

# PTF1 J011339.09+225739.1 - Spektroskopische und photometrische Analyse eines neuentdeckten HW Vir-Systems

Zulassungsarbeit  
zur wissenschaftlichen Prüfung für das

Lehramt am Gymnasium  
im Studiengang Physik

vorgelegt am 20. Juli 2016

von Maximilian Wolz



Dr. Karl Remeis Sternwarte  
Astronomisches Institut der  
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuer: **Prof. Dr. Ulrich Heber**

# Inhaltsverzeichnis

<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>4</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>5</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2 Doppelsternsysteme</b>	<b>8</b>
2.1 Klassifikation von Doppelsternsystemen . . . . .	8
2.1.1 Visuelle Doppelsterne . . . . .	8
2.1.2 Astrometrische Doppelsternsysteme . . . . .	12
2.1.3 Spektroskopische Doppelsternsysteme . . . . .	14
2.1.4 Photometrische Doppelsternsysteme . . . . .	17
2.2 Das Roche-Potential . . . . .	24
2.2.1 Mathematische Herleitung . . . . .	24
2.2.2 Lagrange-Punkte und Äquipotentialflächen . . . . .	26
2.2.3 Klassifikation enger Doppelsternsysteme . . . . .	30
2.2.4 Massentransfer . . . . .	31
2.2.5 Massentransferrate . . . . .	33
<b>3 Heiße Unterzwerge und ihre Entstehung</b>	<b>35</b>
3.1 Entstehung heißer Unterzwerge . . . . .	38
3.2 Eigenschaften heißer Unterzwerge . . . . .	43
3.3 HW Vir Systeme . . . . .	47
<b>4 Beobachtungsprogramme</b>	<b>48</b>
4.1 SDSS . . . . .	48
4.2 MUCHFUSS . . . . .	49
4.3 PTF und iPTF . . . . .	50
<b>5 PTF1 J011339.09+225739.1</b>	<b>52</b>
5.1 Analysemethoden und verwendete Programme . . . . .	52
5.1.1 Lichtkurvenanalyse und MORO . . . . .	52
5.1.2 Quantitative Spektralanalyse und SPAS . . . . .	55
5.1.3 Baryzentrische Korrektur . . . . .	59
5.2 Observation . . . . .	59
5.3 Quantitative Spektralanalyse . . . . .	61
5.3.1 Geplantes Vorgehen und auftretende Schwierigkeiten . . . . .	61
5.3.2 Datenreduktion und -kallibration . . . . .	64
5.3.3 Bestimmung der Radialgeschwindigkeitskurve . . . . .	75
5.3.4 Ermittlung der Atmosphärenparameter . . . . .	79
5.4 Lichtkurvenanalyse . . . . .	83
<b>6 Zusammenfassung der Ergebnisse</b>	<b>89</b>

<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>90</b>
<b>8</b>	<b>Anhang</b>	<b>91</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>98</b>
<b>9</b>	<b>Danksagung</b>	<b>102</b>
<b>10</b>	<b>Erklärung zur Hausarbeit gemäß §29 (Abs.6) LPOI</b>	<b>103</b>

## Tabellenverzeichnis

1	Parameter des Wilson-Devinney-Verfahrens . . . . .	52
2	Radialgeschwindigkeiten vorreduzierte Daten . . . . .	62
3	Zeitdifferenz zwischen roten und blauen Spektren . . . . .	63
4	Ergebnisse Radialgeschwindigkeit MIDAS . . . . .	71
5	Vergleich RV selbstreduzierte Spektren . . . . .	73
6	Radialgeschwindigkeiten aus Keck-Spektren . . . . .	76
7	Atmosphärenparameter von PTF 1301 . . . . .	79
8	Ergebnis Lichtkurvenanalyse . . . . .	85
9	Sternparameter . . . . .	89
10	Bekannte sdB+dM-Systeme . . . . .	91

## Abbildungsverzeichnis

1	Airy-Scheibchen mit zugehörigem Intensitätsverlauf . . . . .	9
2	VLT als Interferometer . . . . .	10
3	Relative Bahn . . . . .	11
4	Astrometrisches System . . . . .	12
5	Photo- und Baryzentrum . . . . .	13
6	Astrozentrische Bewegung von Sirius . . . . .	13
7	Funktionsweise Spektrograph . . . . .	14
8	Linienshift . . . . .	16
9	Radialgeschwindigkeitskurven . . . . .	17
10	Typischer Verlauf einer Lichtkurve . . . . .	18
11	Randverdunkelung Sonne . . . . .	20
12	Lichtkurve: beobachtbare Effekte . . . . .	21
13	Microlensing . . . . .	22
14	Mitotierendes Bezugssystem . . . . .	25
15	Potentialverlauf mit Lagrangepunkten . . . . .	27
16	Äquipotentiallinien in der Orbitebene . . . . .	28
17	Klassifikation enger Systeme . . . . .	30
18	Potentialtöpfe . . . . .	32
19	Annahmen Massentransfer-Rate . . . . .	33
20	Position sdO/B im HRD . . . . .	35
21	Entstehungsmodell heißer Unterzwerge - Teil 1 . . . . .	39
22	Entstehungsmodell heißer Unterzwerge - Teil 2 . . . . .	41
23	Sternentwicklung auf RGB . . . . .	42
24	Absorptionslinien bei sdO/B Sternen . . . . .	44
25	Verteilung sdB Sterne in $T_{eff}$ -log(g)-Diagramm . . . . .	45
26	Heliumhäufigkeit bei sdB Sternen . . . . .	46
27	SDSS Telescope . . . . .	48
28	verwendete Kamera bei PTF . . . . .	50
29	Bedienoberfläche von SPAS . . . . .	56
30	Veränderung Absorptionslinien . . . . .	58
31	Veränderung Absorptionslinien . . . . .	66
32	Unbearbeitetes Spektrum von DBSP . . . . .	68
33	Rohdatenspalte: Intensität-Pixel-Diagramm . . . . .	69
34	Kalibriertes, blaues Spektrum + Skyspektrum . . . . .	70
35	Kalibrationsspektrum roter Bereich . . . . .	72
36	Ermittlung Radialgeschwindigkeit mit ISIS . . . . .	73
37	Reflektionseffekt im Spektrum von HS 2333+3927 . . . . .	75
38	Radialgeschwindigkeitskurve von PTF1301 . . . . .	78
39	$T_{eff}$ -log(g)-Diagramm . . . . .	81
40	$T_{eff}$ -log(y)-Diagramm . . . . .	82
41	Anpassung Lichtkurve für MORO . . . . .	83
42	Fit der grünen Lichtkurve . . . . .	86
43	Fit der roten Lichtkurve . . . . .	87

---

44	Rocheradien PTF1301 . . . . .	88
45	Beobachtungsprotokoll 23.12.14 - Teil 1 . . . . .	93
46	Beobachtungsprotokoll 23.12.14 - Teil 2 . . . . .	94
47	Beobachtungsprotokoll 24.01.15 - Teil 1 . . . . .	95
48	Beobachtungsprotokoll 24.01.15 - Teil 2 . . . . .	96
49	Beobachtungsprotokoll 24.01.15 - Teil 3 . . . . .	97

# 1 Einleitung

Seit dem Beginn der modernen Astrophysik hat sich der Wissenshorizont in der Astronomie deutlich erweitert. Waren es zunächst Erkenntnisse über das Sonnensystem und die nächstgelegenen Sterne, konnte im Laufe der Jahre mit immer besserer Technik immer weiter in das Universum hineingeschaut werden. Zu den Meilensteinen gehören seit Beginn des 20. Jahrhunderts unter anderem die Entwicklung des Hertzsprung-Russel-Diagramms, die Harvard-Spektralklassifikation von Sternen - bei dieser werden Sterne allein auf Grundlage ihres Spektrums einem bestimmten Spektraltyp zugeordnet, wodurch Aussagen über die chemische Zusammensetzung des Sterns und dessen Oberflächentemperatur möglich sind -, Aussagen über die Abstände zu anderen Sternen, Sternhaufen und Galaxien sowie deren Massen und weitere Entwicklung, die Erkenntnis, dass sich das Universum ausdehnt (und das mit immer höherer Geschwindigkeit), außerdem in neuester Zeit der Nachweis, dass auch außerhalb unseres Sonnensystems Planeten existieren (sogenannte Exoplaneten).

