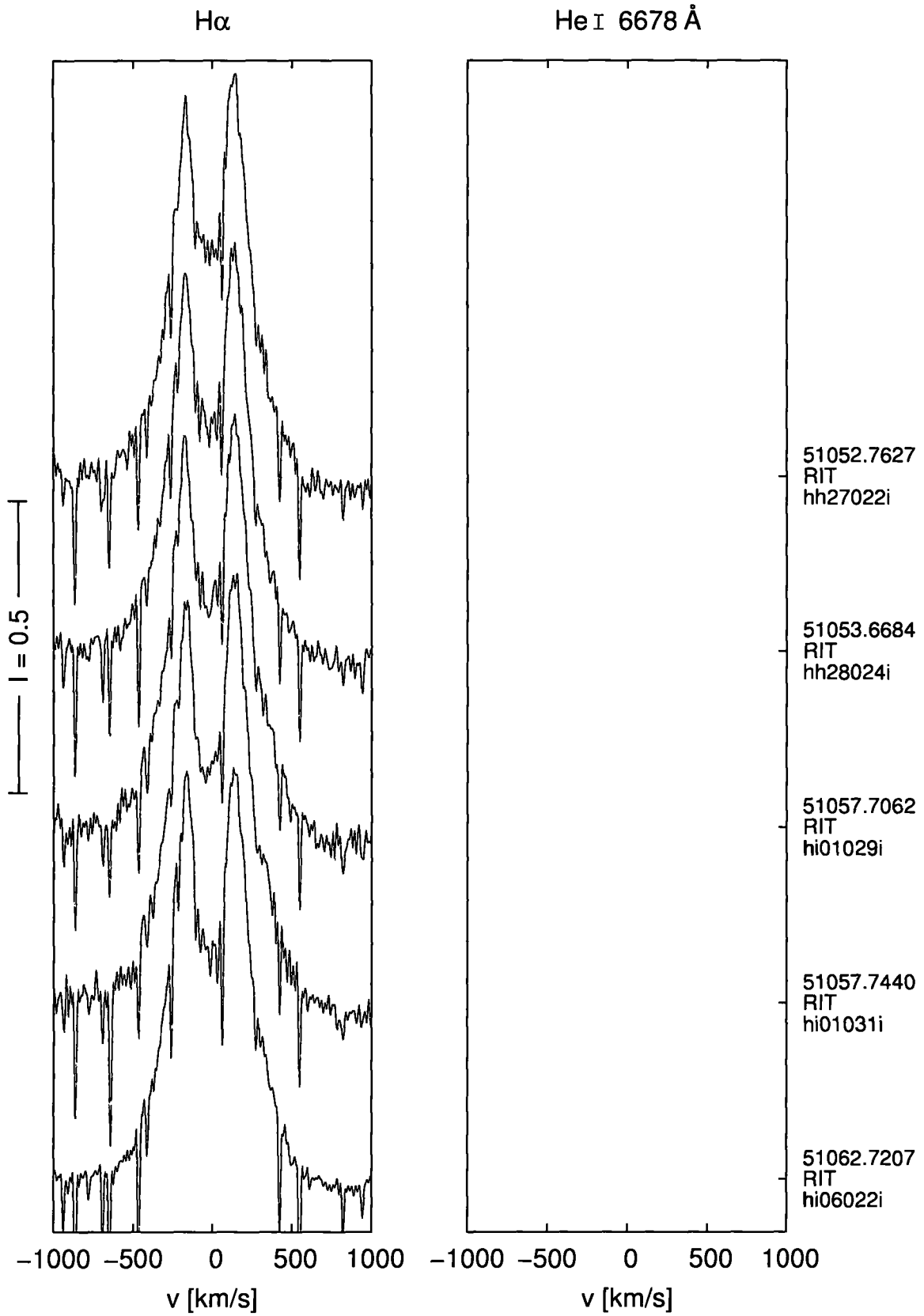


PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A He I 6678 Å



