MASARYKOVA UNIVERZITA Přírodovědecká fakulta

ÚSTAV TEORETICKÉ FYZIKY A ASTROFYZIKY

Bakalářská práce

BRNO 2021

DAVID STOKLÁSEK

MASARYKOVA UNIVERZITA Přírodovědecká fakulta Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

Měření radiálních rychlostí exoplanetárních kandidátů

Bakalářská práce

David Stoklásek

Vedoucí práce: Mgr. Marek Skarka, Ph.D. Brno 2021

Bibliografický záznam

Autor:	David Stoklásek Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita Ústav teoretické fyziky a astrofyziky
Název práce:	Měření radiálních rychlostí exoplanetárních kandidátů
Studijní program:	PřF B-FY Fyzika
Studijní obor:	PřF ASTR Astrofyzika
Vedoucí práce:	Mgr. Marek Skarka, Ph.D.
Akademický rok:	2020/2021
Počet stran:	vii + 35
Klíčová slova:	Radiální rychlost; IRAF; Spektroskopie; Exoplaneta

Bibliographic Entry

Author:	David Stoklásek Faculty of Science, Masaryk University Department of Theoretical Physics and Astrophysics
Title of Thesis:	Radial velocity measurements of the exoplanetary candidates
Degree Programme:	PřF B-FY Physics
Field of Study:	PřF ASTR Astrophysics
Supervisor:	Mgr. Marek Skarka, Ph.D.
Academic Year:	2020/2021
Number of Pages:	vii + 35
Keywords:	Radial velocity; IRAF; Spectroscopy; Exoplanet

Abstrakt

V této bakalářské práci se věnujeme studiu tří exoplanetárních kandidátů, z nichž dva byli identifikováni Pavlem Cagašem v rámci přehlídky TCMT (var91 Aql1, var158 Aur2) a jeden byl nalezen družicí TESS (TOI-1169.01). Spektra pro tuto práci byla pořízena v Ondřejově prostřednictvím Perkova 2m dalekohledu a Ondřejovského ešeletového spektrografu, a na slovenské observatoři Skalnaté Pleso. Pro posouzení exoplanetárního původu pozorovaných zákrytů jsme v balíku IRAF spektra analyzovali a extrahovali z nich radiální rychlosti. Kandidáti z přehlídky TCMT byli označeni za vícehvězdné systémy – v případě var158 Aur2 tak bylo učiněno na základě pozorovaného štěpení spektrálních čar, u var91 Aql1 hrál významnou roli i tvar kompletní fázové křivky radiálních rychlostí. Rovněž jsme pro tento systém dokázali vytvořit model v programu PHOEBE. Tento model nám poskytl hodnoty mnoha dalších parametrů daného systému, například inklinace $i = 78,78^\circ$, hmotností jednotlivých složek $M_1 = 1,37 \text{ M}_{\odot}$ a $M_2 = 1,24 \text{ M}_{\odot}$, poloměru oběžné dráhy $a = 12,58 \text{ R}_{\odot}$. U kandidáta TOI-1169.01 nemohl být jednoznačně potvrzen exoplanetární původ pozorovaných zákrytů. Horní limit hmotnosti předpokládané exoplanety jsme stanovili na 1,6 M_J a tento systém je tak vhodným cílem pro další, přesnější pozorování.

Abstract

In this thesis, we study three exoplanetary candidates, from which two were identified by Pavel Cagaš as a part of his TCMT Sky Survey (var91 Aql1, var158 Aur2), and the other was discovered by TESS (TOI-1169.01). To come to a conclusion about exoplanetary origin of the observed transits, we examined spectroscopic data from the 2m Perek Telescope in Ondřejov using the Ondřejov Echelle Spectrograph and spectra from Slovak observatory Skalnaté Pleso. From these spectra, radial velocities were extracted and the spectra were also checked for spectral lines splitting, both done in IRAF. Candidates from the TCMT Sky Survey showed double spectral lines, thus, we classified these objects as binary stars. In addition, quality of the data set for the var91 Aql1 candidate made it possible to create a model for the binary system using PHOEBE software. We estimated some parametres of the system, for example, inclination $i = 78.78^{\circ}$, masses of both stars $M_1 = 1.37 \text{ M}_{\odot}$ and $M_2 = 1.24 \text{ M}_{\odot}$, radius of the orbit $a = 12.58 \text{ R}_{\odot}$. Study of the TESS candidate did not lead to any conclusive result but an estimation of maximum mass of the orbiting body of about 1.6 M_J, leaving the candidate on the list for future observations.

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Akademický rok: 2020/2021

Ústav:	Přírodovědecká fakulta		
Student:	David Stoklásek		
Program:	Fyzika		
Obor:	Astrofyzika		

Ředitel ústavu PřF MU Vám ve smyslu Studijního a zkušebního řádu MU určuje bakalářskou práci s názvem:

Název práce: Měření radiálních rychlostí exoplanetárních kandidátů		
Název práce anglicky:	Radial velocity measurements of the exoplanetary candidates	
Jazyk závěrečné práce:	čeština	

Oficiální zadání:

Kandidáty na exoplanety identifikované na základě fotometrických měření je nutné potvrdit také spektroskopicky a prokázat, že se skutečně jedná o objekty planetárních hmotností. Cílem práce bude vytvořit křivku radiálních rychlostí na základě dat ze spektrografu OES na dvoumetrovém Perkově dalekohledu Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově a potvrdit či vyvrátit exoplanetární povahu vybraných kandidátů.

Vedoucí práce:	Mgr. Marek Skarka, Ph.D.
Datum zadání práce:	27. 11. 2020
V Brně dne:	10. 2. 2021

Zadání bylo schváleno prostřednictvím IS MU.

David Stoklásek, 21. 1. 2021 Mgr. Marek Skarka, Ph.D., 26. 1. 2021 Mgr. Michael Krbek, Ph.D., 1. 2. 2021

Poděkování

Na tomto místě bych chtěl poděkovat zejména Mgr. Marku Skarkovi, PhD., za nesmírnou porci trpělivosti a ochoty, s níž mě touto prací provedl, jakož i za odborné rady a předané zkušenosti. Dík patří rovněž Exoplanetární Skupině Astronomického ústavu AV ČR, jež mi ve spolupráci s kolegy ze Slovenska poskytla data, na nichž je tato práce postavena. Dále bych rád poděkoval své rodině za podporu, kterou jsem vnímal po celou dobu studia, Michalu Szekeresovi za pomoc se zprovozněním balíku IRAF, Tomáši Plškovi za praktické rady k práci ve PHOEBE, a Vendule Slavíkové za morální podporu a častou pomoc s reformulací některých pasáží v této práci.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svoji bakalářskou práci vypracoval samostatně pod vedením vedoucího práce s využitím informačních zdrojů, které jsou v práci citovány.

David Stoklásek

Brno 28. května 2021

Obsah

Úv	od.		1
1.	Ob	éžná dráha planety	3
	1.1	Popis elipsy.	3
	1.2	Charakterizace oběžné dráhy	5
	1.3	Keplerovy zákony	6
	1.4	Oběžné dráhy a radiální rychlosti	8
	1.5	Shrnutí pozorovatelných veličin	9
2.	Spe	ktroskopie a měření radiálních rychlostí	10
	2.1	Úvod ke spektroskopii	10
		2.1.1 Ešeletová spektroskopie	12
	2.2	Princip měření radiálních rychlostí	12
3.	Vol	ba kandidátů a postup při zpracování dat	14
	3.1	Fotometrická data	14
	3.2	Spektroskopická data	15
	3.3	Zpracování dat	17
		3.3.1 Extrakce spektra	18
		3.3.2 Kroskorelační funkce	20
		3.3.3 Korekce a určení radiálních rychlostí	21
4.	Výs	ledky zpracování dat	23
	4.1	Var91 Aql1	23
	4.2	Var158 Aur2	26
	4.3	TOI-1169.01	29
Zá	věr		32
Se	znan	n použité literatury	34

Úvod

V současné době čeká na vyhodnocení více než 4000 exoplanetárních kandidátů (e1). Určení změny radiální rychlosti je jednou z možností jak o kandidátovi rozhodnout – můžeme díky její znalosti stanovit spodní limit hmotnosti doposud neznámého tělesa, a právě hmotnost je hlavním kritériem při klasifikaci vesmírných objektů. Pro stanovení této rychlosti je zapotřebí sledovat dopplerovský posun čar ve spektru pozorovaného objektu.

Mimo měření radiálních rychlostí lze exoplanety detekovat a zkoumat i dalšími metodami. Mezi ně se řadí kupříkladu metody tranzitní, spočívající v pozorování periodického poklesu jasnosti hvězdy, astrometrická, pozorující samotný pohyb hvězdy na obloze, gravitačního čočkování, využívající ohybu světelných paprsků procházejících blízko velmi hmotného tělesa, a některé další (e2). Z hlediska detekce exoplanet jsou nejvýznamnějšími misemi *Kepler* (e3) a TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite, e4), jež zastupují tranzitní metodu.

Cesta k odhalení a pozorování exoplanet nebyla vůbec jednoduchá. Během 50. a 60. let 20. století se nizozemský astronom Peter van de Kamp pokoušel vysvětlit nesrovnalosti v pohybu Barnardovy hvězdy existencí tělesa planetární hmotnosti (van de Kamp, 1969). Ačkoliv jeho práci vyvrátili Gatewood & Eichhorn (1973), o 45 let později Ribas et al. (2018) pomocí velmi přesného měření radiálních rychlostí potvrdili existenci exoplanety obíhající okolo Barnardovy hvězdy. Tomu ale předcházelo mnoho dalších objevů¹. Pozorování a měření Campbell et al. (1988) naznačovala přítomnost exoplanety obíhající kolem γ Cep, její existence ale byla potvrzena až roku 2003 (Hatzes et al., 2003). Úspěšnější v tomto ohledu byli Wolszczan & Frail (1992), jimž se povedlo u pulzaru PSR 1257+12 detekovat dvě exoplanety, jejichž existence byla záhy potvrzena. Dalším velmi významným krokem ve studiu exoplanet byl objev planety obíhající okolo hvězdy 51 Peg, jež je spektránlního typu G, tedy Slunci podobná (Mayor & Queloz, 1995). Tento objev byl oceněn Nobelovou cenou za fyziku pro rok 2019.