Eine besonders wichtige Rolle spielten Doppel- oder Mehrfachsternsysteme, ohne die viele physikalische Erkenntnisse und Gesetzmäßigkeiten unentdeckt geblieben wären. Denn im Vergleich zu isolierten Sternen sind Doppelsterne gravitativ gebunden, wechselwirken also mit einem weiteren Stern so stark, dass sie sich um ihren gemeinsamen Schwerpunkt bewegen. Mit Hilfe der Newtonschen Mechanik kann solchen Systemen dann eine Vielzahl an Parametern entlockt werden - darunter im besten Falle der Abstand der beiden Sterne voneinander und zur Erde, ihre Effektivtemperatur sowie auch Radius und Masse. Bisher stellt die Analyse von Doppelsternen die einzige Möglichkeit dar, die Masse von Sternen direkt zu bestimmen. Wird eine große Anzahl an Doppelsternsystemen observiert und analysiert, bilden die gewonnenen Parameter einen ausführlichen Vergleichskatalog, anhand dessen andere Sterne kategorisiert und analysiert werden können. Da es in engen Doppelsternsystemen, die mindestens einen weißen Zwerg (engl. white dwarf, WD) enthalten, auch zu Supernovae vom Typ Ia kommen kann<sup>1</sup>, sind Doppelsterne zudem ein wichtiger Lieferant für Standardkerzen im Universum, die für die Entfernungsmessungen zum Beispiel zu anderen Galaxien essentiell sind (Voigt, 2012).

Im Verlauf dieser Arbeit wird das Augenmerk auf ein spezielles Doppelsternsystem gelegt werden: es zählt, wie die im Folgenden beschriebenen Untersuchungen zeigen werden, zu den HW Vir Systemen, die einen heißen Unterzwerg (sdO bzw. sdB) als Primärkomponente und einen M-Stern (dM) oder einen braunen Zwerg (BD) als Begleiter besitzen. Bisher (Stand: Sommer 2016) sind nur 17 HW Vir Systeme bekannt. Der hier betrachtete Doppelstern trägt den Namen PTF1 J011339.09+225739.1 und wurde am Observatorium des California Institute of Technology im Rahmen des „Palomar Transient Factory“-Projekts, PTF abgekürzt, entdeckt und im Dezember 2014 und Januar 2015 observiert. Zunächst soll aber das Augenmerk auf die Definition und Entwicklung von Doppelsternen, die verschiedenen Beobachtungsmethoden und die Charakteristik heißer Untersterne gelegt und die dahinterstehende Mathematik bzw. Physik begründet werden.

---

<sup>1</sup>Durch Massenakkretion erreicht der weiße Zwerg eine kritische Masse (Chandrasekhar-Masse), wodurch er instabil wird und kollabiert.

## 2 Doppelsternsysteme

Da die Gravitationskraft eine sehr große Reichweite besitzt, scheint es auf den ersten Blick schwierig zu sein, eine genaue Definition dessen zu geben, was unter einem isolierten Stern und, im Gegensatz dazu, unter einem Doppel- oder Mehrfachsternsystem zu verstehen ist. Bei genauerer Observation des Himmels fällt aber auf, dass es Sterne gibt, deren Abstand zu ihrem nächsten Nachbarn deutlich geringer ausfällt als im allgemeinen Durchschnitt. Bei manchen ist dieser so gering und die deshalb wirkenden gravitativen Kräfte werden so groß, dass die beiden Sterne den jeweils anderen auf eine Keplerschen Orbit um sich zwingen. Dies bringt einen entscheidenden Vorteil mit sich: viele Parameter, darunter auch im besten Fall Masse als auch Radius, können sehr genau determiniert werden; Doppelsterne liefern folglich wichtige Informationen über Sterne und helfen dabei Antworten auf Fragen der Sternentwicklung zu geben.

Bei langfristig durchgeführten Himmelsdurchmusterungen konnten Astronomen in den 1980er Jahren aufzeigen, dass Doppelsternsysteme (DSS) viel häufiger sind als zunächst vermutet, etwa die Hälfte aller Sterne befindet sich in Doppel- oder Mehrfachsystemen (Abt, 1983). Berücksichtigt man, dass solche Systeme aus zwei oder mehr Sternen bestehen, sind folglich fast ein Drittel aller beobachtbaren Sterne Teil eines Doppelsternsystems.

### 2.1 Klassifikation von Doppelsternsystemen

Inzwischen sind Astronomen sogar bei isolierten Sternen in der Lage, eine Vielzahl an physikalisch und astronomisch relevanten Größen zu bestimmen, wobei die kontinuierlich besser werdenden technischen Geräte die Grenzen des Möglichen immer weiter verschieben. Heute stellt die Bestimmung grundlegender Atmosphärenparameter wie die Effektivtemperatur, die Schwerkraft oder die chemische Zusammensetzung eines Sterns dank leistungsfähiger Computer kein Problem mehr da. Hierfür wird das Spektrum eines Sterns mit einem Raster (engl. grid) an berechneten Modellspektren für einen gewissen Temperatur-, Schwerkrafts- sowie Elementhäufigkeitsbereich verglichen. Dies wird nicht nur im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts (ca. 350-700 nm) durchgeführt, sondern auch für ultraviolettes und infrarotes Licht. Doch, auch wenn es hochauflösende Geräte wie der Hipparcos-Satellit inzwischen erlauben, die Parallaxe eines Sterns auf eine Genauigkeit von einer Millibogensekunde 1 mas anzugeben, ist es bisher noch nicht möglich, die Masse oder den Radius einer singulären Sonne mit hoher Genauigkeit zu bestimmen (Eggleton, 2006). Dies gelingt momentan nur bei Doppelsternsystemen. Jedoch gibt es auch bei Doppelsternen Unterschiede, insbesondere ist ihre Ausrichtung hin zu unserer Beobachtungsrichtung ausschlaggebend dafür, mit welcher Analyseverfahren das entsprechende System untersucht werden kann. Die verwendete Beobachtungstechnik ist ferner ein Mittel der Astronomie zur Klassifizierung von Doppelsternen. Dementsprechend werden Doppelsterne in die vier verschiedenen Gruppen nämlich visuelle, astrometrische, spektroskopische und photometrische Systeme eingeteilt, die im Folgenden genauer betrachtet werden sollen.

#### 2.1.1 Visuelle Doppelsterne

Unter visuellen Doppelsternen versteht man zwei sich umkreisende Sterne, die klar sichtbar getrennt oder interferometrisch nachweisbar sind (Voigt, 2012). Bei ihrer Beobachtung finden sich zwei messbare Größen, den sphärischen Abstand  $\rho$  zwischen den beiden Komponenten - ein Raumwinkel angegeben in Bogensekunden - und den Positionswinkel  $\theta$ . Um  $\theta$  zu erhalten, wird der hel-

lere Stern als Ausgangspunkt einer senkrecht zur Beobachtungsrichtung stehenden Ebene gewählt. Anschließend wird die Orientierung der Sekundärkomponente in dieser Ebene analysiert und mit Hilfe des Positionswinkels angegeben. Diese beiden Parameter verändern sich während des Umlaufs der beiden Sterne um den gemeinsamen Schwerpunkt und durch längere Beobachtung des Systems erhält man die relativen Bahnen der beiden Komponenten, die Orbits aus Sicht der irdischen Beobachterposition. Ein Problem an dieser Methode ist, dass die beiden Sterne des Systems einen gewissen Mindestabstand benötigen, damit diese mittels Teleskop erfasst werden können - denn deren Auflösung ist physikalisch beschränkt. Grund dafür ist die Beugung des Lichtes an der Beobachtungsoberfläche (insbesondere an der Öffnung des Teleskops), deren Folge die Entstehung von Airy-Scheibchen sind. Selbst unter der idealsten Annahme, dass die verwendete Optik keinerlei Abbildungsfehler aufweist und das ankommende Licht monochromatisch ist, erhält man für den kleinstmöglichen auflösbaren Winkel unter Berücksichtigung des Rayleigh-Kriteriums:

$$\alpha_{min} = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (1)$$

mit  $\lambda$  der Wellenlänge des einfallenden Lichts und  $D$  dem Durchmesser der Teleskopöffnung.

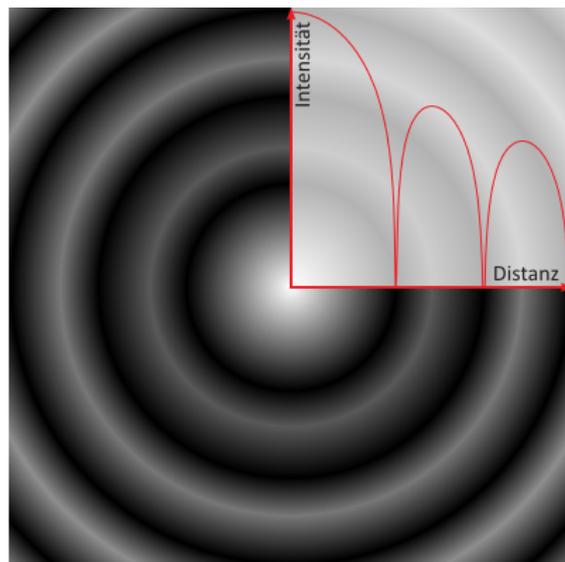


Abbildung 1: Airy-Scheibchen mit zugehörigem Intensitätsverlauf<sup>2</sup>

Die räumliche Auflösung eines Teleskops wird also insbesondere von der Größe seines Durchmessers bestimmt. Da jedoch aus technischen wie auch finanziellen Gründen nicht beliebig große Teleskope verwirklicht werden können, man aber dennoch den minimalen Auflösungswinkel weiter verringern möchte, fanden Astronomen in der interferometrischen Kopplung mehrerer Teleskope einen praktischen Ausweg. Die Teleskope werden so miteinander verknüpft, dass es zu einer phasengerechten Überlagerung des empfangenen Lichts kommt - es entsteht das für Interferenz typische Streifenmuster. Nehmen wir das einfachste Interferometer (bestehend aus zwei Teleskopen) her, so kann im Idealfall der Objektivdurchmesser  $D$  aus Gleichung 1 durch den Abstand  $B$  der beiden Teleskope ersetzt werden.