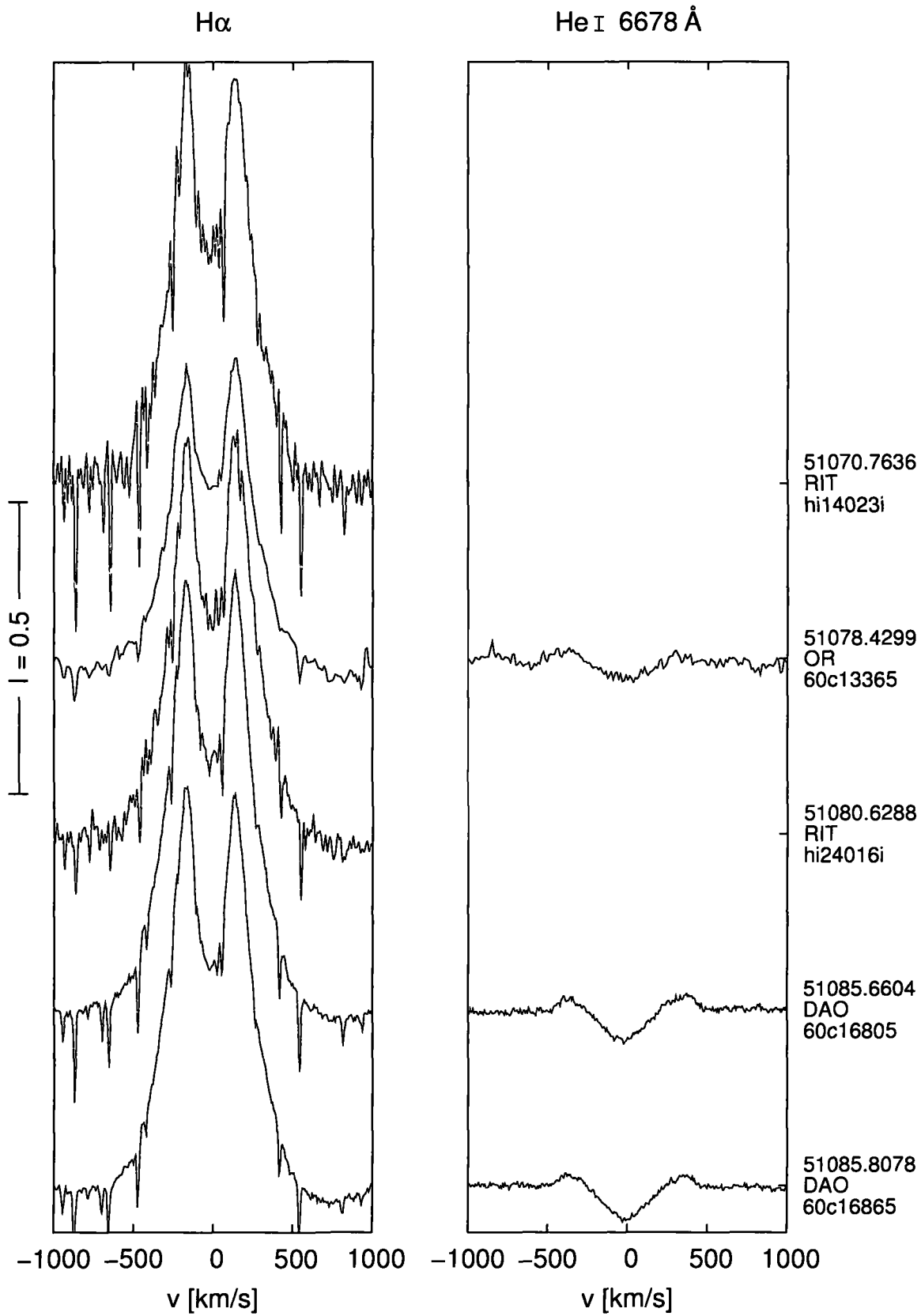


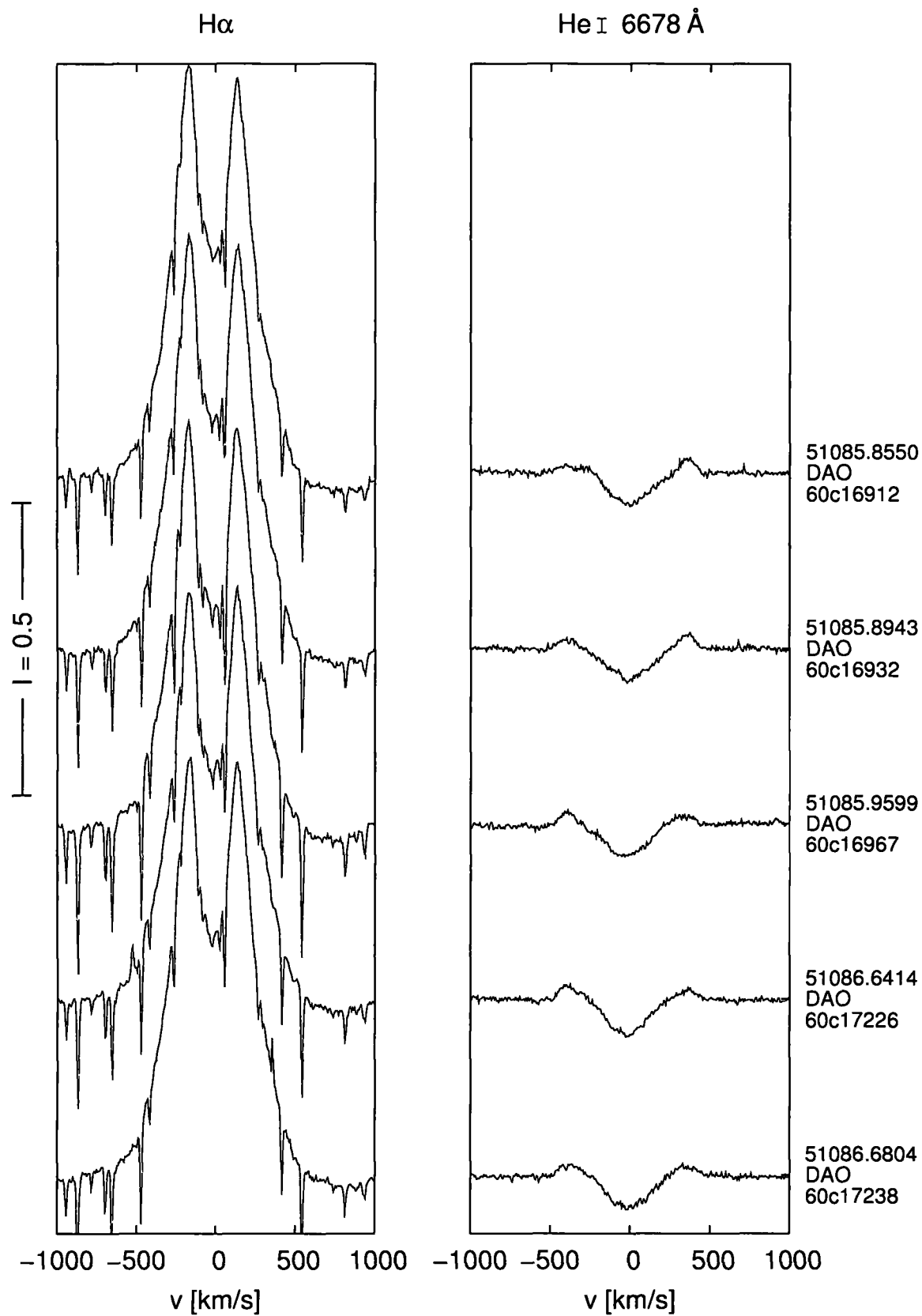
PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A He I 6678 Å