V této práci se zabývám vyhodnocením exoplanetární povahy tří kandidátů. Z posunu spektrálních čar určuji změnu radiální rychlosti pozorovaných hvězd a rozhoduji, zda je možné, aby se jednalo o dvojice hvězda–planeta, či je to kvůli přiliš vysokým rychlostem nereálné. Ovšem bez znalosti hmotností, kandidáty nelze za exoplanety označit. Mode-lováním světelných křivek a křivek radiálních rychlostí v programu PHOEBE (PHysics Of Eclipsing BinariEs) (e5) jsem schopen odhadnout některé parametry pozorovaných systémů – například inklinaci, poměr hmotností složek, délku hlavní poloosy, a další.

Většina spekter použitých v této práci (37) byla pořízena Ondřejovským ešeletovým spektrografem (OES) umístěným na dvoumetrovém Perkově dalekohledu (Astro-

 $^{^{1}}$ K datu 28.5.2021 bylo potvrezno 4389 kandidátů – z toho 3333 jich bylo objeveno tranzitní metodou, 842 metodou radiálních rychlostí, 108 mikročočkováním a jedna jediná metodou astrometrie (e1).

nomický ústav AV ČR, v.v.i.). Pouhých 6 spekter bylo pořízeno mimo Ondřejov, a sice na observatoři Skalnaté Pleso na Slovensku. Ke zpracování spektroskopických dat využívám balíčku IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) a pomocných skriptů, které jsem si sám vytvořil v Pythonu.

V kapitole 1 jsou nejprve definovány pojmy planeta a exoplaneta, po čemž následuje popis jejich oběžné dráhy. V kapitole 2 je stručně popsán vznik spektrálních čar a ešeletová spektroskopie. Následuje vysvětlení principu měření radiálních rychlostí spolu s možnostmi dosažení vysoké přesnosti jejich měření. Ve 3. kapitole vysvětluji volbu kandidátů a postupně popisuji kroky při zpracování surových spektroskopických snímků. Po jejich zpracování a extrakci 1D spekter lze pomocí kroskorelace určit radiální rychlosti pozorovaných objektů – toto je popsáno v podkapitolách 3.3.2 a 3.3.3. A konečně, kapitola 4 je věnována výstupům ze zpracování získaných spekter. Každému ze tří kandidátů je vyhrazena samostatná sekce, v níž jsou popsány naměřené radiální rychlosti a případně i další zjištěné parametry.

Kapitola 1

Oběžná dráha planety

Kritéria pro klasifikaci tělesa jako planety Sluneční soustavy byla definována na zasedání Mezinárodní astronomické unie (IAU) v Praze roku 2006 (e6) a vypadají následovně:

- nebeské těleso, které je na oběžné dráze okolo Slunce, a zároveň
- má dostatečnou hmotnost, aby vlivem vlastní gravitace překonalo síly tuhého tělesa a mělo tak ve stavu hydrostatické rovnováhy přibližně kulový tvar,
- vyčistilo okolí své oběžné dráhy.

V případě exoplanet existuje definic více, a to zejména kvůli nejasnému přechodu mezi planetami a hnědými trpaslíky. Definice IAU z roku 2003 (e7) zavedla toto dělení:

- Planeta je těleso s hmotností pod hranicí, kdy je schopno zažehnout termonukleární fúzi deuteria (cca 13 M_J – hmotností Jupiteru).
- Hnědý trpaslík je těleso s hmotností nad 13 M_J, které ale nemá dostatečnou hmotnost k fúzi vodíku. Na způsobu vzniku tělesa nezáleží.
- Hnědý podtrpaslík je těleso planetárních hmotností, volně se pohybující prostorem.

1.1 Popis elipsy

Jako ve všech orbitujících systémech, hvězda i planeta obíhají po eliptických drahách okolo společného středu hmotnosti ležícího v jednom z ohnisek elipsy (viz obrázek 1.1). Takovou elipsu lze popsat polárními souřadnicemi (s počátkem v ohnisku):

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e\cos\nu},$$
 (1.1)

nebo v kartézských souřadnicích (s počátkem ve středu):

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \qquad (1.2)$$

-3-

s hlavní poloosou *a* a vedlejší poloosou *b* svázanou s excentricitou *e* vztahem:

$$b^2 = a^2(1 - e^2). (1.3)$$

Vzdálenost v pericentru q a vzdálenost v apocentru Q jsou dány vztahy:

$$q = a(1-e)$$

 $Q = a(1+e)$. (1.4)

Úsečka spojující ohnisko a okraj elipsy, rovnoběžná s vedlejší poloosou definuje tzv. parametr elipsy

$$p = a(1 - e^2). (1.5)$$



Obrázek 1.1: Nákres eliptické dráhy. Polohu bodu – planety lze popsat pravou anomálií, v, vzhledem k elipse, nebo excentrickou anomálií, E, vzhledem k opsané kružnici. Ohnisko F_1 je barycentrem systému, ohnisko F_2 je prázdné. Převzato a upraveno z Perryman (2018).

Tři různé úhly v rovině oběžné dráhy (obrázek 1.1), nazývané anomálie, slouží k popisu pozice planety na orbitě kolem barycentra v určitém čase (e8). Pravá anomálie, v(t), je úhel svíraný hlavní poloosou a úsečkou spojující polohu objektu s barycentrem (roste v matematicky kladném směru). Excentrická anomálie, E(t), odpovídá úhlové vzdálenosti, kterou by objekt urazil po opsané kružnici. Pravá a excentrická anomálie jsou geometricky provázány:

$$\cos \mathbf{v}(t) = \frac{\cos E(t) - e}{1 - e \cos E(t)}, \qquad (1.6)$$

případně pak

$$\tan \frac{\mathbf{v}(t)}{2} = \left(\frac{1+e}{1-e}\right)^{1/2} \tan \frac{E(t)}{2}.$$
 (1.7)

Střední anomálie, M(t), je úhel odpovídající fiktivnímu střednímu pohybu po oběžné dráze, používaný k výpočtu pravé anomálie.

$$n \equiv \frac{2\pi}{P} \,, \tag{1.8}$$

kde *P* je perioda. Střední anomálie v čase $t - t_p$ po průchodu pericentrem je definována jako:

$$M(t) = \frac{2\pi}{P} (t - t_{\rm p}) \equiv n(t - t_{\rm p}) \,. \tag{1.9}$$

Vztah mezi střední anomálií, M(t) a excentrickou anomálií, E(t), lze odvodit z dynamiky oběhu. Tento vztah, Keplerova rovnice, vypadá následovně:

$$M(t) = E(t) - e\sin E(t).$$
 (1.10)

Poloha objektu na jeho oběžné dráze v libovolném čase tak může být určena vypočtením střední anomálie v daném čase podle rovnice 1.9, iterativním vyřešením transcendentní rovnice 1.10 pro excentrickou anomálii, E, a následným využitím rovnice 1.6 k získání pravé anomálie, v.

1.2 Charakterizace oběžné dráhy

Keplerovská trojrozměrná oběžná dráha (obrázek 1.2) je popsána sedmi parametry: *a*, *e*, *P*, t_p , *i*, Ω , ω . První dva, *a* a *e*, udávají velikost a tvar dráhy. Perioda, *P*, je spjata s hlavní poloosou *a*, a hmotnostmi složek skrze třetí Keplerův zákon, zatímco t_p nese informaci o poloze objektu na jeho oběžné dráze v daném referenčním čase, obecně vůči určenému průchodu pericentrem.

Tři úhly (i, Ω, ω) reprezentují průmět skutečné oběžné dráhy do roviny tečné k nebeské sféře; závisejí jen na orientaci pozorovatele k rovině oběžné dráhy. Dle obrázku 1.2:

- *i* určuje inklinační úhel¹ oběžné dráhy vzhledem k referenční rovině, $0 \le i < 180^{\circ}$. $i = 0^{\circ}$ odpovídá oběžné dráze natočené kolmo k pozorovateli. U dvojhvězd se pohyb označuje za prográdní pro $i < 90^{\circ}$, retrográdní pro $i > 90^{\circ}$ a promítnutý do přímky pro $i = 90^{\circ}$.
- Ω popisuje délku vzestupného uzlu měřeného v referenční rovině. Je to uzel, v němž se objekt pozoruje směrem od pozorovatele skrze referenční rovinu.

¹Je-li inklinační úhel studovaného systému dostatečně blízký 90° (s ohledem na parametry jeho jednotlivých složek), pak můžeme pozorovat periodické poklesy v jasnosti daného systému a označujeme jej za zákrytový. Zákryty mohou být způsobeny i přechodem (tranzitem) planety přes hvězdný disk. Pozorování a analýza těchto dějů tvoří tranzitní metodu detekce exoplanet.

ω udává argument šířky pericentra. Je to úhlová souřadnice pericentra objektu vzhledem k jeho vzestupnému uzlu. Měří se v rovině oběžné dráhy, ve směru pohybu. Pro e = 0, kdy pericentrum není definováno, lze zvolit ω = 0 tak, že t_p udává čas průchodu uzlem.



Obrázek 1.2: Eliptická oběžná dráha ve třech rozměrech. Referenční rovina je tečná k nebeské sféře, *i* je inklinace oběžné dráhy, vzestupný a sestupný uzel definují průnik referenční roviny s rovinou orbity. Délka vzestupného uzlu Ω je měřena v referenční rovině. Úhel určující argument šířky pericentra je označen jako ω . Prává anomálie v(t) je časově závislý úhel udávající polohu obíhajícího tělesa na jeho oběžné dráze. Převzato a upraveno z Perryman (2018).

1.3 Keplerovy zákony

Keplerovy zákony říkají, že:

- 1. oběžná dráha planety má tvar elipsy se Sluncem v jednom z ohnisek,
- 2. průvodič rychlosti opisuje uvnitř elipsy konstantní plochu za jednotku času,
- 3. poměr druhých mocnin period je roven poměru třetích mocnin hlavních poloos oběžných drah.