<sup>2</sup><https://lp.uni-goettingen.de/get/text/7260>; Stand:10.05.16

<sup>3</sup><https://cdn.eso.org/images/screen/eso9951b.jpg>; Stand: 29.06.16



Abbildung 2: Das ESO-VLTI in der chilenischen Atacamawüste: die momentan wohl größte und bekannteste interferometrische Kopplung von Teleskopen. <sup>3</sup>

Die besten Interferometer können Abstände bis zu 0.001 Bogensekunden = 1 mas [Millibogensekunde] auflösen. Trotz der Verwendung von Interferometern gilt weiterhin, dass vorwiegend langperiodische Doppelsterne mit dieser Methode aufgespürt werden. Da die Parallaxe mit dem Abstand des Systems zur Erde korreliert, ist bei einem System mit  $p = 0.2''$  nur dann eine kleinere Periode  $P$  als ein Jahr zu erwarten, wenn das System nicht weiter als 5 Parsec von der Erde entfernt ist. Während die untere Grenze für die Periode visueller Doppelsterne auf der beschränkten Auflösung basiert, wird eine obere Grenze faktisch durch die indirekte Proportionalität von Gravitation und dem Abstandsquadrat ( $F_G \propto \frac{1}{r^2}$ ) festgelegt. Hinzu kommt, dass moderne astronomische Beobachtungen erst seit etwa 200 Jahren durchgeführt werden, gleichzeitig aber für exakte Aussagen über die Periode zwei ganze Umläufe aufgenommen werden müssen; ein Umstand, der die obere Grenze weiter absenkt (Eggleton, 2006).

Bei den aufgenommenen visuellen Orbits von Doppelsternsystemen handelt es sich normalerweise um sogenannte relative Bahnen, dabei wird die momentane Position des einen Sterns relativ zum anderen Stern gemessen. Mit Hilfe dieser relativen Orbits können nun eine Reihe von Parametern bestimmt werden. Dies sind insbesondere die Periode  $P$ , die große Halbachse  $a$ , die Exzentrizität  $e = \frac{c}{a}$  mit  $c$  dem Abstand zwischen Bahnmittelpunkt und Brennpunkt, die Inklination  $i$  - der Winkel zwischen Tangential- und Bahnebene -, die Schnittpunkte der Bahnebene mit der Tangentialebene (Knotenpunkte), der Winkel  $\omega$  zwischen aufsteigendem Knoten - aufsteigend bedeutet hier, dass sich die hellere Komponente auf uns zubewegt - und Periastron sowie der Positionswinkel  $\Omega$  des aufsteigenden Knotens, der vom Himmelsnordpol aus im umgekehrten Uhrzeigersinn gemessen wird (Voigt, 2012). Die beschriebenen Parameter werden in der untenstehenden Graphik zum besseren Verständnis veranschaulicht.

Da ein Beobachter auf der Erde nicht die tatsächlichen Winkelabstände der großen Halbachsen  $a_{1,2}$  misst, sondern nur deren Projektionen in der Himmelsebene, die von der Inklination des Sys-

tems abhängen, muss gelten:  $a_{1,2} = \alpha_{1,2} \cdot \sin i$ . Die aus der relativen Bahn gewonnenen Werte ermöglichen es, die Gesamtmasse des Doppelsternsystems unter Verwendung des 3. Keplerschen Gesetzes in der Newtonschen Form zu bestimmen. Es gilt:

$$\frac{GM}{a^3} = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^2, \text{ mit } M = M_1 + M_2 \text{ und ferner für DSS: } \frac{MP^2}{a^3} = \text{const.} \quad (2)$$

Durch Verwendung von Sonnenmassen, astronomischen Einheiten und Jahren als Einheiten wird

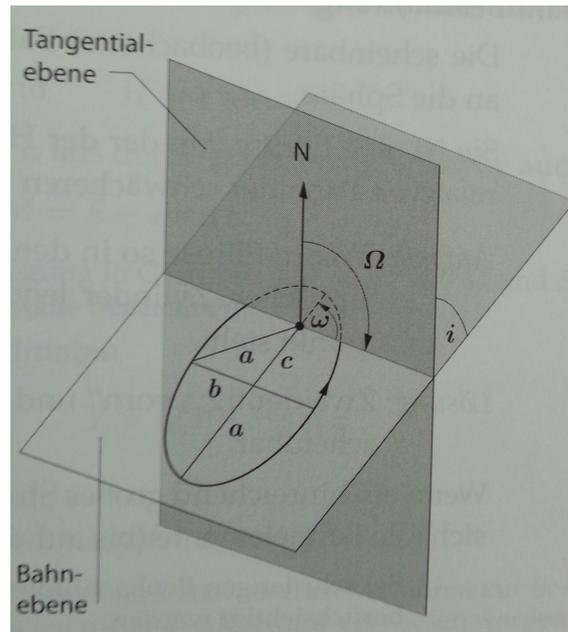


Abbildung 3: Skizze der relativen Bahn einer Komponente um den gemeinsamen Schwerpunkt (Voigt, 2012)

die rechte Seite zu 1. Umstellen liefert dann:

$$M = M_1 + M_2 = \frac{a^3}{P^2} = \frac{\alpha^3 \sin^3 i}{P^2} \quad (3)$$

Ferner kann die Distanz  $D$  durch Verwendung der Parallaxe  $p$  herausgefunden werden. Durch Modifizierung von Gleichung drei besteht dann die Möglichkeit, das Verhältnis  $\frac{M}{D}$  zu berechnen. Trotz bekannter Systemmasse und -distanz ist allein anhand der relativen Bahn nur eine Aussage über die Massensumme möglich. Um weiteren Aufschluss über die Massen der beiden Komponenten zu erhalten, betrachtet man die absolute Bahn der Doppelsterne, die relativ zum Himmelshintergrund der beiden Sterne gemessen wird und sich auf den Massenschwerpunkt des Systems bezieht. Dies zieht Veränderungen an der großen Halbachse  $\alpha$  nach sich, sie wird nun beschrieben durch  $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ , mit  $\alpha_1, \alpha_2$  den großen Halbachsen der absoluten Bahnen. Durch die Anwendung des Schwerpunktsatzes erhält man das Massenverhältnis und schließlich die Einzelmassen der Komponenten. Letzteres funktioniert jedoch nur, wenn die Inklination  $i$  bekannt ist. Es gilt dann:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \text{ mit } \alpha \text{ in } \text{arcsec} \quad (4)$$

### 2.1.2 Astrometrische Doppelsternsysteme

Von einem astrometrischen System spricht man, wenn einer der beiden Sterne nur indirekt nachweisbar ist, es sich also um einen unsichtbaren Begleiter handelt. So ein Doppelstern liegt gewöhnlich dann vor, wenn es einen signifikanten Unterschied zwischen der Leuchtkraft der beiden Sterne gibt. Da eine periodische Ortsveränderung der Hauptkomponente - verursacht durch ihre Bewegung um den gemeinsamen Schwerpunkt - mittels hochauflösender Teleskope festzustellen ist, gelingt es Astronomen überhaupt erst, ein solches System als Doppelstern zu klassifizieren (Voigt, 2012).