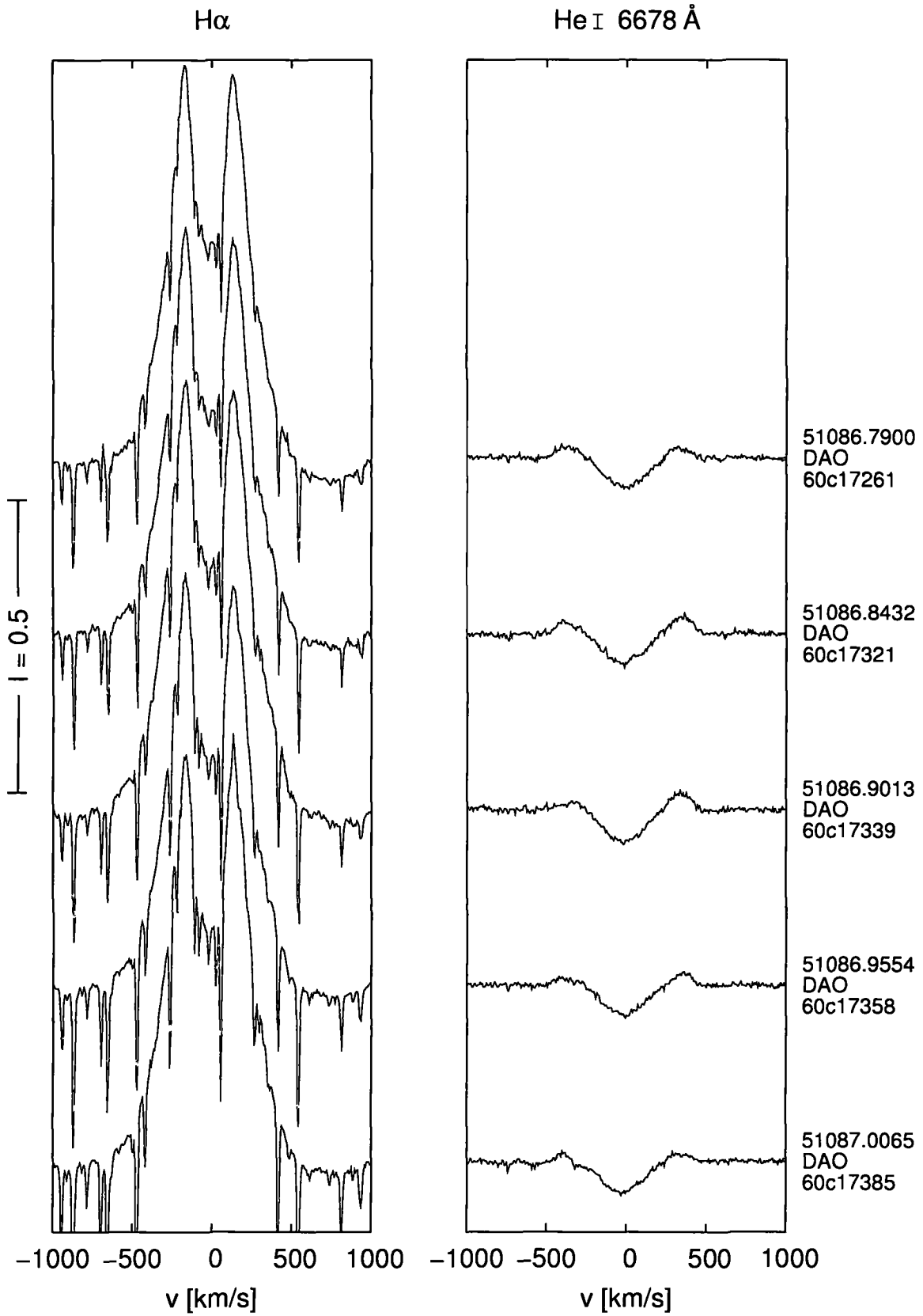


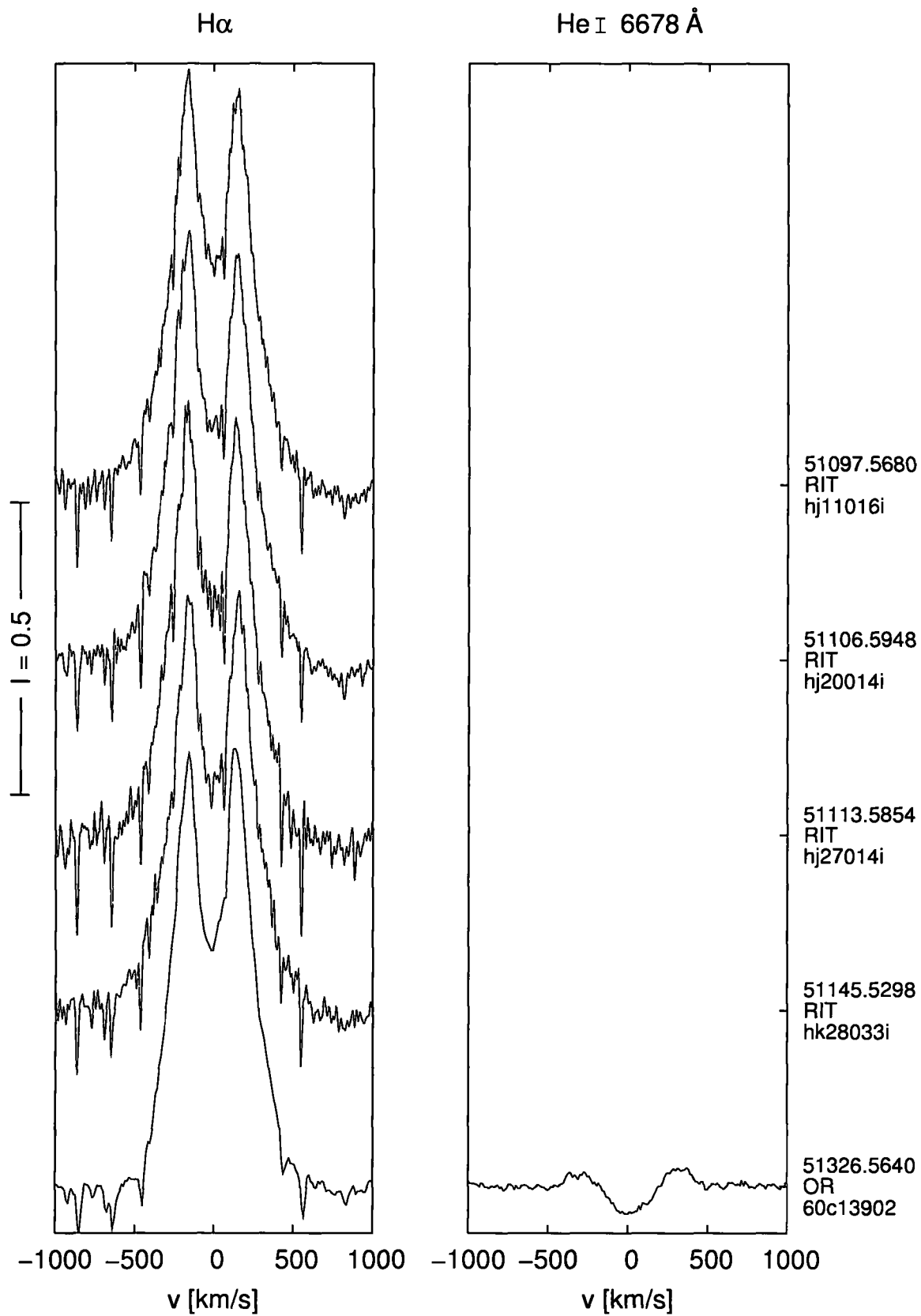
PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A He I 6678 Å