První a třetí zákon je důsledkem gravitačního zákona, zatímco druhý zákon se řídí zákonem zachování momentu hybnosti (a platí pro libovolný radiální zákon přitažlivosti). Kepler tyto zákony formuloval pro oběžné dráhy kolem Slunce, ale odpovídající formulace jsou platné také pro oběžné dráhy kolem barycentra.

Pro obecný problém dvou těles, kdy nelze zanedbat hmotnost žádného z těles, jsou oběžné dráhy obou elipsy s jedním z ohnisek ve společném barycentru. Keplerův třetí zákon přechází do obecné podoby:

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{GM} a^3, (1.11)$$

kde *M* a *a* nabývají různých hodnot dle typu měřené orbity:

• relativní orbita: pohyb planety, vztažený ke hvězdě a ne k barycentru, lze popsat pomocí gravitačního zrychlení GM/r^2 , kde r je okamžitá vzdálenost planety od hvězdy

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e\cos\nu}.$$
 (1.12)

Pak

$$P^{2} = \frac{4\pi^{2}}{G(M_{\star} + M_{\rm p})} a_{\rm rel}^{3}, \qquad (1.13)$$

kde počátek souřadnic leží ve hvězdě, nikoli v barycentru, a a_{rel} je délka hlavní poloosy relativní oběžné dráhy. Pro $M_p \ll M_{\star}$, v jednotkách pro oběžnou dráhu Země

$$P \simeq 1 \operatorname{rok}\left(\frac{a_{\text{rel}}}{\text{au}}\right)^{3/2} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right)^{-1/2}.$$
 (1.14)

absolutní orbita: oběžná doba hvězdy kolem barycentra systému je dána

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{GM'}a_{\star}^3,$$
 (1.15)

kde

$$M' \equiv \frac{M_p^3}{(M_\star + M_p)^2},$$
 (1.16)

a a_{\star} je velikost hlavní poloosy oběžné dráhy elipsy kolem středu hmotnosti. Analogicky lze určit velikost hlavní poloosy oběžné dráhy planety kolem barycentra $a_{\rm p}$.

Z výše zmíněného plyne, že parametry všech oběžných drah jsou v svázány následujícími poměry $a_{\star}: a_{\rm p}: a_{\rm rel} = M_{\rm p}: M_{\star}: (M_{\star} + M_{\rm p})$, přičemž $a_{\rm rel} = a_{\star} + a_{\rm p}$. Dále platí $e_{\rm rel} = e_{\star} = e_{\rm p}$, $P_{\rm rel} = P_{\star} = P_{\rm p}$, všechny orbity leží v téže rovině a jejich argumenty šířky pericentra, ω , se liší o 180°.

1.4 Oběžné dráhy a radiální rychlosti

Vzájemný pohyb planety a hvězdy kolem barycentra (středu hmotnosti) má za následek periodické změny tří pozorovatelných vlastností hvězdy – radiální rychlosti, polohy, zpoždění či zrychlení periodických dějů (Perryman, 2018).

Z obrázku 1.2, který lze rovněž chápat jako vyobrazení oběhu hvězdy kolem barycentra, lze odvodit předpis pro souřadnici z

$$z(t) = r(t)\sin i\sin\left(\omega + \nu\right), \qquad (1.17)$$

kde r(t) je vzdálenost od barycentra. Pak:

$$v_{\rm r} \equiv \dot{z} = \sin i [\dot{r} \sin (\omega + \nu) + r \dot{\nu} \cos (\omega + \nu)]. \qquad (1.18)$$

Po algebraických úpravách dospějeme k výrazu

$$v_{\rm r} = K[\cos\left(\omega + \nu\right) + e\cos\omega], \qquad (1.19)$$

kde velikost amplitudy radiální rychlosti je dána

$$K \equiv \frac{2\pi}{P} \frac{a_{\star} \sin i}{(1 - e^2)^{1/2}} \,. \tag{1.20}$$

Z rovnice 1.19 je patrné, že velikost radiální rychlosti v_r periodicky osciluje mezi hodnotami $K(e \cos \omega \pm 1)$. Tvar křivky radiální rychlosti je určen parametry e a ω , které společně s periodou P umožňují zjistit hodnotu výrazu $a_{\star} \sin i$, avšak ani a_{\star} ani i nelze určit samostatně. Dosazením rovnic 1.15 a 1.16 (upravena o závislost na inklinaci) do rovnice 1.21 získáme

$$K^{2} = \frac{G}{(1-e^{2})} \frac{1}{a_{\star} \sin i} \frac{M_{p}^{3} \sin^{3} i}{(M_{\star} + M_{p})^{2}}.$$
 (1.21)

Se znalostí součinu $a_{\star} \sin i$ jsme tedy schopni určit hodnotu hmotnostní funkce \mathcal{M}

$$\mathscr{M} \equiv \frac{M_{\rm p}^3 \sin^3 i}{(M_\star + M_{\rm p})^2} \,. \tag{1.22}$$

Pro $M_{\rm p} \ll M_{\star}$ dojde ke zjednodušení na

$$\mathscr{M} \simeq \frac{M_{\rm p}^3 \sin^3 i}{M_{\star}^2} \,. \tag{1.23}$$

Je-li možné odhadnout M_{\star} například ze spektrálního typu, pak lze určit i hodnotu součinu $M_{\rm p} \sin i$ a získat tak odhad minimální hmotnosti menšího tělesa, které může být i planetou.

1.5 Shrnutí pozorovatelných veličin

Ze sedmi veličin popisujících oběžnou dráhu ve třech rozměrech $(a, e, P, t_p, i, \Omega, \omega)$ nelze z měření radiálních rychlostí určit délku vzestupného uzlu Ω . Rovněž není možné získat hodnoty a_* a *i*, ale pouze jejich součin. Samotné měření radiálních rychlostí nám neodkryje ani informace o hmotnostech pozorovaných objektů. Pro tyto účely je zapotřebí využít i astrometrická či fotometrická data ke zpřesnění odhadu inklinačního úhlu *i*. Bez toho není možné rozhodnout, zda se jedná například o velmi hmotný objekt s nízkým inklinačním úhlem, či o objekt planetární hmotnosti.

Kapitola 2

Spektroskopie a měření radiálních rychlostí

2.1 Úvod ke spektroskopii

Spektroskopie je odvětvím fyziky, které má využití v mnoha dalších přírodovědných oborech. Umožňuje studovat strukturu vzdálené hmoty skrze vyzářené elektromagnetické vlnění.

Jak známo, atomy jsou tvořeny kladně nabitým, jádrem, které kolem sebe váže záporně nabité elektrony. Elektrony v atomech lze popsat jako částice i jako vlny, tento dualismus je možné popsat pomocí kvantové mechaniky. Podle klasické mechaniky by orbitující elektron mohl nabývat libovolných hodnot energie, tak tomu ovšem není. O elektronu vázaném k atomárnímu jádru musíme přistupovat jako ke stojaté vlně. Uvažujme elektron v potenciálové jámě tvořené Coulombovským potenciálem

$$E_{\rm P} = \frac{-eq}{4\pi\varepsilon_0 r},\tag{2.1}$$

kde *r* je vzdálenost elektronu od jádra, ε_0 je permitivita vakua, *e* je náboj elektronu a *q* je náboj jádra (protonu). Řešením Schrödingerovy rovnice získáme předpis pro energetické hladiny E_n , na nichž se tento elektron může vyskytovat

$$E_n = -\frac{13.5984 \,\mathrm{eV}}{n^2} = \frac{E_1}{n^2}, \qquad (2.2)$$

kde E_n je energie n-té hladiny, m_e je hmotnost elektronu, h je Planckova konstanta a E_1 je energie první, základní, hladiny. Složitější atomy mají podobnou strukturu energetických hladin, jsou charakteristické pro každý prvek. Hodnota energie základní hladiny udává nejnižší možnou energii, jíž může orbitující elektron nabývat. Hladin s vyšší energií je nekonečně mnoho, avšak po dosažení nezáporné energie dojde k odtržení elektronu a hladiny tak přestávají být relevantní. U atomu vodíku rozlišujeme série spektrálních čar (Lymanovu, Balmerovu, Paschenovu, ... – obrázek 2.1). Čárové spektrum vzniká přechody elektronu mezi hladinami s různou energií. Tyto přechody jsou doprovázeny absorpcí či emisí fotonu o energii odpovídající rozdílů energií daných dvou hladin. Každý přechod v sérii končí na téže hladině (Lymanova série - přechody na základní hladinu, Balmerova série - přechody na druhou hladinu, Paschenova série - přechody na třetí hladinu, ...). V případě Balmerovy série se jednotlivé přechody značí pomocí řeckých písmen (přechod ze třetí hladiny se nazývá H α , ze čtvrté hladiny H β , ...), tato série je pozorovatelná v optické oblasti spektra.

Vlnová délka přechodem vyzářeného či pohlceného fotonu lze určit ze vztahu formulovaného Balmerem pro atom vodíku:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{n_{\rm kon}^2} - \frac{1}{n_{\rm poc}^2}\right),\tag{2.3}$$

kde λ značí vlnovou délku, n_{poc} a n_{kon} značí počáteční a koncovou hladinu energie, a $R = 1.0974 \times 10^7 \,\text{m}^{-1}$ je Rydbergova konstanta.



Obrázek 2.1: Energetické hladiny pro atom vodíku. Nalevo je hlavní kvantové číslo n, napravo jemu odpovídající energie v elektronvoltech. Spektrální čáry vznikají přechodem elektronu mezi dvěma hladinami. Pro přechod na vyšší energetickou hladinu musí elektron absorbovat foton (absorpční čáry), při sestupu na nižší hladinu je foton vyzářen (emisní čáry). Je-li elektronem pohlcen foton o energii rovné či vyšší ionizační energii, přestane být vázán na jádro a stává se voným elektronem. Vlnové délky přechodů v Lymanově sérii spadají do ultrafialové oblasti spektra, Balmerova série je pozorovatelná v oblasti viditelného světla, Paschenova série pak spadá do oblasti infračerveného záření. Převzato z e9.