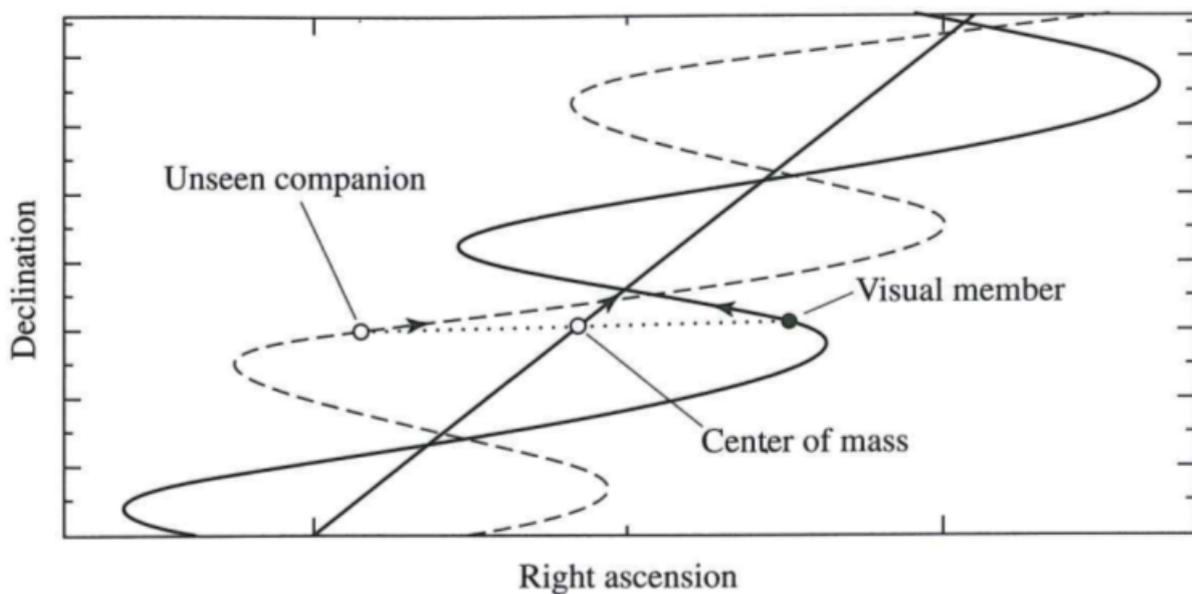


Abbildung 4: Skizze eines astrometrischen Systems mit einer sichtbaren Komponente. Aufgrund der Oszillationsbewegung des beobachtbaren Sterns kann auch auf die nicht sichtbare Komponente geschlossen werden (Carroll & Ostlie, 2007)

Um den Orbit der beiden Sterne zu bestimmen, verfährt man bei astrometrischen Systemen ähnlich wie bei visuellen Systemen, nimmt Positionsänderungen im Vergleich zum Himmelshintergrund auf. Während man dies bei visuellen Doppelsternen für beide Komponenten durchführt, ist dies bei astrometrischen Systemen nur für eine möglich. Ein weiteres großes Problem besteht darin, dass bei der Beobachtung nicht der Orbit des hellsten Sterns, sondern die Bahn des Lichtschwerpunkts (= Photozentrum) beider Sterne um den gemeinsamen Massenschwerpunkt (= Baryzentrum) detektiert wird. Das Photozentrum gibt somit nur dann die relative Bahn der Primärkomponente wieder, wenn der Abstand  $s_1$  zwischen Photozentrum und hellstem Stern gegen Null geht, die Helligkeitsdifferenz  $\Delta m$  zwischen den beiden Sternen sehr groß ist. Zur vollständigen Beschreibung astrometrischer Doppelsterne werden neben  $s_1$  noch der Abstand  $r_1$  zwischen dem helleren Stern  $S_1$  und dem Baryzentrum, die große Halbachse  $a$  des relativen Orbits sowie die große Halbachse  $\alpha$  des Photozentrums um den Massenschwerpunkt benötigt.  $a$  entspricht in diesem Fall dem Abstand der beiden Sterne zueinander und sowohl  $r_1$  als auch  $s_1$  werden in Einheiten von  $a$  angegeben. Ziel

<sup>4</sup><http://abyss.uoregon.edu/~js/ast122/lectures/lec10.html>; Stand:13.05.16

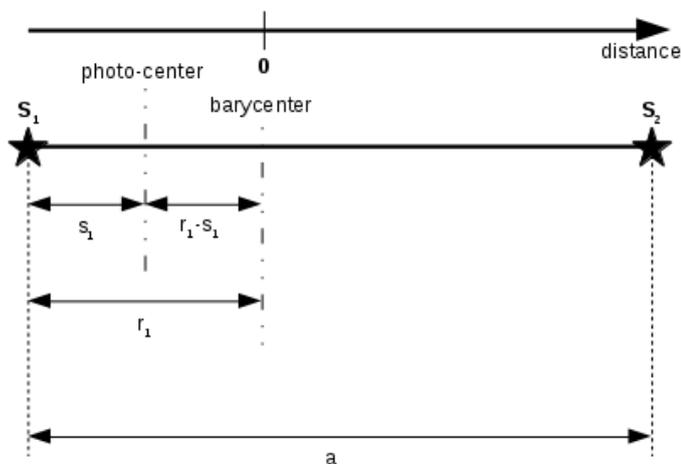


Abbildung 5: Graphische Veranschaulichung der eben eingeführten Parameter astrometrischer Doppelsternsysteme (Graphik wurde in Anlehnung an (Voigt, 2012) erstellt.)

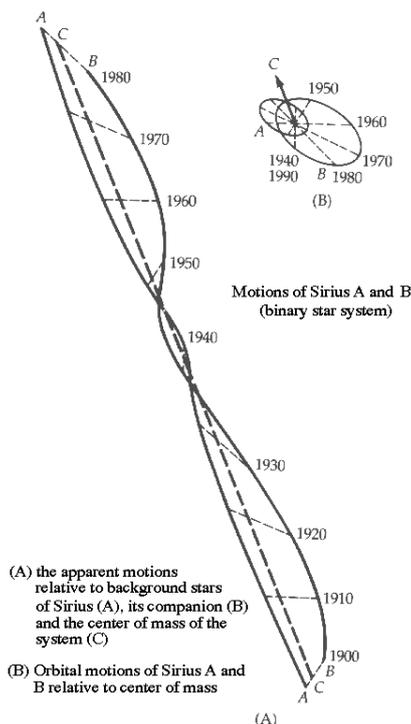


Abbildung 6: Prominentes historisches Beispiel eines astrometrischen Doppelsternsystems: Sirius A und B.<sup>4</sup>

ist es nun wieder, Aussagen über die Systemmasse wie auch die beiden Sternmassen zu treffen. Da ein Doppelsternsystem ein typisches Zweikörperproblem darstellt, lässt es sich durch die klassische Mechanik Newtons formulieren. Dabei gilt für das Massenzentrum:

$$\sum_{i=1}^2 M_i(r_i - R) = 0 \text{ umgestellt und aufgelöst: } R = \frac{r_1 M_1 + r_2 M_2}{M_1 + M_2} \quad (5)$$

Geht man nun vom Baryzentrum aus ( $R=0$ ), liegt dieses also im Koordinatenursprung, so kann die relative große Halbachse  $a$  durch die Abstände der beiden Sterne zum Massenschwerpunkt  $r_1$  und  $r_2$  ausgedrückt werden, indem wir diese voneinander subtrahieren. Auflösen nach  $r_1$  liefert dann:

$$\frac{r_1 M_1 + r_2 M_2}{M_1 + M_2} = 0 \text{ und mit } a = r_1 - r_2: \Rightarrow \frac{r_1 M_1 + M_2(r_1 - a)}{M_1 + M_2} = 0 \quad (6)$$

Durch Umstellen ergibt sich folglich:  $r_1 = \frac{M_2 a}{M_1 + M_2}$

Das Vorgehen für die Bestimmung des Abstands des ersten Sterns zum Photozentrum  $s_1$  läuft analog:

$$s_1 = \frac{l_2}{l_1 + l_2} a = \frac{1}{1 + 10^{0.4\Delta m}} a \quad (7)$$

mit  $l_1, l_2$  den scheinbaren Leuchtkräften der Doppelsternkomponenten.

Die beobachtbare große Halbachse der photozentrischen Bahn wird dann beschrieben durch  $\alpha = (r_1 - s_1)a$  und die Systemmasse erhält man, indem die bisherigen Ergebnisse in die Newtonsche Form des 3. Keplerschen Gesetzes eingefügt werden. Mit Gleichung drei folgt:

$$M_1 + M_2 = \frac{\alpha^3}{(r_1 - s_1)^3 P^2} \quad (8)$$

Da die Verwendung dieser Methode nur wenige Aussagen über die Massen des Systems zulässt, spielt sie für die Detektion von Doppelsternsystemen eine eher untergeordnete Rolle und wird, wenn überhaupt, in Kombination mit der Spektroskopie verwendet. Da kleine Massen wie die von Planeten zu vernachlässigen sind, wird die Astrometrie wohl in den nächsten Jahren mit dem zunehmenden Interesse erdähnliche Exoplaneten zu entdecken eine Renaissance erfahren und wieder zentraler Bestandteil astronomischen Beobachtens werden.