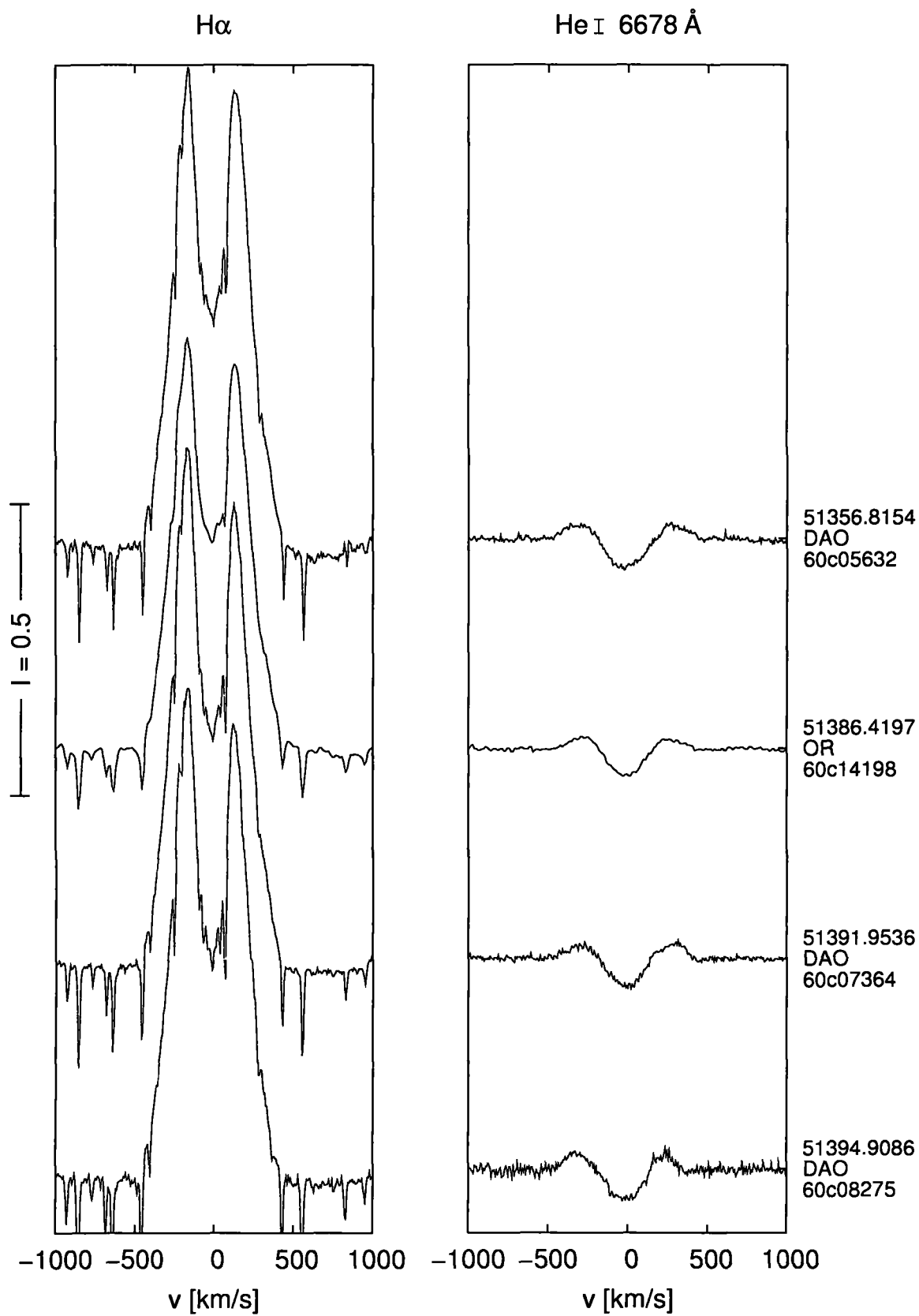


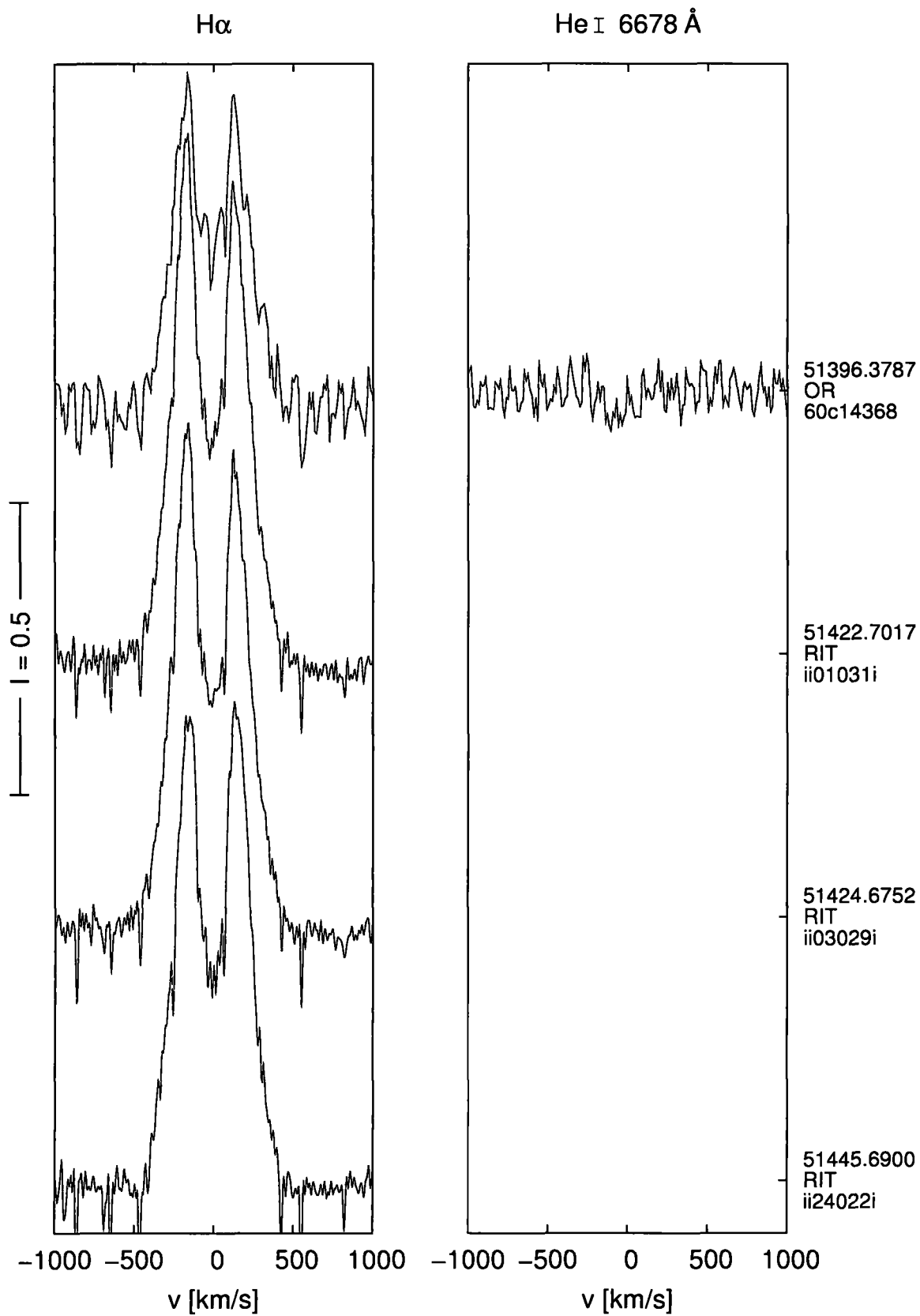


PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A He I 6678 Å

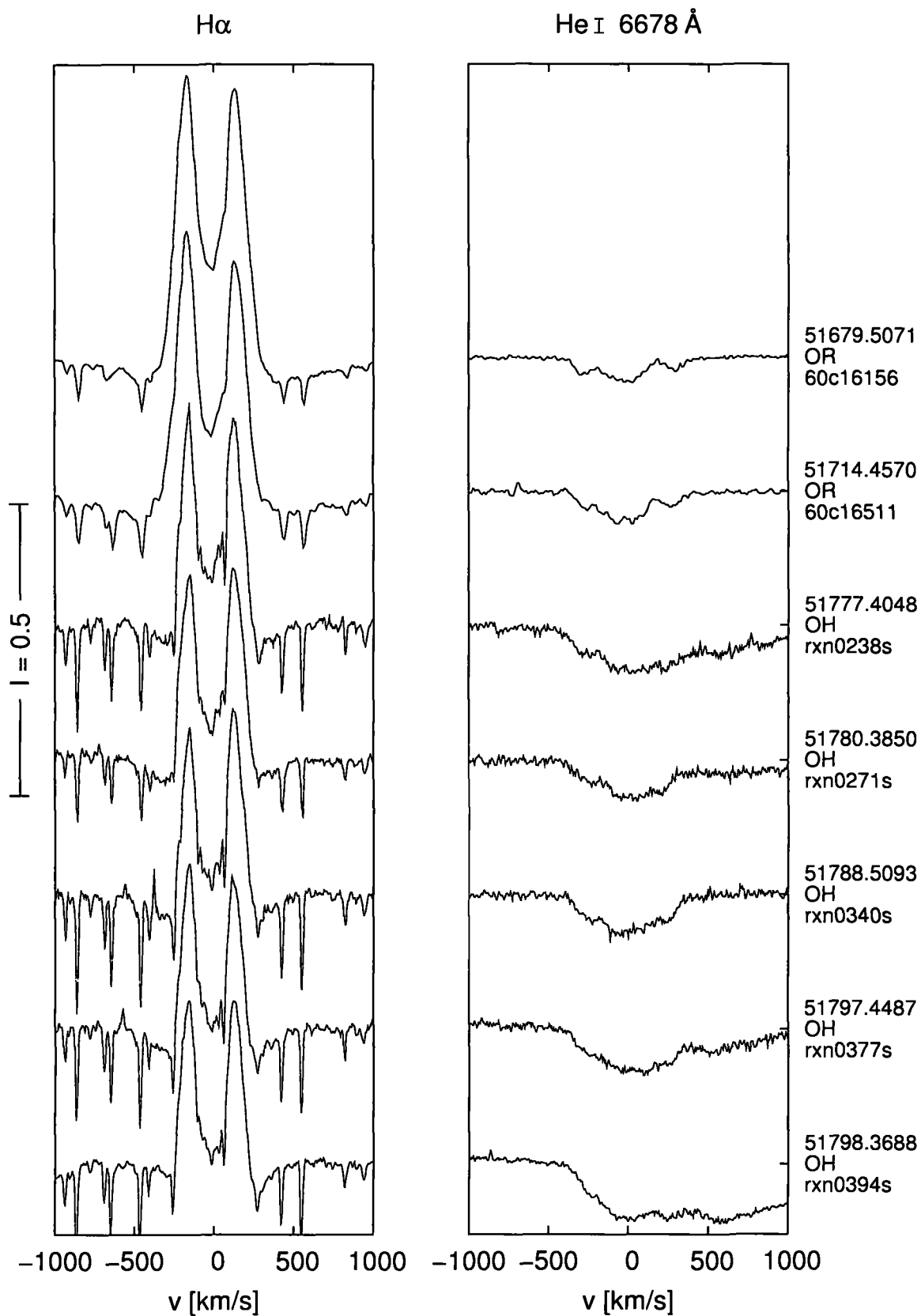