2.1.1 Ešeletová spektroskopie

Rozlišovací schopnost použitého přístroje významně ovlivňuje získané spektrum a je možno ji určit jako (pro šterbinový spektrograf):

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = mN = \frac{l}{\Delta l},$$
(2.4)

kde $\Delta\lambda$ je rozdíl dvou vlnových délek, které ještě lze rozlišit, N je počet štěrbin a Δl je vzdálenost mezi interferenčními maximy, které lze rozlišit. V případě, že místo štěrbin jsou použity vrypy, platí $l = d(\sin i + \sin j)$ a rozlišovací schopnost, *R*, lze vyjádřit následovně:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = mN = \frac{Nd}{\lambda} (\sin i + \sin j), \qquad (2.5)$$

kde *j* je difrakční úhel, *i* je inklinační úhel a *d* je vzdálenost mezi dvěma vrypy (obrázek 2.2). Protože se jednotlivé řády částečně překrývají, jsou do vyšších řádů promítnuty



Obrázek 2.2: Schéma ešeletové difrakční mřížky s vyznačenou vzdáleností mezi dvěma sousedními vrypy d, inklinačním úhlem i, a difrakčním úhlem j. Převzato a upraveno z Appenzeller (2013).

různé části spektra. Odstranění tohoto překryvu nám umožní zkoumat velkou část spektra a je umožneno tzv. cross-disperserem, který celé spektrum roztáhne (zjednodušené schéma fungování ešeletové spektroskopie na obrázku 2.3).

2.2 Princip měření radiálních rychlostí

Okamžité měření hvězdné radiální rychlosti kolem barycentra sytému hvězda-planeta je dáno Dopplerovským posuvem mnoha absorpčních čar, které tvoří hvězdné spektrum.



Obrázek 2.3: Zjednodušené schéma zobrazující princip ešeletové spektroskopie. Signál prochází skrze štěrbinu, a dopadá na ešeletovou mřížku, díky níž dochází k difrakci. Crossdisperser odstraňuje překryv jednotlivých řádů spektra. Výstupem je řádkované spektrum s dobře definovanými řády. Převzato a upraveno z e10.

Pokud se zdroj (hvězda) od vztažné soustavy pozorovatele vzdaluje rychlostí v pod úhlem Θ od úsečky spojující pozorovatele a objekt, je změna vlnové délky

$$\Delta \lambda = \lambda_{\rm poz} - \lambda_{\rm lab} \tag{2.6}$$

spjata s rychlostí vztahem pro relativistický Dopplerův posuv

$$\lambda_{\text{poz}} = \lambda_{\text{lab}} \frac{(1 + \beta \cos \Theta)}{(1 - \beta^2)^{1/2}}, \qquad (2.7)$$

kde λ_{poz} , λ_{lab} jsou pozorovaná a laboratorní vlnová délka, $\beta = v/c$. Pro $v \ll c$ a $\Theta \ll \pi/2$ výraz přechází do klasické podoby

$$v_r = v \cos \Theta \approx \frac{\Delta \lambda}{\lambda_{\text{lab}}} c$$
 (2.8)

Tento posuv vlnových délek je velmi malý, v případě planetárních hmotností dosahuje řádově 10^{-4} nm. Proto je důležité co nejlépe eliminovat instrumentální vlivy na přesnosti měření. Abychom tohoto dosáhli, je zapotřebí měřicí přístroj teplotně i tlakově stabilizovat. Například spektrograf ESPRESSO (Pepe et al., 2021) je stabilizován s teplotní přesností na 10^{-3} K a uzavřen ve vakuu o tlaku 10^{-8} bar. Mimo tyto stabilizace je pro dosažení velmi přesného měření také vhodné simultánní snímání kalibračního spektra nebo využití iodové buňky.

Pro velmi přesná měření a detekci exoplanet se využívá zejména ešeletových spektrografů s vysokou rozlišovací schopností (R ~ 50000 - 100000) pracujících v oblasti viditelného světla (450 - 700 nm) a v infračervené oblasti.

Kapitola 3

Volba kandidátů a postup při zpracování dat

Exoplanetární kandidáti zkoumaní v této práci byli vybráni z pozorovacího programu Skupiny exoplanet Astronomického ústavu akademie věd ČR. Objekty z přehlídky TCMT (Thirty CentiMeter Telescope) byly objeveny Pavlem Cagašem, objekt TOI-1169¹ byl identifikován vesmírným teleskopem TESS (viz tabulka 3.1). Tyto objekty se na seznam kandidátů dostaly díky pozorování periodických poklesů jasnosti s hloubkou, která by mohla ukazovat na objekt planetárních rozměrů.

Tabulka 3.1: Tabulka zkoumaných objektů. Periody jsou uvedeny pro předpokládané exoplanety. Jednalo-li by se o dvojhvězdný zákrytový systém, periody by byly dvojnásobné. Čerpáno z e11 (var91 a var158), e12, e13 a Slavíková (2020) (TOI-1169).

	var91	var158	TOI-1169
UCAC4	516-118984	594-026748	813-018210
TCMT	var91 Aq11	var158 Aur2	
$M_{\rm V}$ [mag]	12,35	12,36	10.691
B-V [mag]	0,53	0,73	0,43
Spektrální typ	F8V	G0V	F5V
RA [hh mm ss]	19 55 24,32	06 06 18,483	08 56 28,831
DEC [dd mm ss]	+13 11 06,0	+28 40 15,73	+72 32 00,07
P [dny]	1,618233	3,8648917	6,70742
BJD0	2456204,34355	2458821,41848	2458687,12300

3.1 Fotometrická data

Fotometrická data pro objekty z TCMT (var91 a var158) byla pořízena Pavlem Cagašem prostřednictvím 30cm dalekohledu z observatoře BSO (e11) nacházející se nedaleko Zlína. Pro první z výše zmíněných objektů jsem dostal pro konstrukci světelné křivky k dispozici

¹V katalogu UCAC4 je objekt označen klíčem 813-018210.

3238 bodů pořízených mezi roky 2011 – 2020. Pro druhý objekt, var158, jsem obdržel 9225 bodů pořízených mezi lety 2018 – 2021.

Třetí z analyzovaných objektů, TOI-1169, však nebyl pozorován Pavlem Cagašem, ale družicí TESS. Data z jejího pozorování byla stažena pomocí balíku Lightkurve v2.0 (e14) a k dispozici byla třicetiminutová kadence v rutině PDC_SAP (e15). V součtu se jedná o 3545 bodů z let 2019 a 2020.

Tyto a další informace o použitých fotometrických datech jsou uvedeny v tabulce 3.2.

	var91	var158	TOI-1169
Hloubka zákrytu [mag]	0,018	0,022	0,013
Medián nejistot [mag]	0,004	0,004	0.0004
Počet bodů	3238	9225	3545
Časová základna	2011 - 2020	2018 - 2021	2019 - 2020

Tabulka 3.2: Tabulka s informacemi o použitých fotometrických datech.

3.2 Spektroskopická data

Pro získání většiny spekter byl použit Perkův dvoumetrový dalekohled (obrázek 3.1) v kombinaci s Ondřejovským ešeletovým spektrografem (obrázek 3.2). V práci je ale využito i šest spekter požízených na Skalnatém Plesu za využití 1,3m dalekohledu typu Cassegrain-Nasmyth (3.3(a)) s vysokodisperzním ešeletovým spektrografem (3.3(b)).



Obrázek 3.1: Perkův dalekohled v Ondřejově s primárním zrcadlem o průměru 2 m. Převzato z e16.



Obrázek 3.2: Fotografie OES. Panel (a) zobrazuje CCD detektor s Dewarovou nádobou, na obrázku (b) je konstrukce s optickými elementy spektrografu.



Obrázek 3.3: Fotografie techniky použité pro pořízení dat na Skalnatém Plesu. Na panelu (a) je ukázán dalekoheld typu Cassegrain-Nasmyth o průměru primárního zrcadla 1,3m. Na panelu (b) pak optická lavice s vysokodisperzním ešeletovým spektrografem. Převzato z e22.

Perkův dalekohled byl sestaven roku 1966 a od uvedení do provozu sloužil primárně pro spektroskopické účely. Hlavní zrcadlo je parabolické o průměru dva metry a soustřeďuje světlo do primárního ohniska, odkud je optickým vláknem vedeno do coudé ohniska. Následně je signál veden do zvláštních místností, v nichž se nachází ešeletový a jednoštěrbinový spektrograf. Tato sestava poskytuje účinnou ohniskovou vzdálenost 63.5 m.

Optická sestava Ondřejovského ešeletového spektrografu (OES) byla inspirována spektrografem HEROS (Heidelberg Extended Range Optical Spectrograph) zkonstruovaným roku 1994 v Německu. OES byl uveden do provozu v roce 2005 výzkumným týmem pod vedením Dr. Pavla Koubského (Koubský et al., 2004). Rozlišovací schopnost pro vlnovou délku 500 nm je 51 600.

Optické uspořádání OES je znázorněno na obrázku 3.4. Světlo přicházející z dalekohledu je vedeno optickým vláknem. Poté projde štěřbinou (A) na sférický kolimátor (B), odkud je odraženo na ešeletovou mřížku (C), na níž dopadá pod úhlem 69°. Světelný paprsek je pak soustředěn parabolickým zrcadlem (D) na rovinné zrcadlo (E), které paprsek pak dále odráží na parabolický kolimátor (F). Prostřednictvím hranolu (G) dojde k oddělení jednotlivých řádů, které jsou následně zobrazeny na čip CCD kamery (H) – ten je chlazen tekutým dusíkem na teplotu -110°C.



Obrázek 3.4: Schéma OESu zobrazující uspořádání optických prvků a dráhu světla od štěrbiny k detektoru. A - štěrbina, B - sférický kolimátor, C - ešeletová mřížka, D - parabolické zrcadlo, E - malé rovinné zrcadlo, F - parabolický kolimátor, G - hranol, H - detektor v Dewarově nádobě. Převzato a upraveno z e17.

Spektrograf na Skalnatém Plese disponuje rozsahem vlnových délek 425 – 737,5 nm, což odpovídá 56 ešeletovým řádům. Jeho maximální rozlišovací schopnost činí 38 000 (e21).