### 2.1.3 Spektroskopische Doppelsternsysteme

Eine wichtige Beobachtungsmethode für Doppelsterne stellt die Spektroskopie dar. Hierbei werden Spektrographen benutzt, um das am Beobachtungsort eintreffende Sternenlicht nach seiner Wellenlänge zu zerlegen und somit Aussagen über die Natur des Sterns oder des Sternensystems zu treffen. Sie bestehen im wesentlichen aus sechs Komponenten: Teleskop, Spalt, Kollimator, Dispersionselement, Objektiv einer Kamera und CCD-Chip. Zunächst wird das in das Teleskop

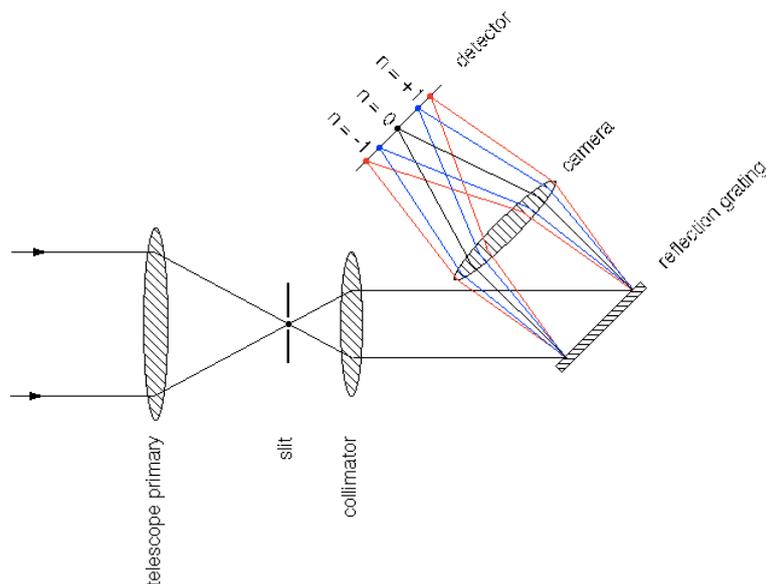


Abbildung 7: Funktionsweise eines Spektrographen mit einem Beugungsgitter als optischem Element <sup>5</sup>

einfallende Licht gebündelt und in der Brennebene fokussiert. Auf Höhe der Brennebene ist ein Spalt angebracht, der insbesondere Streulicht abschirmt und dessen Breite  $b$  wesentlichen Einfluss

<sup>5</sup>[http://www.vikdhillon.staff.shef.ac.uk/teaching/phy217/instruments/spectrograph\\_refl.png](http://www.vikdhillon.staff.shef.ac.uk/teaching/phy217/instruments/spectrograph_refl.png);  
Stand:19.05.16

auf die Auflösung  $R$  der Spektren hat ( $R \propto \frac{1}{b}$ ). Danach passiert das vom Streulicht befreite Sternenlicht eine Kollimatorlinse - sie sorgt für eine parallele Ausrichtung der Lichtstrahlen - und fällt im Anschluss auf ein optisches Instrument mit Dispersionseigenschaften, das eintreffendes, weißes Licht in seine Bestandteile mit unterschiedlichen Wellenlängen aufspaltet. Das Resultat bezeichnet man als Spektrum. Als dispergierende Optik wird zumeist ein Prisma oder ein Gitter eingesetzt, aber auch eine Kombination aus beiden, Grism genannt, ist möglich. Dabei hat das verwendete Material beim Prisma bzw. die Anzahl der Spalte beim Gitter erhebliche Auswirkungen darauf, wie stark Licht dispergiert wird. Zudem ist normalerweise ein Gitter einem Prisma vorzuziehen, da die Dispersionsrelation bei einem Gitter einen linearen Zusammenhang liefert, während sie beim Prisma eine deutliche Alinearität aufweist. Ein hinter dem Dispersionselement angebrachtes Objektiv sammelt das Licht und bildet es auf einen CCD-Chip ab. Dieser erzeugt ein digitales Spektrum, das anschließend am Computer ausgewertet werden kann (Irrgang, 2014).

Erste Spektralanalysen im 19. Jahrhundert zeigten, dass Sternspektren durch Absorption hervorgerufene Spektrallinien enthalten. Dank Ende des 19. Jahrhunderts durchgeführter Experimente war es möglich, jede Absorptionslinie auf ein gewisses chemisches Element zurückzuführen. Jeder Spektrallinie lässt sich somit (durch genaue Vermessung in Laborexperimenten) ein gewisses Intensitätsminimum bei einer bestimmten Wellenlänge zuordnen. Des Weiteren sind Linienbreite und -intensität zu ermitteln. Kurz darauf wiesen Forscher der Harvard University mittels systematischer Sternobservationen und Spektrenauswertungen einen Zusammenhang zwischen dem Vorhandensein gewisser Spektrallinien und der Oberflächentemperatur nach, dies legte den Grundstein für die moderne Spektralklassifizierung von Sternen.

Diese Erkenntnisse aus der Spektralanalyse können nun genutzt werden, um herauszufinden, wann ein Spektrum eine Doppelsternkomponente zeigt. Denn, da die beiden Komponenten eines Doppelsternsystems sich gegenseitig umkreisen, bewegt sich jede Komponente im Verhältnis zur Erde, manchmal auf sie zu, manchmal entfernt sie sich von ihr (Eggleton, 2006).

Eine weitere Möglichkeit auf den Doppelsterncharakter zu schließen liegt in der spektralen Duplizität (engl.: spectrum binaries). Hierbei wird auf die Duplizität ausschließlich aufgrund der Überlagerung zweier normaler Spektren geschlossen, es liegt keine Verschiebung der Spektrallinien vor. Die Methode funktioniert umso besser, je größer der Unterschied zwischen den Spektralklassen der beiden Sterne ist. Da jedoch bei diesen spectrum binaries keine weiteren Aussagen über das Doppelsternsystem getroffen werden können, wird im folgenden ausschließlich der Fall des Spektrallinienshifts betrachtet.

Es gilt:  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_{rad}}{c}$ , mit  $\Delta\lambda$  der Änderung der Wellenlänge und  $v_{rad}$  der Radialgeschwindigkeit des Sterns. Die Wellenlängenverschiebung (engl.: shift) lässt sich besonders gut bei den Minima der Spektrallinien beobachten, zumal deren eigentliche Position aus zahlreichen Experimenten sehr genau bekannt ist. Nimmt man nun von einem Doppelstern mehrere Spektren nacheinander auf und berechnet die jeweils vorliegende Radialgeschwindigkeit  $v_{rad}$  eines der beiden Sterne, so erhält man, wenn man diese über die Zeit aufträgt, die Radialgeschwindigkeitskurve des Sterns. Daraus lassen sich dann die Periode  $P$  des Systems sowie die Halbamplitude  $K_1$  des Sterns berechnen, wobei  $K_1$  wie folgt dargestellt werden kann (Carroll & Ostlie, 2007):

$$K_1 = \frac{2\pi a}{P} \frac{M_2 \sin i}{M_1 + M_2} \quad (9)$$

und nach  $a$  aufgelöst:  $a = \frac{K_1 P}{2\pi} \frac{M_1 + M_2}{M_2 \sin i}$

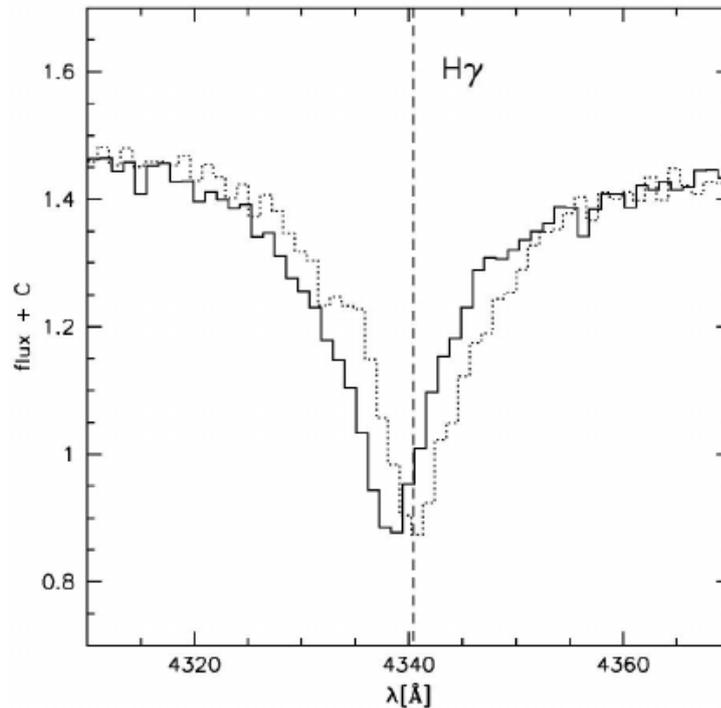


Abbildung 8: Verschiebung der  $H_\gamma$ -Linie eines Spektrums durch den Dopplereffekt. Gestrichelte Linie: Laborwellenlänge von  $H_\gamma$  (Geier, 2015b)

Das Ergebnis für die große Halbachse  $a$  kann nun in Gleichung drei eingesetzt werden, die wir durch Modifikation des 3. Keplerschen Gesetzes erhalten hatten. Die daraus resultierende Lösung wird als Massenformel  $f(M)$  bezeichnet. Sie wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$f(M_1, M_2) = \frac{K_{1,2}^3 P}{2\pi G} = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{M_2 \sin^3 i}{(1 + \frac{M_1}{M_2})^2} \quad (10)$$

mit  $G$  der Gravitationskonstanten und  $i$  der Inklination sowie  $\frac{km}{s}$  für  $K_1$ , Tage für  $P$  und Sonnenmassen für  $M_{1,2}$  als Einheiten. Die Exzentrizität der Orbits wurde als sehr klein angenommen und deshalb vernachlässigt ( $e \ll 1$ ). Gleichung zehn offenbart sehr gut die indirekte Proportionalität zwischen der Periode und der Halbamplitude ( $K_1 \propto \frac{1}{P}$ ). Da Periode und Abstand der beiden Komponenten miteinander korrelieren, folgt, dass die Halbamplitude umso größere Werte annimmt, je enger das Doppelsternsystem ist. Im Umkehrschluss existiert eine obere Grenze für den Abstand zweier sich umkreisender Sterne, bei dem keine Linienverschiebungen mehr im Spektrum wahrgenommen werden können.