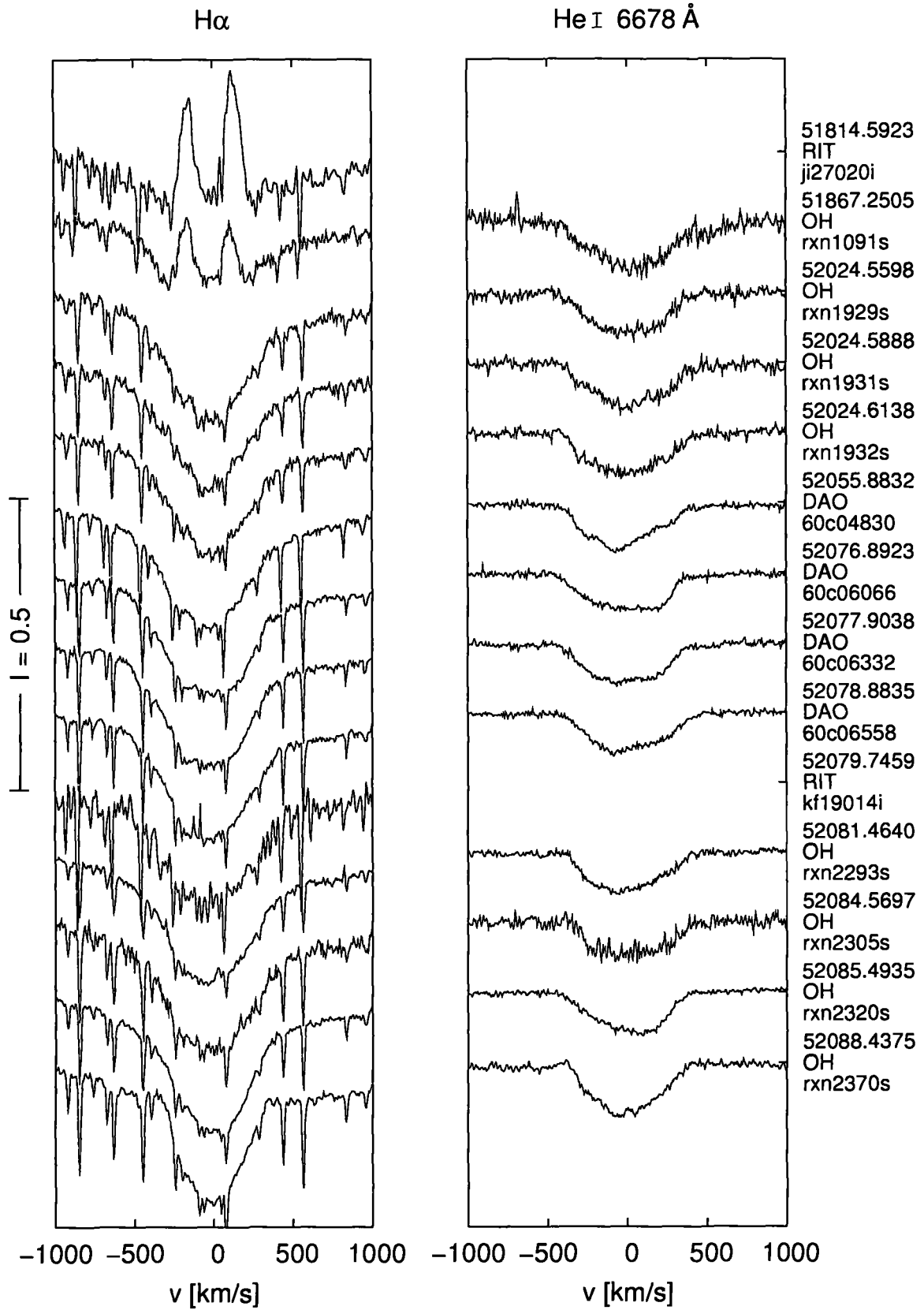






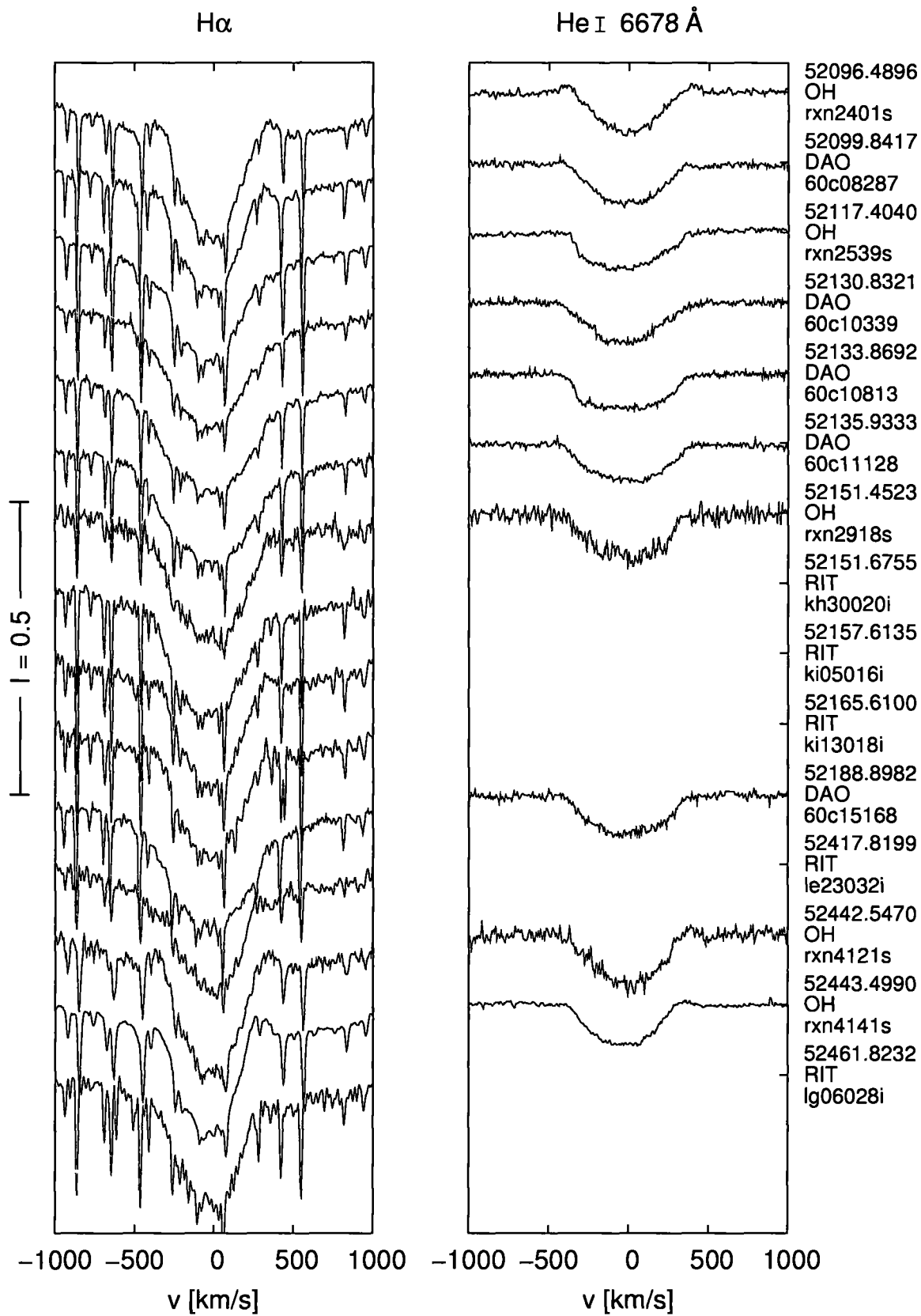
PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A He I 6678 Å