3.3 Zpracování dat

Ačkoliv jsem ke studovaným objektům obdržel již redukovaná spektra, vyzkoušel jsem si i samotnou redukci surových snímků a jednotlivé kroky vedoucí k extrakci jednorozměrného spektra za použití balíčku IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) a pomocných skriptů.

3.3.1 Extrakce spektra

Z hlediska úspory času je vhodné před samotným zpracováním dat provést vizuální kontrolu pořízených snímků a zjevně nepoužitelné rovnou smazat. Dále se provádí redukce dat zahrnující odstranění zásahu nabitých částic (tzv. kosmiků), oříznutí snímků o zbytečné oblasti (na rozměr 2034x1249), opravu špatných pixelů a konečně také korekci snímky typu flat a bias. Pro srovnání viz obrázek 3.5.



Obrázek 3.5: Snímky částí ešelogramu objektu var91 . Na panelu (a) je část snímku před redukcí, obrázek (b) ukazuje část snímku již opraveného s o kosmiky, špatné pixely a bias.

Po této základní redukci snímků je potřeba vytvořit šablonu pro definici jednotlivých apertur (v IRAFu k tomu slouží funkce "apall", obrázek 3.6). Pro tyto účely je vhodné



Obrázek 3.6: Interaktivní prostředí funkce "apall"v IRAFu. Pro spektra z OESu stačí manuálně nadefinovat 40 apertur (odpovídá zhruba 400 - 760 nm), jelikož další apertury už nejsou dobře rozlišené.

spektrum hvězdy apektrálního typu A (například Vega), protože má dobře definované apertury i v modré oblasti spektra. Správná šablona nám umožní automatické rozpoznání apertur u dalších snímků.

Pro korekci nerovnoměrného osvětlení v rámci apertur bylo zapotřebí vytvořit normalizovaný flat a opravit o něj vědecké i srovnávací snímky. Poté lze, opět pomocí funkce "apall", extrahovat vlnově nekalibrované spektrum. Pokračuje se identifikací čar ve srovnávacím spektru pro vlnovou kalibraci. V případě OES se jedná o spektrum thorium argonové lampy z konce pozorovací noci. Prostřednictvím funkce "ecidentify" v IRAFu identifikujeme alespoň tři čáry v každé apertuře (na začátku, na konci a uprostřed), v ideálním případě jich identifikujeme daleko více, viz obrázek 3.7(a).



Obrázek 3.7: Obrázek (a) ukazuje identifikace čar ve srovnávacím (kalibračním) spektru pro vlnovou kalibraci. Panel (b) představuje ukázku funkce "continuum". Kontinuum je potřeba nadefinovat u každé z apertur. Absorpční čáry, jako na tomto obrázku, tento úkol komplikují. Avšak lze je obejít snížením řádu fitovaného polynomu, či zvolením oblastí, které se do výpočtu zahrnou.

Používáme-li více srovnávacích snímků (kalibračních spekter, například spekter thorium argonové lampy), pak není nutné provádět manuální identifikaci čar opakovaně, ale lze první snímek využít jako referenční pro funcki "ecreidentify", která opětovnou identifikaci čar provede automaticky.

Funkce "dispcor" pak podle kalibrovaných srovnávacích snímků (například kalibrované spektrum thorium argonové lampy) zkalibruje snímky vědecké. Před vytvořením jednorozměrného spektra je ještě nutné správně definovat kontinuum spektra – v IRAFu k tomu slouží funkce "continuum" (viz obázek 3.7(b)).

Nyní, když máme k dispozici kalibrované normované spektrum s dobře definovaným kontinuem, můžeme sešitím jednotlivých řádů spektra vytvořit spektrum jednorozměrné, s nímž se dále pracuje při určování radiálních rychlostí. Přesnějších výsledků však lze dosáhnout určováním radiálních rychlostí v jednotlivých aperturách, tedy bez sešití řádů v jednorozměrné spektrum. Zpřesnění se projeví v řádu desítek metrů za sekundu, na hranici schopnosti přístroje. Ovšem měření na sešitém spektru je mnohonásobně rychlejší a k prvotnímu určení radiálních rychlostí většinou stačí.

Pro objekt TOI-1169 jsem obdržel 19 spekter, pro var91 se jednalo o 17 spekter a pro var158 jsem pracoval se 6 spektry. Seznam pořízených spektroskopických snímků, včetně informací o SNR (Signal to Noise Ratio, poměr signálu k šumu) a době expozice, je uveden v tabulce 3.3. Na těchto spektrech jsem provedl nezbytné korekce, a následně z nich určil radiální rychlosti sledovaných objektů. Princip tohoto postupu je popsán v následujících sekcích. Tabulka 3.3: Tabulka získaných spektroskopických dat. Ve sloupečcích EXP jsou uvedeny expoziční časy jednotlivých měření v sekundách. Sloupečky SNR pak vyjadřují poměr signálu k šumu (Signal to Noise Ratio) pro jednotlivé snímky v oblasti 661,3 – 662,0 nm. Tučně jsou zvýrazněny maximální a minimální hodnoty pro daný objekt. V případě objektu TOI-1169 jsem dostal k dispozici i 6 spekter pořízených na observatoři ve Skalnatém plesu na Slovensku, tato data jsou od ondřejovských oddělena vodorovnou čarou.

	TO	I-1169			var91		,	var158
Datum	EXP [s]	SNR	Datum	EXP [s]	SNR	Datum	EXP [s]	SNR
21.03.2020	3600	11	31.07.2020	3600	12	31.01.2021	3600	15
22.03.2020	3600	16	06.08.2020	3600	12	28.02.2021	3600	10
23.03.2020	3600	24	07.08.2020	3600	14	01.03.2021	3600	15
24.03.2020	3600	9	08.08.2020	3600	6	09.03.2021	3600	24
26.03.2020	3600	23	09.08.2020	3600	9	10.03.2021	3600	6
07.04.2020	3600	8	12.08.2020	3600	21	24.03.2021	3600	34
01.02.2021	3600	15	13.08.2020	3600	14			
24.02.2021	3600	18	21.08.2020	3600	11			
28.02.2021	3600	26	21.08.2020	3600	15			
09.03.2021	3600	27	27.08.2020	3600	7			
24.03.2021	3600	6	04.09.2020	3600	8			
31.03.2021	3600	39	07.09.2020	3600	10			
31.03.2021	3600	10	08.09.2020	3600	14			
31.01.2021	2700	26	11.09.2020	3600	5			
21.02.2021	2700	20	12.09.2020	3600	11			
01.03.2021	2700	31	13.09.2020	3600	9			
26.03.2021	2700	26	14.09.2020	3600	13			
10.04.2021	2700	19						
29.04.2021	3600	10						

3.3.2 Kroskorelační funkce

Pro určení Dopplerova posuvu ve spektru lze využít kroskorelační funkce. Nechť s(x) je funkcí popisující spektrum zkoumaného objektu a t(x) je funkcí popisující šablonu (srovnávací spektrum), pak je kroskorelační funkce (CCF) definována jako

$$CCF(\Delta x) = s(\Delta x) \otimes t(\Delta x) = \sum_{x=1}^{N} s(x)t(x + \Delta x), \qquad (3.1)$$

kde Δx je označováno jako posun CCF. Kroskorelační funkce je nejcitlivější na změny Δx tehdy, kdy jsou funkce *s* a *t* identické. Je třeba si uvědomit, že posuv spektra popsaného funkcí *t* takto neurčíme absolutně, ale pouze relativně vůči spektru srovnávacímu (popsanému funckí *t*), a také, že je vhodné jako srovnávací spektrum použít spektrum takového objektu, jehož spektrum bude podobné se spektrem zkoumaného objektu (podobný spektrální typ a luminozitní třída \Rightarrow podobné spektrální čáry).

V balíku IRAF je kroskorelace zprostředkována funkcí "fxcor", v níž lze nastavit i velké množství parametrů – mezi ně patří například oblast vlnových délek, v níž se bude provádět.

3.3.3 Korekce a určení radiálních rychlostí

Před samotným určením radiální rychlosti pozorovaného objektu je zapotřebí provést telurickou a heliocentrickou korekci. Prostřednictvím telurické korekce se snažíme využít atmosferických tzv. telurických čar k eliminaci instrumentálních vlivů na prováděná měření. Tyto čáry jsou totiž stabilní v rámci zhruba 20 m.s⁻¹. Hodnota, o níž se spektrum posouvá, zpravidla nebývá vysoká (řádově se jedná o stovky metrů na sekundu, ale v extrémních případech může dosahovat i jednotek kilometrů za sekundu, viz obrázek 3.8(a)). V IRAFu hodnoty pro telurickou korekci získáme za využití funkce "fxcor", kdy kroskorelujeme pouze oblast telurických čar (v této práci se jedná o oblast 686,5 – 689,5 nm).

Pro odstranění vlivu pohybů Země (translace, rotace) na spektrum je třeba provést heliocentrickou korekci (obrázek 3.8(b)). Dalo by se říct, že pozorovatel je tak přemístěn z povrchu Země do středu Slunce. V případě translačního pohybu Země se jedná o korekci průměrně zhruba o 30 km.s⁻¹ a závisí jak na zeměpísné šířce pozorovatele, tak na poloze pozorovaného objektu na obloze. Míra vlivu rotace Země je rovněž spjata s polohou pozorovatele i polohou pozorovaného objektu – maximální hodnoty dosahuje pro kombinaci pozorovatele na rovníku a objekti na nebeském rovníku – činí 460 m.s⁻¹. Místo heliocentrické korekce lze provést korekci barycentrickou, která pozorovatele do středu hmotnosti Sluneční soustavy. Od heliocentrické korekce se liší maximálně v metrech za sekundu – pro data měřená s přesností ve stovkách metrů za sekundu je tedy zbytečné ji provádět.

Míru heliocentrické korekce určíme prostřednictvím funkce "rvcorrect", která ji spočítá podle zadaných souřadnic pozorovatele, pozorovaného objektu a času pozorování. Samotné posunutí spekter o tyto hodnoty můžeme realizovat skrze funkci "dopcor".