Normalerweise kann bei spektroskopischen Doppelsternsystemen nur von einem der beiden Sterne ein Spektrum aufgenommen werden, da meist ein Stern über eine deutlich höhere Leuchtkraft verfügt als der andere. Dementsprechend ist auch nur eine Radialgeschwindigkeitskurve bestimmbar. Solche Systeme nennt man einzel-linige spektroskopische Systeme (engl.: single-lined-binaries). Die detektierte Radialgeschwindigkeitsvariation der Primärkomponente erlaubt sowohl die Bestimmung der Periode  $P$  des Systems als auch der Halbamplitude der Radialgeschwindigkeitskurve  $K_1$ , wodurch die linke Seite der Massenfunktion vollständig bestimmt ist. Der Index 1 bezeichnet alle Parameter der Primärkomponente, Index 2 die des unsichtbaren Begleiters. Da aber auch

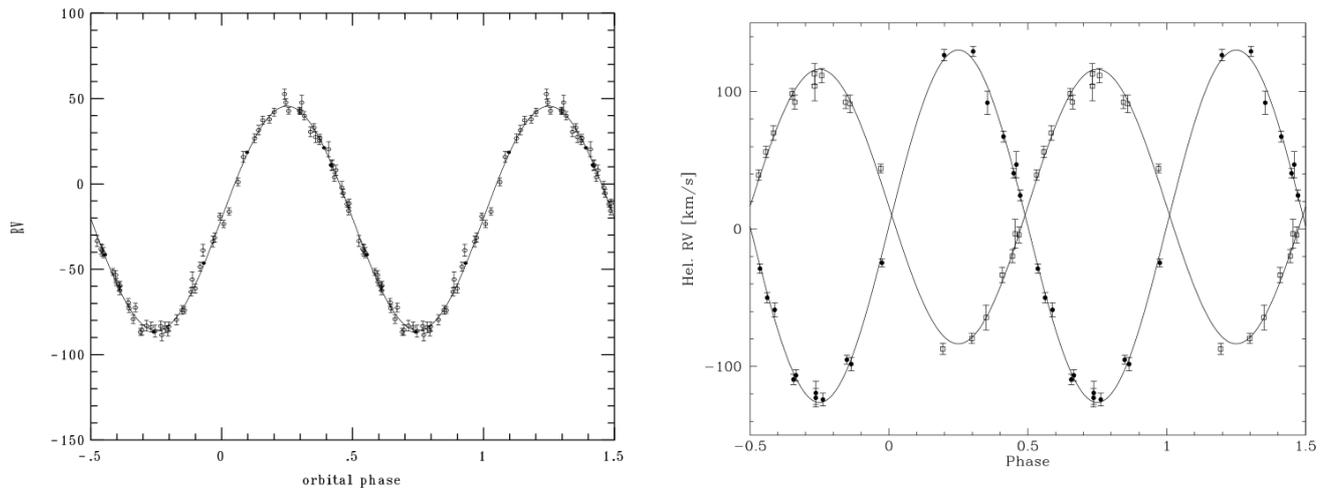


Abbildung 9: Links: Radialgeschwindigkeitskurve eines single-lined-binaries (Østensen et al., 2010a). Rechts: Radialgeschwindigkeitskurve eines double-lined-binaries (Napiwotzki et al., 2002). Beide sind jeweils über ihre Bahn-Phase aufgetragen.

der Inklinationwinkel  $i$  unbekannt ist, kann keine Aussage über die Einzelmassen vorgenommen werden - das System ist unterbestimmt und nicht einmal das Massenverhältnis ist bestimmbar. Ohne weitere Informationen über die Inklination oder die Masse einer der beiden Komponenten ist die Massenfunktion nur für statistische Zwecke interessant. Kennt man dagegen  $M_1$  oder  $\sin i$ , so liefert die Massenfunktion eine untere Grenze für die Masse des Begleiters (Carroll & Ostlie, 2007). Besonders häufig wird die Abschätzung der Inklination durch  $\sin i < 1$  verwendet.

Liegt dagegen ein doppel-liniges System (engl.: double-lined-binary) vor, so kann aufgrund des Vorliegens zweier Massenfunktionen  $f(M_1)$  und  $f(M_2)$  zusätzlich das Massenverhältnis bestimmt werden und daher auch  $M_1 \sin^3 i$  und  $M_2 \sin^3 i$ . Mit dem Schwerpunktsatz ergibt sich dann:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{a_2}{a_1} = \frac{K_2}{K_1} \quad (11)$$

Auch wenn im Vergleich zu einem single-lined System weitere Informationen wie das Massenverhältnis gewonnen werden konnten, ist es trotzdem nicht möglich, eine Aussage über die einzelnen Sternmassen zu treffen, da die Inklination mit den Mitteln der Spektroskopie nicht zu ermitteln ist - dies gelingt ausschließlich, falls das System nicht nur spektroskopisch, sondern auch bedeckungsveränderlich ist.

#### 2.1.4 Photometrische Doppelsternsysteme

Von photometrischen Doppelsternen spricht man, wenn bei der Beobachtung des Systems periodische Helligkeitsschwankungen und somit Flussänderungen detektiert werden können. Diese periodischen Variationen können unterschiedliche Ursachen haben, für die Detektion von den Einzelmassen und -radien sind ausschließlich die bedeckungsveränderlichen Doppelsterne von Bedeutung, auf die im Folgenden besonderes Augenmerk gelegt werden soll.

Bei bedeckungsveränderlichen Systemen liegt die Bahnebene der beiden Komponenten näherungsweise parallel zur Sichtlinie eines erdnahen Beobachters, die Inklination  $i$  beträgt also beinahe  $90^\circ$ ,

weswegen es zu periodischen, gegenseitigen Bedeckungen (auch Okkultation genannt) der beiden Systemsterne kommt (Carroll & Ostlie, 2007). Die Bedeckung hat eine Abnahme des beim Beobachter eintreffenden Lichtflusses zur Folge, weshalb eine längere Observation des Systems eine sogenannte Lichtkurve ergibt. Während einer Periode treten zwei Bedeckungen auf, die eine, wenn der Sekundärstern genau hinter dem Primärstern steht und dieser ihn verdeckt, die andere beim Transit des Sekundärsterns, bei dem er einen Teil des leuchtkräftigeren Primärsterns verdeckt. Da die Flussabnahme beim Transit infolge des Leuchtkraftunterschieds deutlich stärker ausfällt, bezeichnet man diesen Abfall auch als Primärminimum, die Bedeckung der leuchtschwachen Sekundärkomponente als Sekundär- oder Nebenminimum. Die meisten uns bekannten bedeckungsveränderlichen Doppelsterne besitzen eine sehr kurze Periode, nur etwa 10% aller photometrischen Systeme benötigen für einen Umlauf länger als 10 Tage. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass die Bedeckungswahrscheinlichkeit mit dem Abstand der beiden Komponenten korreliert - die meisten der uns bekannten bedeckenden Doppelsterne sind deshalb den sogenannten engen Doppelsternen (engl.: close binary stars) zuzuordnen (Voigt, 2012).