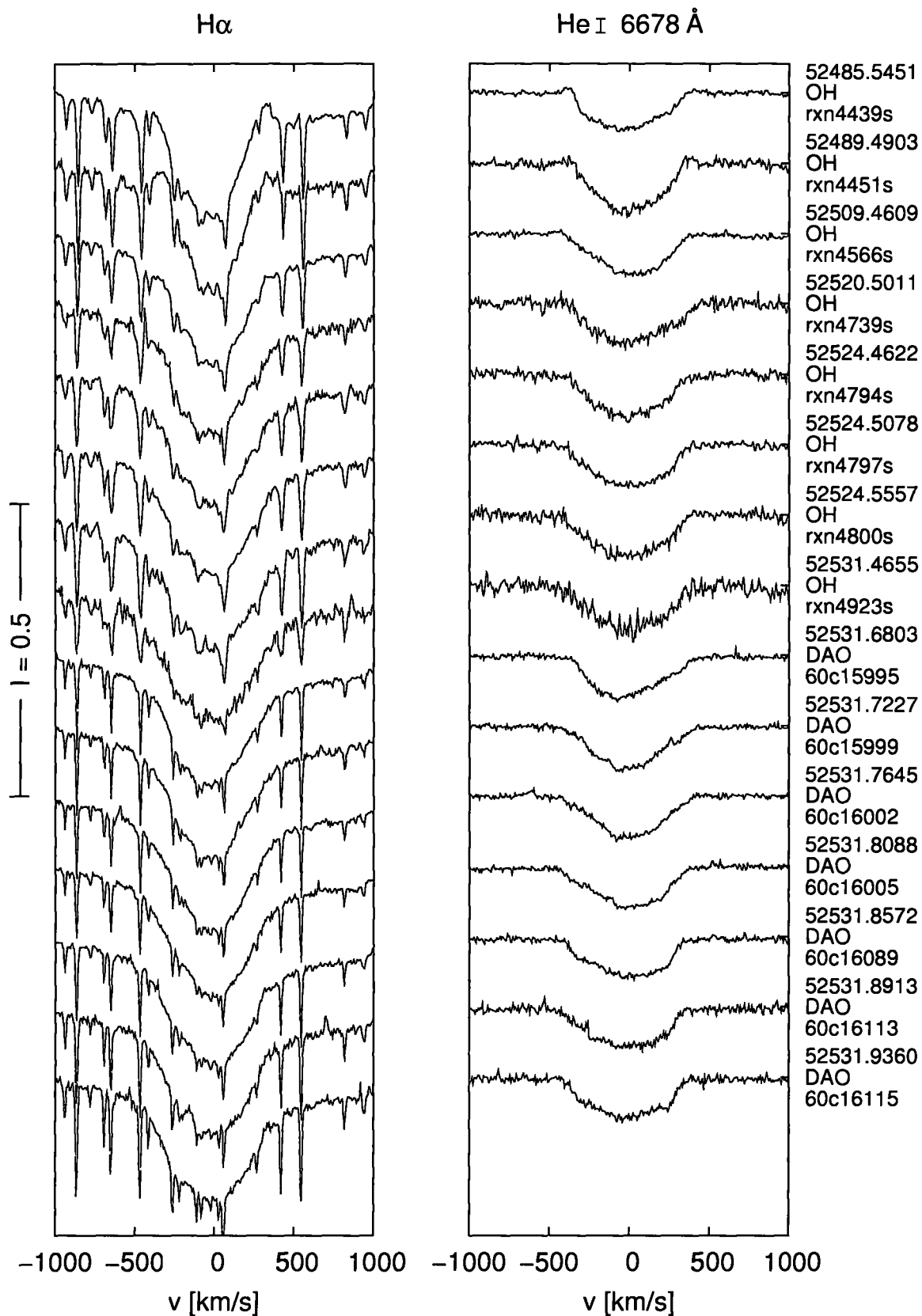


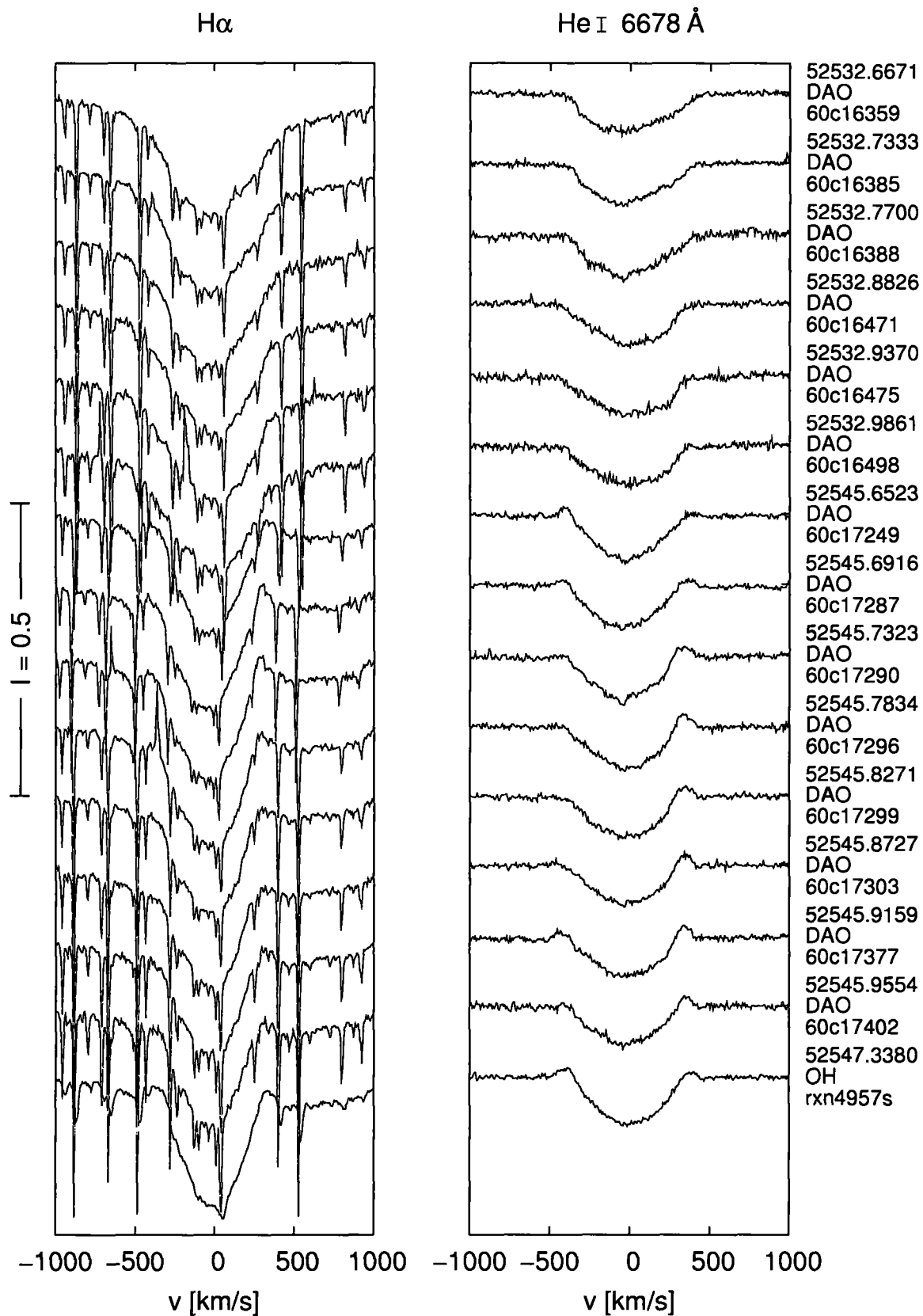


PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A  $He I 6678 \text{ \AA}$

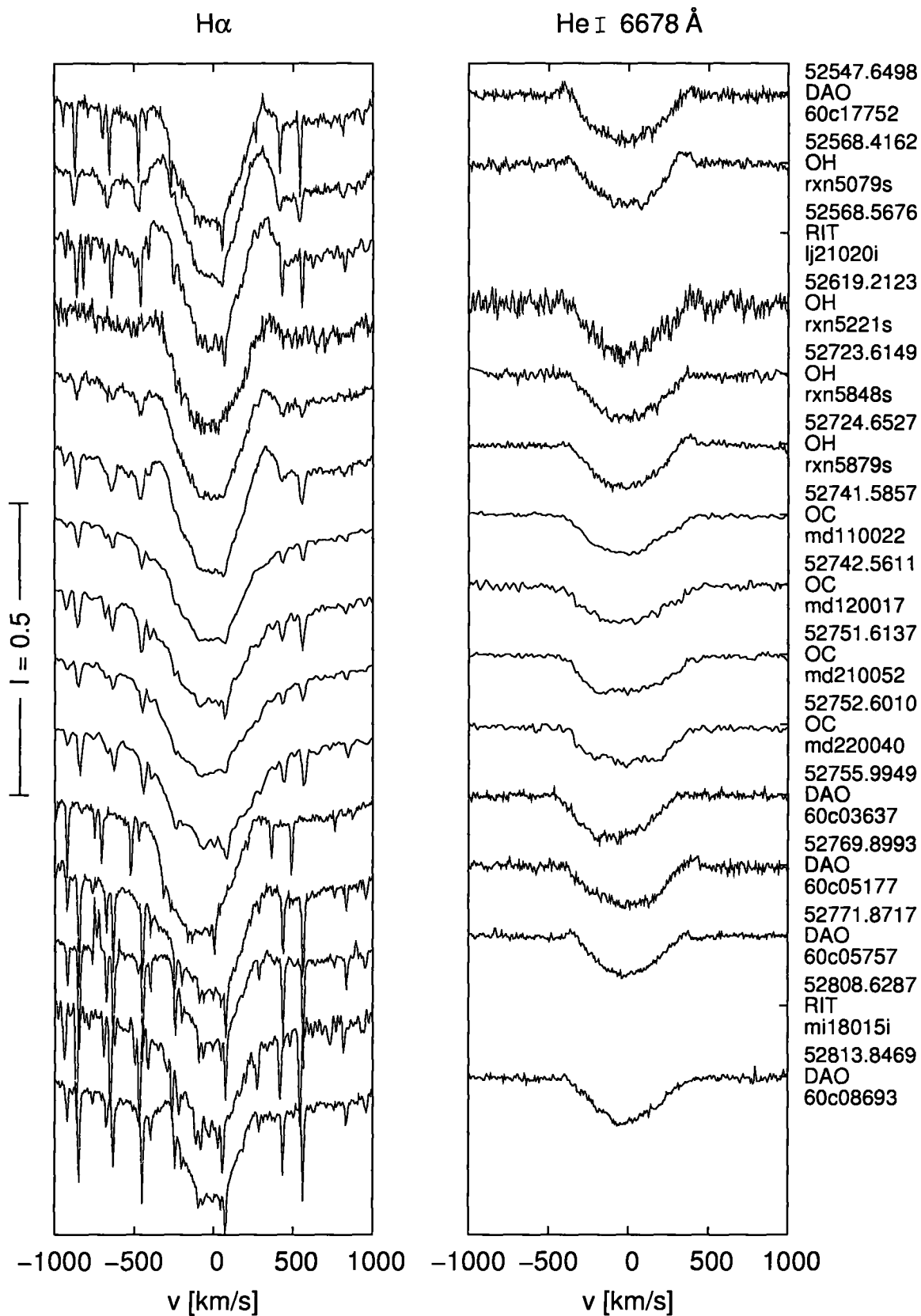


PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A He I 6678 Å

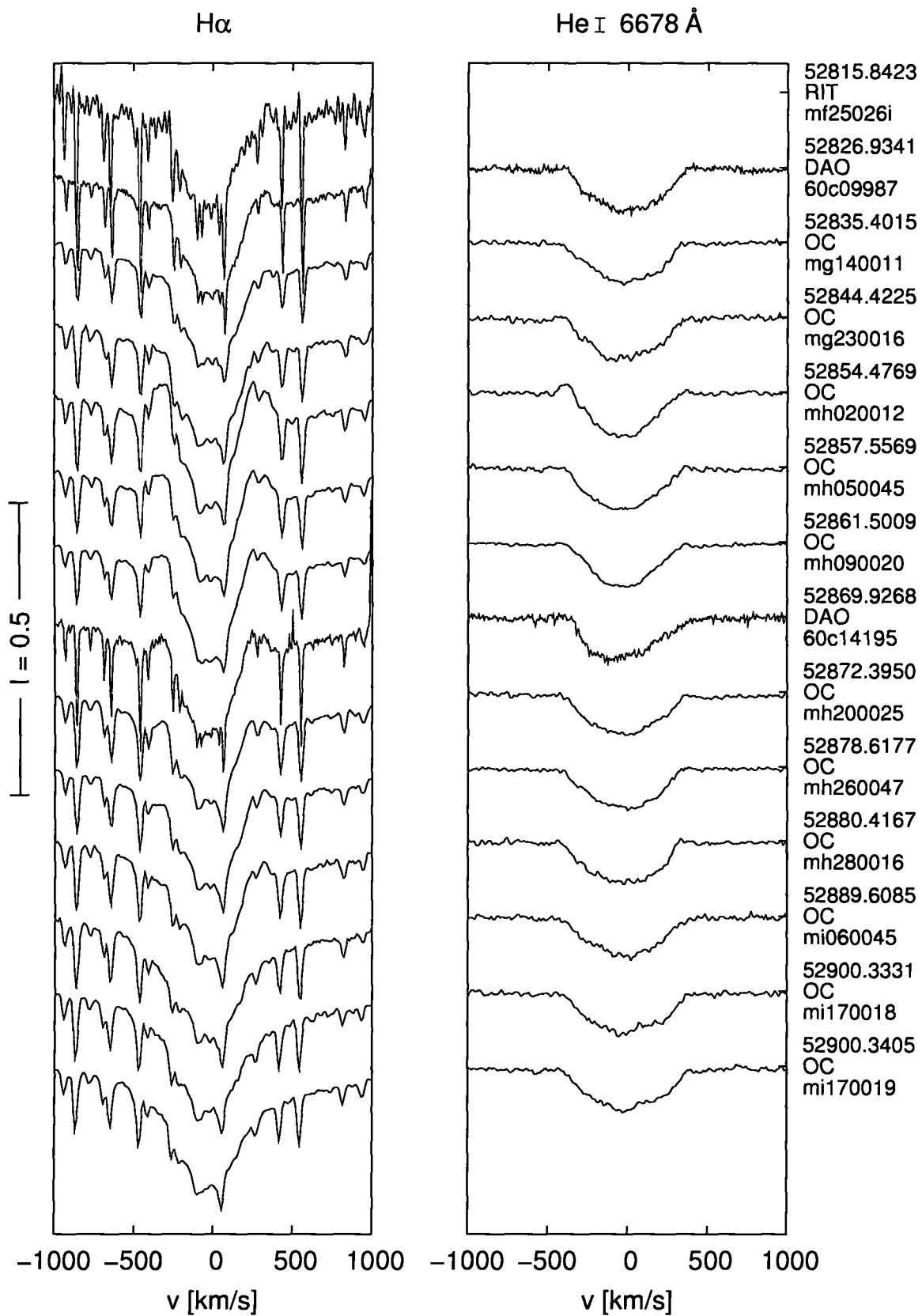




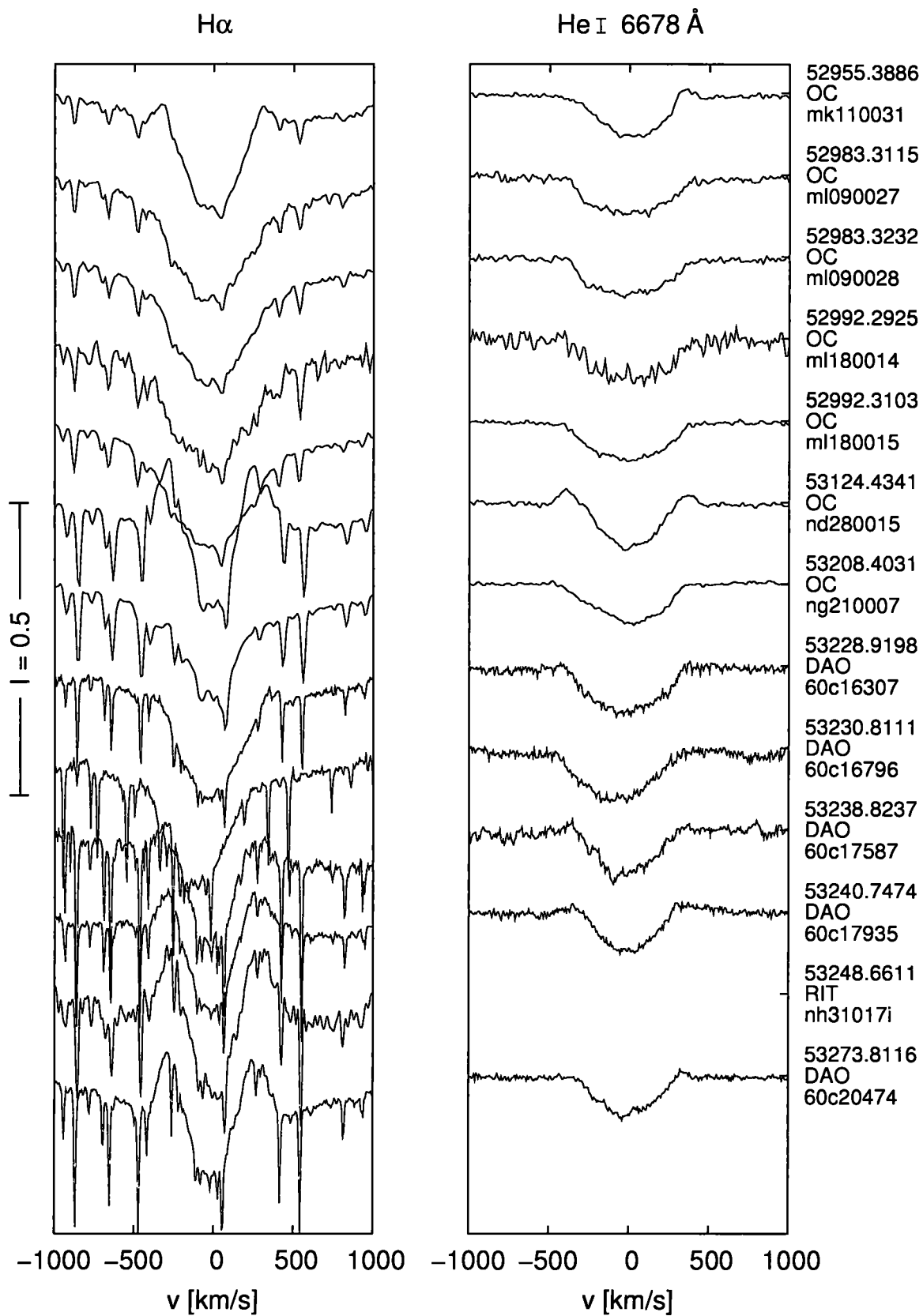
PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A He I 6678 Å