Obrázek 3.8: Obrázek (a) ukazuje část spektra v oblasti cca 686,9 – 687,5 nm před a po telurické korekci. Bíle je vykresleno spektrum před korekcí, červeně pak spektrum po telurické korekci, posunuté skrze funkci "dopcor". Rozdíl mezi jednotlivými spektry je velmi malý, v radiálních rychlostech odpovídal zhruba 1,92 km.s⁻¹. Na obrázku (b) je ukázáno totéž spektrum před korekcemi (bíle) a po telurické i heliocentrické korekci (červeně), jen v oblasti čáry H α , cca 655,5 – 657,3 nm. Po srovnání obou snímků je viditelné, že heliocentrická korekce má mnohem větší vliv než korekce telurická.

Po těchto korekcích jsem začal s kroskorelací v rozsahu vlnových délek 410 – 670 nm. Tento rozsah jsem zvolil, protože se jedná o oblast s dobře rozlišenými aperturami (viz obrázek 3.6), a také s ohledem na nízký SNR v modré oblasti a výskyt telurických čar v červené oblasti. Výsledkem kroskorelace je jeden nebo více píků, jejichž poloha určuje výsledné radiální rychlosti, relativní vůči srovnávacímu spektru. Na obrázku 3.9 je ukázka kroskorelace dvou spekter o různé kvalitě. Kroskorelace vysoce nekvalitního spektra 3.9(c) nemůže vést k přesvědčivým výsledkům, jelikož i samotná kroskorelační funkce 3.9(a) je nejednoznačná a neposkytuje důvěryhodné výsledky. Naproti tomu v případě kvalitního spektra (3.9(d)) jsme schopni dojít ke kroskorelační funkci, jejíž píky jsou dominantní a jednoznačné. (3.9(b)). Každý z těchto píků reprezentuje radiální rychlost jedné ze složek pozorovaného sytému.



Obrázek 3.9: Ukázka kroskorelační funkce. Na první pohled je patrné, že (a) ukazuje kroskorelaci velice nekvalitního spektra (viz obrázek (c)) – oblast H α , která nevedla k žádnému přesvědčivému výsledku, zatímco v případě (b) lze díky kvalitě zpracovávaného spektra (obrázek (d)), opět oblast H α , z kroskorelace získat hned 2 přesné body pro budoucí křivku radiálních rychlostí.

Kapitola 4

Výsledky zpracování dat

Jak je již zmíněno v podkapitole 3.3.2, pro kroskorelaci je vhodné použít hvězdu, jejíž spektrum obsahuje tytéž spektrální čáry. Z tohoto důvodu bylo pro všechny 3 zkoumané objekty použito spektrum hvězdy HD 109358¹ – spektrální typ G0V, pozorovaná hvězdná velikost $m_V = 4,25$ mag, radiální rychlost $v_r = 6,27$ km.s⁻¹ (e18), SNR v oblasti (661,3 – 662,0) nm je 173.

Vzhledem k různému množství a různé kvalitě dat (viz podkapitoly 3.1 a 3.2) nebylo možné u všech kandidátů určit stejné množství parametrů, a tak výstupy pro jednotlivé objekty rozvedu odděleně.

4.1 Var91 Aql1

Kvalita dat pořízených pro tento objekt spolu s jejich časovým rozložením (viz tabulka 3.3) umožnila důvěryhodný popis celého orbitálního cyklu pomocí fázové křivky (obrázek 4.1(e)), a spolu s fotometrickými daty od Pavla Cagaše (obrázek 4.1(f)) tak bylo možné pomocí PHOEBE (e5) vytvořit model a odhadnout některé parametry pozorovaného systému (tabulka 4.2).

Při prohlížení spekter jsem narazil na viditelné rozštěpení spektrální čáry H α (obrázek 4.1(a), ke štěpení však došlo i u jiných čar). Tato rozštěpení poskytla přímý důkaz o dvojhvězdné povaze pozorovaného objektu, jelikož v případě planety by štěpení čar nebylo pozorovatelné, protože poměr světla z hvězdy a planety tvoří mnoho řádů a spektrum planety tak není vůbec pozorovatelné (minimálně ne s použitou technikou). Zdvojení čar rovněž umožnilo očekávat tvar kroskorelačních funkcí – téměř vždy dvoupíková, jen během zákrytů jednopíková.

Tvary kroskorelačních funkcí, jejichž píky sloužily k určení radiálních rychlostí, korespondovaly s pozorovaným rozštěpením spektrálních čar, a bylo tak zapotřebí extrahovat hodnotu radiální rychlosti pro každý z píků (viz obrázky 4.1 (c) a (d)). Získaná data jsou uvedena v tabulce 4.1.

Po sfázování fotometrických a spektroskopických dat k okamžiku tranzitu uvedenému v tabulce 3.1, lze tvrdit, že naměřené radiální rychlosti skutečně odpovídají pozorovaným fotometrickým datům – mezi zákryty nabývá amplituda radiálních rychlostí maxima,

¹Toto spektrum bylo pořízeno v Ondřejově pomocí OES dne 25.3.2021.

	Primár	ní složka	Sekundá	rní složka
BJD	$v_{\rm r} [{\rm km.s^{-1}}]$	$v_{\rm err}$ [km.s ⁻¹]	$v_{\rm r} [{\rm km.s^{-1}}]$	$v_{\rm err} [{\rm km.s^{-1}}]$
2459062,36792	-56,1	1,6	2,6	2,6
2459068,43154	13,5	0,8	14,2	3,3
2459069,44954	-114,2	1,0	-50,2	3,5
2459070,43587	15,6	2,9	76,8	1,0
2459071,41243	52,0	1,0	-106,0	2,2
2459074,46777	69,7	0,4	20,1	4,6
2459075,46365	-78,8	0,8	-54,8	3,2
2459082,53362	-107,4	0,7	-92,8	2,4
2459083,47739	32,1	0,5	-70,5	1,1
2459089,44409	-59,5	2,8	43,4	1,4
2459097,47050	23,3	2,7	62,3	1,5
2459100,44154	67,0	1,4	-65,4	4,9
2459101,45080	-89,1	0,9	79,7	1,7
2459104,44060	-63,0	4,0	62,9	1,8
2459105,39833	-86,9	0,9	-111,1	1,0

Tabulka 4.1: Tabulka získaných radiálních rychlostí pro objekt var91. Pro převod HJD na BJD jsem využil (e19).

během zákrýtů pak hodnot minimálních. Vzájemná korespondence spekter, kroskorelačních funkcí a fázové křivky radiálních rychlostí se světelnou křivkou je ukázána v obrázcích 4.1 (fázové křivky jsou pro lepší přehlednost posunuty o 0,25 fáze). Fialově zvýrazněným bodům v křivce radiálních rychlostí, tedy bodům blízkým maximální amplitudě radiálních rychlostí, odpovídají oblast spektra H α na panelu (a) a kroskorelační funkce na panelu (c). Zeleně zvýrazněný bod je pak svázán s panely (b) a (d). Je zřejmé, že k maximálnímu štěpení spektrálních čar dochází mezi zákryty, tedy při nejvyšších radiálních rychlostech, zatímco během zákrytů, kdy velikost hodnoty radiální rychlosti nabývá minima, ke štěpení čar nedochází, a i kroskorelační funkce je tak tvořena jediným píkem.

Při práci ve PHOEBE jsem jako fixní bral teploty obou složek – určeny z barevného indexu podle Ballesteros (2012):

$$T = 4600 \mathrm{K} \left(\frac{1}{0.92(B-V) + 1.7} + \frac{1}{0.92(B-V) + 0.62} \right).$$
(4.1)

Zbylé parametry jsem ponechal volné a hledal jejich vhodnou kombinaci. Nakonec se mi podařilo dospět k možnému řešení pozorovaného systému, jež je v grafech 4.1(e) a (f) znázorněno plnými čarami a popsáno parametry v tabulce 4.2 níže. Tyto parametry nebyly ve PHOEBE doplněny nejistotami. Proto nejsou uvedeny ani v tabulce 4.2.

Z parametrů získaných skrze modelování ve PHOEBE je vidět, že se jedná o binární systém podobných složek, z nichž jsou obě větší než Slunce, co do hmotnosti i do poloměru, a obíhají po kruhových trajektoriích (e = 0). Hmotnostní podobnost lze vypozorovat z málo rozdílných amplitud radiálních rychlostí. Z ekvidistanticity zákrytů i tvaru fázové křivky radiálních rychlostí je pak patrná právě kruhovost trajektorie. Důležitým zjištěným parametrem je také inklinace *i*, jež je velmi vzdálena od, pro pozorovatele, ideálních 90° a má tak za důsledek mělkost zákrytů, jež byla tím, co tento binární systém dostalo na seznam exoplanetárních kandidátů.



Obrázek 4.1: Panel (a) zobrazuje rozštěpení spekrtální čáry H α , na panelu (c) je ukázána kroskorelační funkce téhož spektra. Hodnoty radiálních rychlostí získané z tohoto spektra jsou ve fázové křivce radiálních rychlostí (panel (e)) zvýrazněny fialovou barvou. Panel (b) obsahuje výřez spektra (oblast H α) v němž nebylo štěpení spektrálních čar pozorovatelné. Tomu odpovídá i jednoduchý tvar kroskorelační funkce (panel (d)). Radiální rychlost získaná z tohoto spektra je zvýrazěna zelenou barvou. Na panelech (e) a (f) jsou fázové křivky – radiálních rychlostí a světelná. Obě jsou proloženy modelem vytvořeným ve PHOEBE, sfázované podle dvojnásobku periody uvedené v tabulce 3.1 a posunuté o 0,25 fáze pro lepší přehlednost. V případě radiálních rychlostí jsou chybové úsečky menší než je velikost bodů.

Tabulka 4.2: Přehled parametrů získaných pro var91. Veličiny K_0 , $K_{1,max}$ a $K_{2,max}$ vyjadřují radiální rychlosti středu hmotnosti a jednotlivých složek. Rychlost středu hmotnosti K_0 je relativní, určena vůči srovnávací hvězdě HD 109358. Kromě teplot, které byly určeny barevného indexu, jsou všechny hodnoty určeny výpočetními mechanismy PHOEBE.