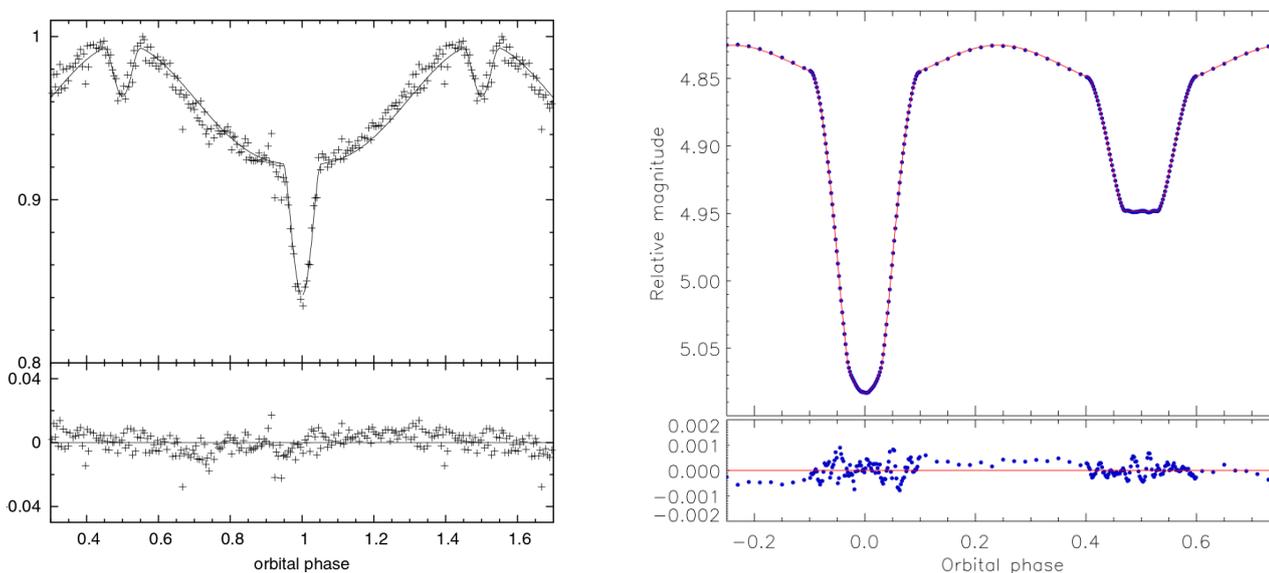


Abbildung 10: Typischer Verlauf zweier Lichtkurven. n der Messpunkte zum theoretischen Verlauf der Fitfunktion (engl.: Residuals) sind unter dem Graphen angegeben. links: Abbildung mit Reflexionseffekt (Schaffenroth et al., 2014b), rechts: Lichtkurve mit Ellipsoidalverformung (Lehmann et al., 2013)

Mit Hilfe der Lichtkurve kann nun auf die Bahnparameter und darüber hinaus, falls von dem System zusätzlich spektroskopische Daten vorliegen, auf die Sternradien und -massen geschlossen werden. Das Vorgehen bei der Lichtkurvenanalyse ist hierbei ungleich aufwändiger und komplizierter als bei der Spektralanalyse, da die Lichtkurve geometrischen Prinzipien folgt, während die Spektroskopie den Gesetzen der Dynamik unterliegt. Aufgrund jenes komplexen Zusammenhangs zwischen Lichtkurve und Orbit sind auch deutlich mehr Bahnparameter zu bestimmen. Dabei stammen sieben Parameter aus der relativen Bahn des Doppelsternsystems, sechs Parameter geben die genaue Leuchteigenschaften der beiden Komponenten an - dazu zählen unter anderen Leuchtkraft und Randverdunkelungskoeffizient - sowie weitere sechs Werte für enge, bedeckende

Systeme wie zum Beispiel Schwerkraftverdunkelung oder der Reflektionseffekt. Folglich sind also mindestens 19 Parameter zu bestimmen, acht von diesen hängen von der Wellenlänge ab, weshalb von einem System üblicherweise mehrere Lichtkurven mit unterschiedlichen Filtern aufgenommen werden (Voigt, 2012).

Im bestmöglichen Fall liefert die Lichtkurve  $P$ ,  $e$ ,  $i$ , die Verhältnisse der Sternradien  $R_{1,2}$  zur großen Halbachse  $a$  der relativen Bahn und die Temperatur  $T_2$  der leuchtschwächeren Komponente, falls Effektivtemperatur  $T_1$  aus der Spektroskopie bekannt. Die Sternradienverhältnisse  $\frac{R_{1,2}}{a}$  und auch die Inklination  $i$  hängen stark von der Dauer und Ausprägung der partiellen und der vollständigen Bedeckung ab. In der Zeit zwischen dem ersten, äußeren Kontakt  $t_1$  der beiden Sternscheibchen und dem ersten, inneren Kontakt  $t_2$ , wenn der eine Stern den anderen komplett bedeckt (größerer vor kleinerem Stern) oder sein ganzer Körper einen Teil der Oberfläche des zweiten verdeckt (kleinerer vor größerem Stern) sowie zwischen letzten, inneren  $t_3$  und letzten, äußeren Kontakt  $t_4$  spricht man von einer partiellen Bedeckung. Eine vollständige Bedeckung liegt während des ersten, inneren und des letzten, inneren Kontaktes vor. Für einen kreisförmigen Orbit ( $e = 0$ ) gilt:

$$\frac{t_4 - t_1}{P} = \frac{D_1 + D_2}{L} = \frac{2(R_1 + R_2)}{2\pi a} \quad (12)$$

mit  $D_{1,2}$  den Sterndurchmessern und  $L$  der Länge der relativen Bahn (Eggleton, 2006).

Während des Transits bedeckt der Begleiter einen Bruchteil des Primärsterns, wobei die Größe der verdeckten Fläche vom Radius der beiden Sterne abhängt  $\frac{A_2}{A_1} \propto \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$ . Wegen der deutlich geringeren Leuchtkraft des Begleitsterns gilt: Je größer die vom Begleiter verdeckte Oberfläche des Primärsterns, desto tiefer ist das Primärminimum und desto kleiner ist das Flussverhältnis  $\frac{F_2}{F_1}$ . Für die Temperatur folgt dieser Zusammenhang aus dem Stefan-Boltzmann-Gesetz.

Damit man bei diesem Vorgehen den tatsächlichen Werten möglichst nahe kommt, müssen einige Effekte bei der Analyse berücksichtigt werden, besonders bei engen Doppelsternsystemen. Im Folgenden sollen die wichtigsten kurz angesprochen und erläutert werden:

In engen Doppelsternen beeinflussen sich die beiden einander umkreisenden Sterne besonders stark, da die wirkenden gravitativen und zentrifugalen Kräfte indirekt proportional zum Abstand sind. Aufgrund der starken wechselseitigen Krafteinwirkungen kommt es bei den Sternen zu Abweichungen von der normalerweise üblichen Kugelform. Es entstehen sogenannte ellipsoide Verformungen, wegen denen der von der Erde zu beobachtende Querschnitt während eines Umlaufs variabel ist. Dies führt zu einer merklichen Schwankung beim gemessenen Fluss, wenngleich das System keine Bedeckung aufweist. Resultierend zeigt die Lichtkurve eine sinusförmige Variation mit Maxima zu den Zeitpunkten, an denen der erd zugewandte Querschnitt des Doppelsterns am größten ist (siehe Abb. 10, rechts).

Doch nicht nur gravitativ beeinflussen sich die beiden Komponenten. Hat einer der beiden Sterne eine deutlich höhere Effektivtemperatur als der andere, kann sich die dem heißeren Stern zugewandte Seite des kühleren Sterns aufheizen. Aufgrund der höheren Temperatur strahlt diese Seite deutlich heller als die vom heißen Stern abgewandte Seite. Diesen Effekt bezeichnet man als Reflektionsaufhellung oder Reflektionseffekt. In der Lichtkurve manifestiert er sich durch eine sinusförmige Helligkeitsvariation. Dabei gilt: Je mehr von der aufgeheizten Seite der kühleren Komponente sichtbar wird, desto heller erscheint der Doppelstern. Somit wäre das Maximum der Sinuskurve erreicht, wenn sich der Begleiter hinter dem Primärstern befände, in der Praxis also kurz vor und nach dem Sekundärminimum der Lichtkurve (gut auf der linken Seite von Abb. 10

zu sehen).

Anfang des 20. Jahrhunderts konnte Karl Schwarzschild nachweisen, dass Sterne aus Gas bestehen, dessen Dichte und Temperatur hin zur Sternoberfläche abnimmt. Daraus resultiert aus Beobachtersicht eine ungleichmäßige Helligkeit des Sternscheibchens - der Rand des Sterns erscheint dunkler als seine Mitte, da dort heißere, tiefere Schichten beobachtet werden, während am Rand des Sterns nur die kühlere, weniger dichte Sternoberfläche sichtbar ist. Diesen Effekt bezeichnen Astronomen als Mitte-Rand-Verdunkelung oder auch Randverdunkelungseffekt (engl.: limb darkening).