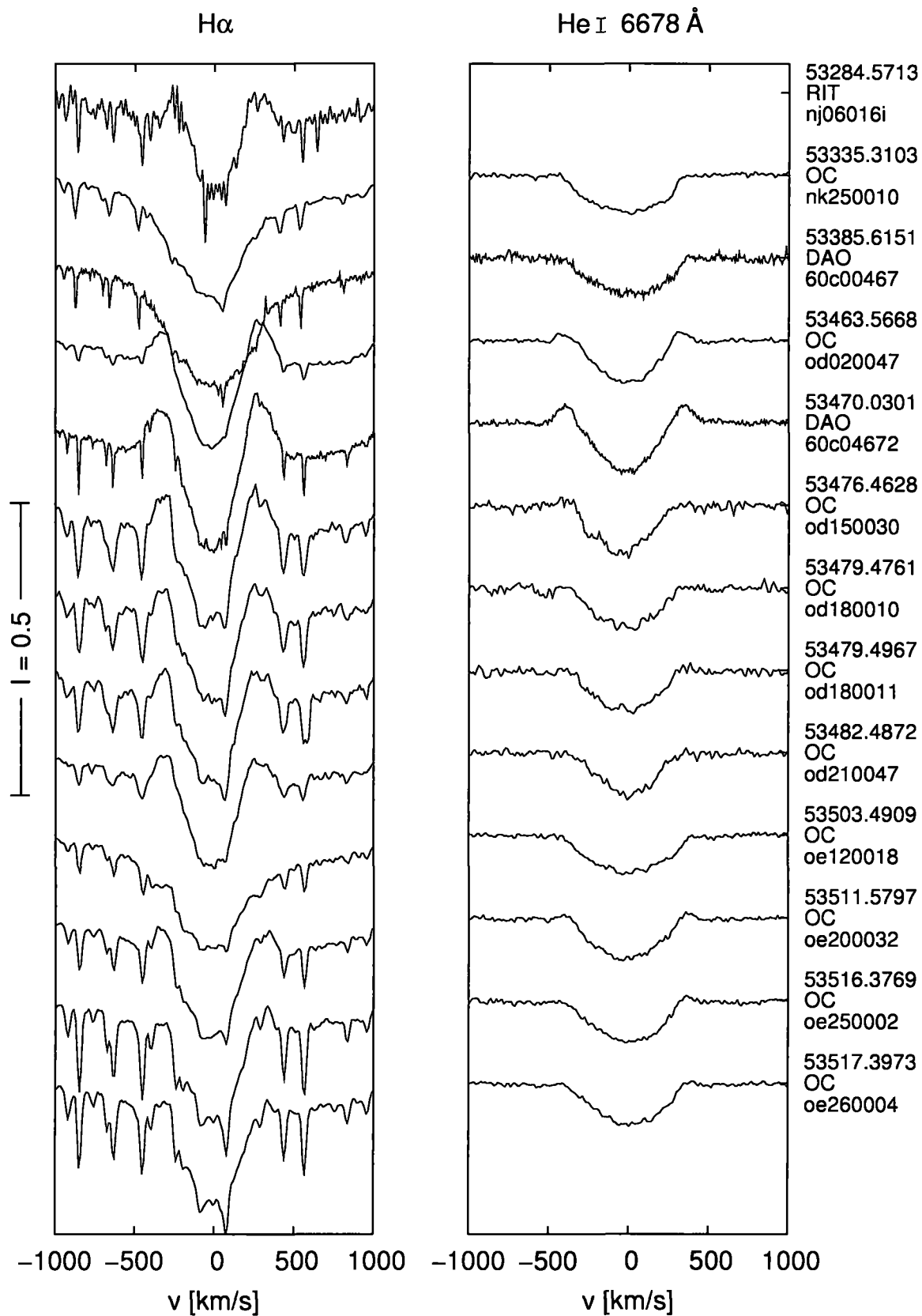


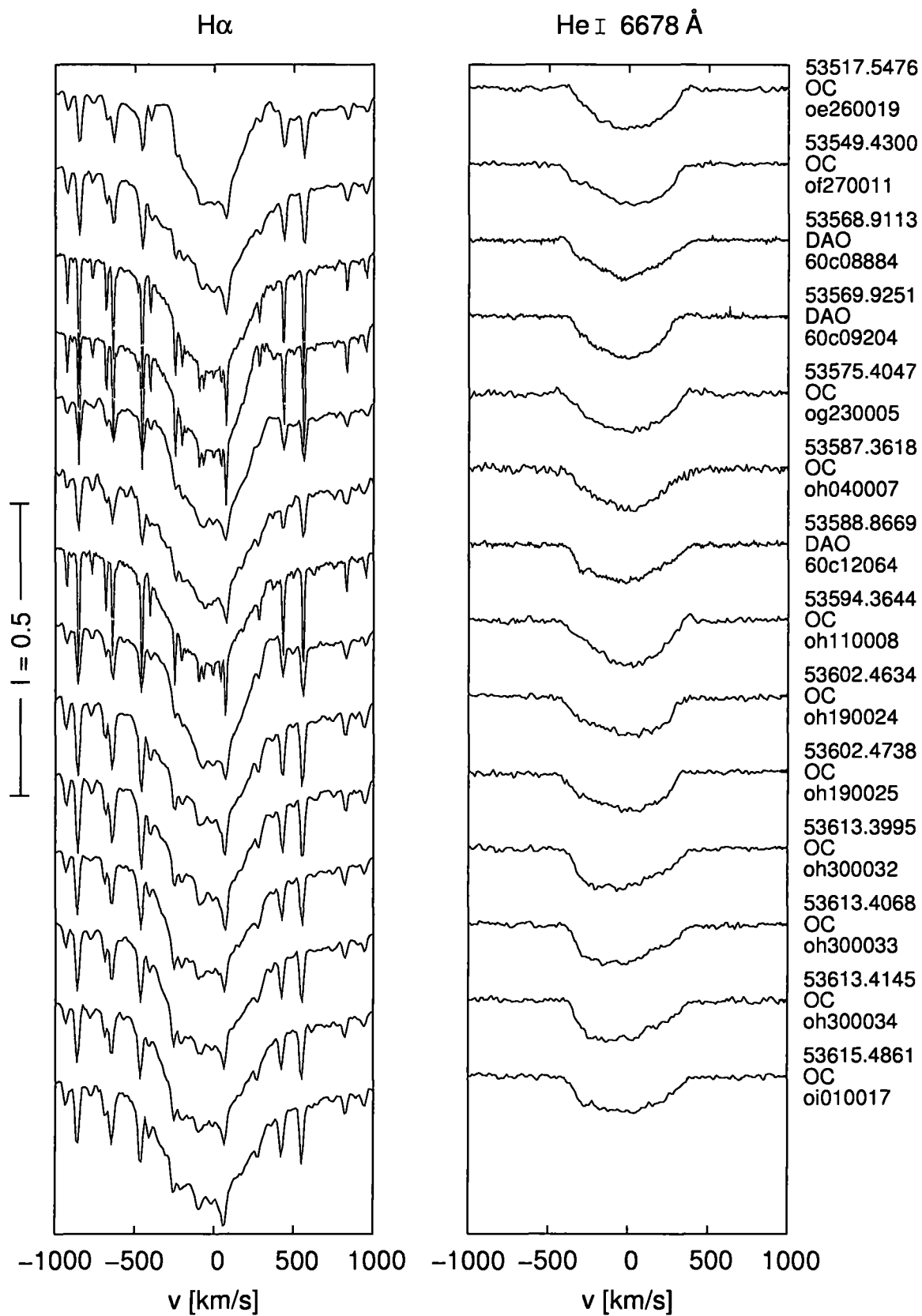
PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A He I 6678 Å



PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A  $He\ I\ 6678\ \text{\AA}$









PŘÍLOHA – PROFILY ČAR  $H\alpha$  A  $He I$  6678 Å