<i>i</i> [°]	$M_1 [M_\odot]$	$M_2 [\mathrm{M}_\odot]$	<i>a</i> [R _☉]	$K_0 [{\rm km.s^{-1}}]$	$K_{1,\max}$ [km.s ⁻¹]	$K_{2,\max}$ [km.s ⁻¹]
78,78	1,37	1,24	12,58	-18,04	93,41	99,37
e	$R_1 [R_\odot]$	$R_2 [R_\odot]$	<i>T</i> ₁ [K]	<i>T</i> ₂ [K]	$M_{\text{bol},1}$ [mag]	$M_{\rm bol,2}$ [mag]
0	1,11	1,30	6255	6255	4,34	4,01

4.2 Var158 Aur2

Vzhledem k malému množství a časovému rozložení napozorovaných dat (tabulka 4.3) nebylo možné sestavit kompletní fázovou křivku radiálních rychlostí tohoto objektu. Ovšem i z malého množství pořízených spekter bylo možné vyloučit exoplanetární původ zákrytů, a sice díky pozorování rozštěpení spektrálních čar, nejen v oblasti H α (obrázky 4.2 (b) a (f)).

Tabulka 4.3: Tabulka získaných radiálních rychlostí pro objekt var158. Pro převod HJD na BJD jsem využil (e19).

BJD	$v_{\rm r} [{\rm km.s^{-1}}]$	$v_{\rm err}$ [km.s ⁻¹]
2459246,40572	-29,3	0,2
2459274,36597	93,3	3,6
2459274,36597	-100,3	3,9
2459274,36597	-35,5	0,7
2459275,40077	-29,6	2,1
2459283,29181	-82,7	1,2
2459283,29181	3,7	1,1
2459283,29181	96,0	1,8
2459284,28380	49,7	1,3
2459298,32894	61,0	1,4
2459298,32894	-32,7	1,8
2459298,32894	-63,0	2,8

Sfázování (a pro lepší přehlednost i posunutí o 0,25 fáze) fotometrických a spektroskopických dat k okamžiku tranzitu uvedenému v tabulce 3.1 ukázalo, že naměřené radiální rychlosti jsou opravdu v korespondenci s pozorovanými zákryty – během tranzitu (modrý bod na obrázku 4.3(a)) nepozorujeme žádné rozštěpení spektrálních čar (obrázek 4.2(d)), což je patrné i na jednoduchém tvaru kroskorelační funkce (panel (c)). S rezervou tak lze modrým bodem zastupovanou radiální rychlost, $K_0 = (-29.3 \pm 0.2)$ km.s⁻¹, považovat za radiální rychlost tohoto vícehvězdného systému vůči srovnávací hvězdě HD 109358.

Maximální hodnota radiálních rychlostí se očekává v kvadraturách, a blízko k jedné



Obrázek 4.2: Ukázka výřezů z některých spekter a jejich kroskorelačních funkcí. Panely (a) a (b), a (e) a (d) odpovídají situaci blízko maximální amplitudy radiálních rychlostí – spektrální čáry jsou rozštěpeny, v kroskorelačních funkcích je rozlišeno více píků. V grafu 4.3(a) jsou zastoupeny červenými, respektive zelenými body. Obrázky (c) a (d) naproti tomu představují situaci blízko zákrytu, kdy absolutní hodnoty radiálních rychlostí dosahují minima – spektrální čáry rozštěpeny nejsou a kroskorelační funkce je tvořena jedním píkem, z jehož polohy lze přibližně určit systemickou rychlost (relativní vůči srovnávací hvězdě HD 109358). V grafu 4.3(a) jsou reprezentovány modrým bodem.

z nich jsou červené body z obrázku 4.3(a). Jim odpovídající spektrum a kroskorelační funkce jsou pak zobrazeny na obrázcích 4.2(a) a (b). Spektrální čára H α je viditelně rozštěpena a i kroskorelační funkce je složena z více píků.



Obrázek 4.3: V grafu na panelu (a) jsou vyneseny získané hodnoty radiálních rychlostí. Červené body odpovídají kroskorelační funkci a výřezu ze spektra na obrázcích 4.2(a) a (b), modrý bod koresponduje s panely (c) a (d), a nakonec zelené body odpovídají panelům (e) a (f) na obrázku 4.2. Panel (b) představuje fázovou světelnou křivku sestrojenou z dat pořízených Pavlem Cagašem. Obě křivky jsou posunuty o 0,25 fáze pro lepší přehlednost a sfázovány pro dvojnásobek periody uvedené v tabulce 3.1.

Vůči výše určené relativní systemické rychlosti tak lze určit i amplitudy radiálních rychlostí primární a sekundární složky $K_1 = (53, 4 \pm 1, 3) \text{ km.s}^{-1} \text{ a } K_2 = (125, 3 \pm 1, 9) \text{ km.s}^{-1}$.

Krajní píky na obrázcích 4.2(a) a (e) odpovídají primární a sekundární složce. Původ prostředního píku nelze jednoznačně vysvětlit – v případě panelu (e) poloha tohoto píku zhruba odpovídá systemické rychlosti, nicméně v panelu (a) je pík oproti systemické rychlosti znatelně posunut. Může se tedy jednat i o vliv přítomnosti třetího tělesa v tomto systému, nebo o blíže nespecifikovaný instrumentální jev.

Zelené body z obrázku 4.3(a) jsou blízko dalšímu očekávanému maximu radiálních rychlostí a i ve spektru (obrázek 4.2(f)), z nejž byly radiální rychlosti získány, je opět patrné rozštěpení čáry H α – toto štěpení se promítlo i do tvaru kroskorelační funkce (panel (e)), jako v případě červených bodů.

V případě, že by se jednalo pouze o binární systém, by bylo možné tvrdit, že, s ohledem na stejnou časovou vzdálenost mezi jednotlivými zákryty, složky tohoto systému obíhají po kruhových trajektoriích. Nicméně, jak plyne z diskuze výše o nevysvětlených středových pících v kroskorelačních funkcích, tento systém není dostatečně prozkoumán na to, aby o něm bylo možné s jistotou tvrdit, že je složen pouze ze dvou hvězdných objektů na kruhových drahách. Jisté ale je, že pozorované zákryty nejsou zapříčiněny planetou – dokazuje to výskyt rozštěpených spektrálních čar a maximální amplituda radiálních rychlostí.

4.3 TOI-1169.01

Pro tento objekt jsem obdržel 19 spekter, která společně pokrývají celou fázi. Nicméně v žádnem ze spekter jsem se nesetkal s rozštěpením čar, které by jednoznačně vyvracelo exoplanetární původ pozorovaných zákrytů.

Dle očekávání založených na jednočárovosti spekter jsem při kroskorelaci pozoroval vždy jen jeden význačný pík, jehož poloha se velmi málo měnila (viz tabulka se získanými radiálními rychlostmi 4.4).

Tabulka 4.4: Tabulka získaných radiálních rychlostí pro TOI-1169. Pro převod HJD na BJD jsem využil (e19).

Ondřejov			Skalnaté Pleso		
BJD	$v_{\rm r} [{\rm km.s^{-1}}]$	$v_{\rm err}$ [km.s ⁻¹]	BJD	$v_{\rm r} [{\rm km.s^{-1}}]$	$v_{\rm err} [{\rm km.s^{-1}}]$
2458930,39302	-15,6	0,3	2459246,46968	-15,5	0,2
2458931,37035	-15,8	0,2	2459267,41113	-13,7	0,2
2458932,40381	-17,3	0,1	2459275,45557	-16,4	0,2
2458933,38738	-16,9	0,2	2459300,34398	-16,0	0,2
2458935,51168	-14,1	0,1	2459315,37656	-16,2	0,2
2459247,57768	-15,7	0,4	2459334,32067	-13,3	0,7
2459271,41652	-17,6	0,2			
2459274,27255	-15,7	0,2			
2459283,37205	-16,7	0,3			
2459298,40585	-19,6	0,4			
2459304,59855	-14,4	0,2			
2459305,43422	-16,0	1,0			

Na obrázku 4.4 jsou vyobrazeny kroskorelační funkce a spektrální čára H α pro význačné fáze. Panely (a) a (b) ukazují kroskorelační funkci a výřez spektra pro fázi, v níž by radiální rychlost měla dosahovat maxima. Ve zbylých panelech jsou kroskorelační funkce a spektra odpovídající zákrytům. Lze vidět, že kroskorelační funkce i spektrum vypadá ve všech případech téměř totožně.

Do fázové křivky určených radiálních rychlostí (obrázek 4.5(a), stejně jako fázová světelná křivka v panelu (b) je posunuta o 0,25 fáze aby korespondovaly se zbylými fázovými křivkami v této práci) se podobnost všech kroskorelačních funkcí promítla rozmístěním bodů kolem hodnoty radiální rychlosti $K_0 = (-16, 1 \pm 1, 3)$ km.s⁻¹, kterou lze označit za systemickou (relativní vůči HD 109358). Protože data nemají dostatečnou kvalitu, není možné z nich přesně určit žádné konkrétní informace o sledovaném objektu. Nicméně podle pravidla 3-sigma lze tvrdit, že s pravěpodobností 99,7% je amplituda radiálních rychlostí, detekovatelná v použitých datech, způsobená předpokládanou exoplanetou menší než 0,43 km.s⁻¹. Toto ale samo o sobě pro vyvrácení exoplanetární povahy pozorovaných zákrytů není dostačující. Zároveň lze na základě Slavíková (2020) vyloučit i kontaminaci fotometrických dat proměnností některého ze sousedních objektů (tzv. blend). Ze spektrálního typu předpokládejme, že se jedná o hvězdu hmotnou 1.2 M_☉, pak lze pomocí kombinace a zjednodušení (e = 0, $i = 90^\circ$ a $M_p \ll M_{\star}$) vztahů z kapitol 1.3 a 1.4 určit vztah pro výpočet maximální hmotnosti potenciální exoplanety způsobující výše zmíněnou



Obrázek 4.4: Na obrázcích (a) a (b) jsou kroskorelační funkce a výřez z daného spektra pro okamžik, v němž by velikost radiálních rychlostí měla dosahovat maxima. Ovšem štěpení spektrální čáry, ani vícenásobnost píků v kroskorelační funkci není patrná. Na obrázcích (c) a (d), a (e) a (f) jsou kroskorelační funkce a výřezy z příslušných spekter pro okamžiky blízko po zákrytu, kdy velikosti radiálních rychlostí nabývají minimálních hodnot. Štěpení čar by tedy nemělo být viditelné a ani kroskorelační funkce by neměly mít více píků – obě očekávání jsou splněna. Fáze je uvedena již po posunutí, aby korespondovala s výše ukázanými fázovými křivkami

maximální amplitudu radiálních rychlostí 0,43 km.s⁻¹ u pozorovaného objektu:

$$M_{\rm p} = \sqrt[3]{\frac{K_{\star}^3 P M_{\star}^2}{2\pi G}}.$$
(4.2)

Po dosazení do rovnice 4.2 získáváme hmotnost $M_p = 2,97 \times 10^{27}$ kg $\approx 1,6$ M_J. Na základě tohoto odhadu hmotnosti se jedná o dobrého kandidáta pro další, přesnější, měření a popis.

Fázová světelná křivka na obrázku 4.5(b) byla sestrojena z dat pořízených družicí TESS (viz sekce 3.1). Odchýlení několika bodů mezi zákryty zřejmě bylo způsobeno nedokonalým odstraněním instrumentálních vlivů.



Obrázek 4.5: Obrázek (a) ukazuje fázově vynesené hodnoty naměřených radiálních rychlostí. Na obrázku (b) je vykreslena fázová světelná křivka z dat pořízených družicí TESS.

Závěr

Cílem této práce bylo prověření planetární povahy tří exopanetárních kandidátů skrze určení jejich radiálních rychlostí. K tomuto jsem využil spektroskopických dat napozorovaných v Ondřejově, prostřednictvím Perkova dalekohledu a spektrografu OES, a na Slovensku, na observatoři Skalnaté Pleso.

Mnoho kandidátů identifikovaných na základě fotometrických pozorování může být pouze falešnými detekcemi, kdy se jedná o binární systém s nízkou inklinací, nebo o tzv. blendy, kdy dochází ke kontaminaci dat světlem na obloze blízkého objektu. Právě pro potvrzení (vyvrácení) těchto skutečností je zapotřebí získat a vyhodnotit i data spektroskopická, která umožní odhad spodní hranice hmotnosti obíhajícího tělesa.

U kandidáta pod označením var91 bylo stanoveného cíle dosaženo i s přesahem. Rozštěpení spektrálních čar umožnilo vyřadit tento objekt ze seznamu exoplanetárních kandidátů a označit jej za binarní systém o amplitudách radiálních rychlostí téměř 100 km.s⁻¹. Fázový průběh radiálních rychlostí je vynesen v grafu 4.1(e). Zmíněným přesahem k tomuto bylo vytvoření modelu v softwaru PHOEBE za využití fotometrických dat pořízených Pavlem Cagašem. Vytvořený model zachycuje mnoho dalších veličin, které zkoumaný systém velmi dobře popisují – inklinaci $i = 78, 78^{\circ}$, hmotnosti jednotlivých složek $M_1 = 1, 37 \text{ M}_{\odot}$ a $M_2 = 1,24 \text{ M}_{\odot}$, excentricitu oběžné dráhy e = 0 a její poloměr $a = 12,58 \text{ R}_{\odot}$, absolutní poloměry a hvězdné velikosti složek, a relativní systemickou rychlost vůči srovnávací hvězdě HD 109358. Tyto parametry jsou uvedeny v tabulce 4.2.

Pro vyhodnocení druhého kandidáta, označeného jako var158, jsem bohužel nezískal podobně rozsáhlé množství dat jako pro systém var91. Nicméně i z omezeného počtu spekter bylo možné zavrhnout exoplanetární povahu pozorovaných zákrytů, a to díky pozorovanému štěpení spektrálních čar. Jedno z kvalitních spekter bylo pořízeno velmi blízko zákrytu, a tak lze radiální rychlost extrahovanou z tohoto spektra považovat za systemickou vůči srovnávací hvězdě (obrázek 4.3(a), modrý bod). Jiné spektrum bylo pořízeno velmi blízko kvadratury (obrázek 4.3(a), červené body. Kombinací údajů získaných z těchto dvou spekter jsme získali velikosti maximálních amplitud radiálních rychlostí $K_1 = (53, 4 \pm 1, 3) \text{ km.s}^{-1}$ a $K_2 = (125, 3 \pm 1, 9) \text{ km.s}^{-1}$.

Ovšem nedostatečné datové pokrytí celé fáze, stejně jako nevysvětlená přítomnost třetího píku v kroskorelačních funkcích (obrázky 4.2 (a) a (c), může se jednat o vliv působení třetího tělesa nebo instrumentální jev) dává prostor k dalšímu zkoumání tohoto systému.

V případě posledního zkoumaného kandidáta, TOI-1169, nám získaná data neumožnila vyloučit exoplanetární původ pozorovaných zákrytů. Naopak, na základě směrodatné odchylky od průměrné hodnoty radiálních rychlostí jsme určili horní limit maximální amplitudy radiální rychlosti jako 0,43 km.s⁻¹. Za určitých předpokladů ($M_{\star} = 1.2 \text{ M}_{\odot}$, e = 0, $i = 90^{\circ}$ a $M_{\rm p} \ll M_{\star}$) jsme dokázali stanovit i pravděpodobný horní limit hmotnosti pro tohoto kandidáta jako $M_{\rm p} = 1,6$ MJ. Tento odhad hmotnosti dělá ze systému TOI-1169 vhodný cíl pro další pozorování a popis.

Ze tří zkoumaných objektů se u dvou (var91, var158) podařilo vyvrátit exoplanetární původ zákrytů, pro něž byly na seznam exoplanetárních kandidátů zařazeny. I přesto ale u jednoho z nich (var158) zůstává prostor pro další výzkum a bližší specifikaci daného systému. U třetího systému (TOI-1169) nebylo dosaženo přesných výsledků, které by umožnily popsat dráhu a jednoznačně potvrdit exoplanetární původ pozorovaných zákrytů. Byl ovšem stanoven odhad pravděpodobné horní hranice hmotnosti orbitujícího tělesa na 1,6 M_J, což z něj dělá výborného kandidáta pro přesnější pozorování.

Seznam použité literatury

- Appenzeller, I. *Introduction to Astronomical Spectroscopy*. 1 vyd. Cambdrige; New York: Cambridge University Press, 2013. ISBN 978-1-139-77952-4.
- Ballesteros, F. J. 2012, Europhysics Letters, 97, 34008.
- Campbell, B., Walker, G. A. H., & Yang, S. 1988, Astrophysical Journal, 331, 902.
- Gatewood, G. & Eichhorn, H. 1973, Astronomical Journal, 78, 769.
- Hatzes, A. P., Cochran, W. D., Endl, M., et al. 2003, Astrophysical Journal, 599, 1383.
- Koubský, P., Mayer, P., Čáp, J., et al. 2004, Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences, 92, 37.
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355.
- Pepe, F., Cristiani, S., Rebolo, R., et al. 2021, Astronomy & Astrophysics, 645, A96.
- PERRYMAN, J. *The exoplanet handbook.* 2 vyd. Cambridge; New York: Cambridge University Press, 2018. ISBN 978-1-108-41977-2.
- Ribas, I., Tuomi, M., Reiners, A., et al. 2018, Nature, 563, 365.
- Slavíková, V. 2020, *Zpřesňování světelných elementů exoplanetárních kandidátů*. Masarykova Univerzita v Brně, bakalářská práce.
- van de Kamp, P. 1969, Astronomical Journal, 74, 757.
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, Nature, 355, 145.

Elektronicke zdroje

- [e1] https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/docs/counts_detail.html
 (28. května 2021)
- [e2] https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/hvezdy/exoplanets.php
- [e3] https://www.nasa.gov/mission_pages/kepler/overview/index.html (28. května 2021)

- [e4] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/tess/primary-science.html
 (28. prosince 2020)
- [e5] http://phoebe-project.org/ (15. května 2021)
- [e6] https://www.iau.org/static/resolutions/Resolution_GA26-5-6.pdf (26.prosince, 2020)
- [e7] http://w.astro.berkeley.edu/~basri/defineplanet/IAU-WGExSP.htm (26. prosince, 2020)
- [e8] https://astro.physics.muni.cz/download/documents/skripta/F3170.pdf
 (21. března 2021)
- [e9] https://www.aldebaran.cz/bulletin/2016_32_ryd.php (24. března 2021)
- [e10] https://stelweb.asu.cas.cz/~slechta/clanky/vyskov/schemaeche.gif (24. března 2021)
- [e11] http://www.tcmt.org/bso_exoplanets.html (10. dubna 2021)
- [e12] http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=ucac4+813-018
 210&submit=SIMBAD+search (4. května 2021)
- [e13] https://exofop.ipac.caltech.edu/tess/target.php?id=302518439
- [e14] https://docs.lightkurve.org/ (17. května 2021)
- [e15] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/tess/LightCurveFile-Object-Tu
 torial.html (17. května 2021)
- [e16] https://cs.wikipedia.org/wiki/Dvoumetrov%C3%BD_dalekohled_v_Ond%C
 5%99ejov%C4%9B (24. března 2021)
- [e17] https://stelweb.asu.cas.cz/web/index.php?section=telescope_instr umentation#oes (12. května 2021)
- [e18] http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=HD109358&submi
 t=SIMBAD+search (18. května 2021)
- [e19] https://astroutils.astronomy.osu.edu/time/hjd2bjd.html (13. května 2021)
- [e20] https://www.astro.sk/13_sk.php?p3=spo (26. května 2021)
- [e21] http://www.astro.sk/caosp/Eedition/FullTexts/vol50no3/pp649-671
 .pdf (1. června 2021)
- [e22] https://www.astro.sk/13_sk.php?p3=spo (1. června 2021)