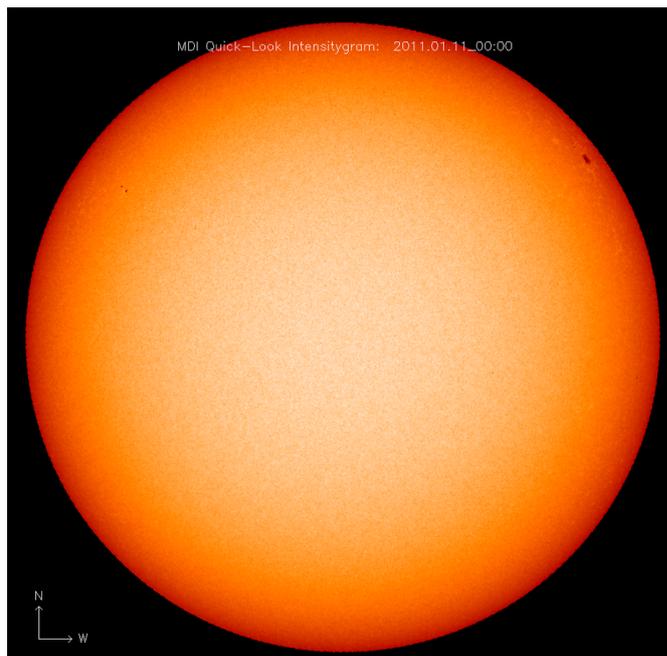


Abbildung 11: Besonders gut ist von der Erde aus der Randverdunkelungseffekt bei der Sonne zu beobachten. In obenstehender Abbildung erkennt man gut die zum Rand hin dunkler werdende Färbung der Sonnenscheibe.<sup>6</sup>

Wird nun ein bedeckungsveränderliches Doppelsternsystem photometrisch observiert, so kommt es infolge des Randverdunkelungseffekts bei Beginn und Ende einer Bedeckung zu einer geringeren Helligkeitsabnahme, als wenn der Stern gleichmäßig hell wäre. Dieser Effekt macht sich in der Lichtkurve durch eine Abrundung des Kurvenverlaufs nahe der Minima bemerkbar.

Ein weiterer Effekt ist die sogenannte Schwerkräftsverdunkelung (engl.: gravity darkening). Sie entsteht durch Variationen des Energieflusses an der Sternoberfläche, diese Energieflussschwankungen sind wiederum Resultat einer lokalen Schwerkräftsvariation (Espinosa Lara & Rieutord, 2012). Dieses Phänomen tritt insbesondere bei schnellrotierenden Sternen auf, bei denen es aufgrund der damit einhergehenden starken Kräfte zu Verformungen kommt, der Stern wird zu einem Rotationsellipsoid. Da sich die Zentrifugalkraft an einem Ort  $P$  auf dem Stern proportional zum Abstand zur Rotationsachse verhält, ist diese am Äquator maximal und an den Polen minimal. Die Zentrifugalkraft zieht das Gas von der Rotationsachse weg - ein geringerer Gasdruck im Bereich des Äquators ist die Folge. Aufgrund der Korrelation von Druck und Temperatur hat ein schnell

<sup>6</sup>[http://soi.stanford.edu/production/nightly\\_images/latestint.gif](http://soi.stanford.edu/production/nightly_images/latestint.gif); Stand: 09.06.16

rotierender Stern auch einen niedrigeren Temperatur in der Äquatorregion und der detektierbare Strahlungsfluss ist in diesem Bereich des Sterns geringer als in der Polregion; der Äquator wirkt verdunkelt.

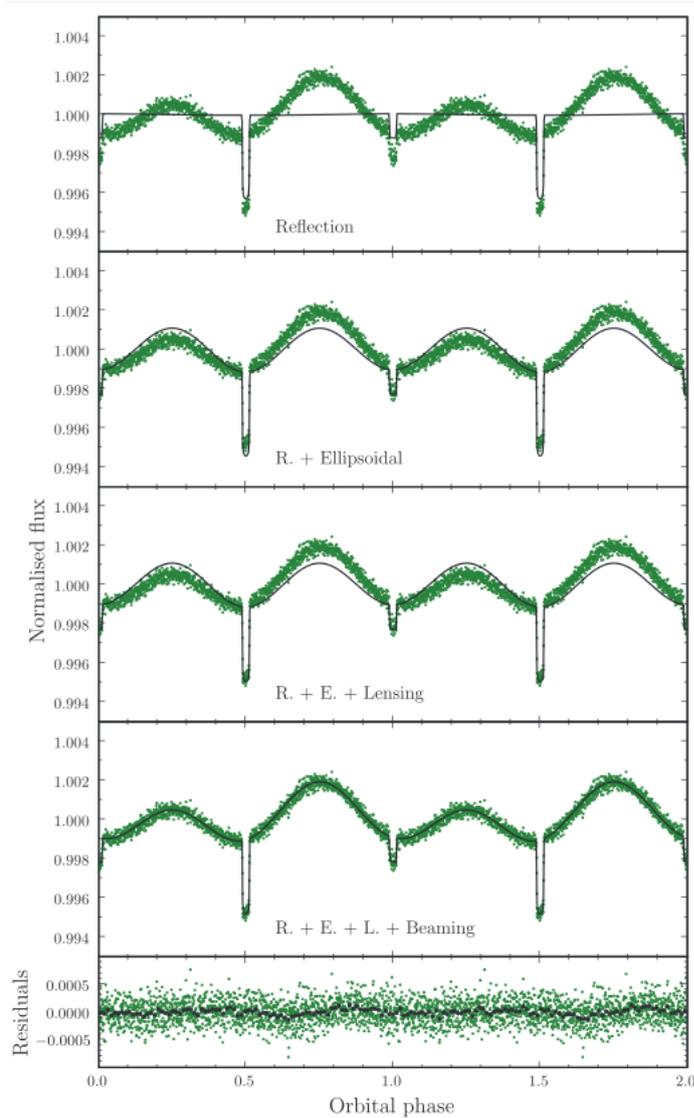


Abbildung 12: Auswirkungen von Reflektionseffekt, ellipsoidaler Verformung, Linseneffekt und Doppler Beaming auf die Lichtkurve (Bloemen et al., 2011).

Ferner existieren noch zwei weitere zu berücksichtigende Effekte, die auf Einsteins allgemeiner Relativitätstheorie (ART) fußen. Der erste der beiden ist der sogenannte Gravitationslinseneffekt (engl.: gravitational lensing). Es handelt sich hierbei um den kleinsten detektierbaren Effekt. Der Gravitationslinseneffekt besagt, dass sehr massereiche Objekte Licht ähnlich einer Linse ablenken können, da sie die Raumzeit krümmen. Dadurch können Himmelskörper, die sich hinter der Gravitationslinse befinden, vergrößert und verzerrt werden und, da die Oberflächenhelligkeit des Himmelskörpers gleich bleibt, wird das von diesem ausgesendete Licht verstärkt - das Objekt erscheint dadurch heller.

Eine Gravitationslinse funktioniert jedoch anders als eine gewöhnliche Linse; während normale

Linsen Licht umso stärker ablenken, je größer der Abstand des Lichtstrahls zum Linsenzentrum beim Passieren ist, verhalten sich Gravitationslinsen invers zu diesem Fall: besonders stark wird Licht in unmittelbarer Nähe des massereichen Objektes abgelenkt. Der Grad der Ablenkung wird über den Einsteinradius  $\theta_E$  definiert, der im Bogenmaß angegeben wird und gleichzeitig ein Maß für die Größe der Gravitationslinse darstellt. Für diesen gilt:

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{d_{ds}}{d_d d_s}} \quad (13)$$

mit  $M$  der Masse der Gravitationslinse,  $d_{ds}$  dem Abstand zwischen Linse und abgebildeten Objekt,  $d_d$  dem Abstand vom Beobachter zur Gravitationslinse und  $d_s$  der Distanz zwischen dem Beobachter und dem abgebildeten Himmelskörper (Voigt, 2012). Gut sichtbar in dieser Gleichung ist die Proportionalität zwischen der Masse der Gravitationslinse, dem Radius des Einsteinrings und folglich auch der Stärke der Ablenkung ( $\theta_E \propto \sqrt{M}$ ).

Auch wenn dieser Effekt besonders stark bei Galaxien und schwarzen Löchern auftritt, so ist er doch auch bei Doppelsternen zu beobachten. Denn beim Transit der kleineren, leuchtschwächeren Komponente vorbei an dem größeren und leuchtstarken Primärstern wirkt der kleine Begleiter für die Oberfläche des Primärsterns als Gravitationslinse. Da der Effekt bei kleinen Massen sehr schwach ist und der Begleiter einen Teil der Oberfläche der Primärkomponente verdeckt, gibt es normalerweise dennoch ein Primärminimum, das aber im Vergleich zu einem gewöhnlichen Minimum weniger stark ausgeprägt ist. Der Gravitationslinseneffekt kompensiert also einen Teil des durch die Bedeckung verursachten Helligkeitsabfalls. Infolge der schwachen Wirkung des Gravitationslinseneffekts bei einzelnen Sternen spricht man hierbei auch vom Mikrolinseneffekt. Der Effekt

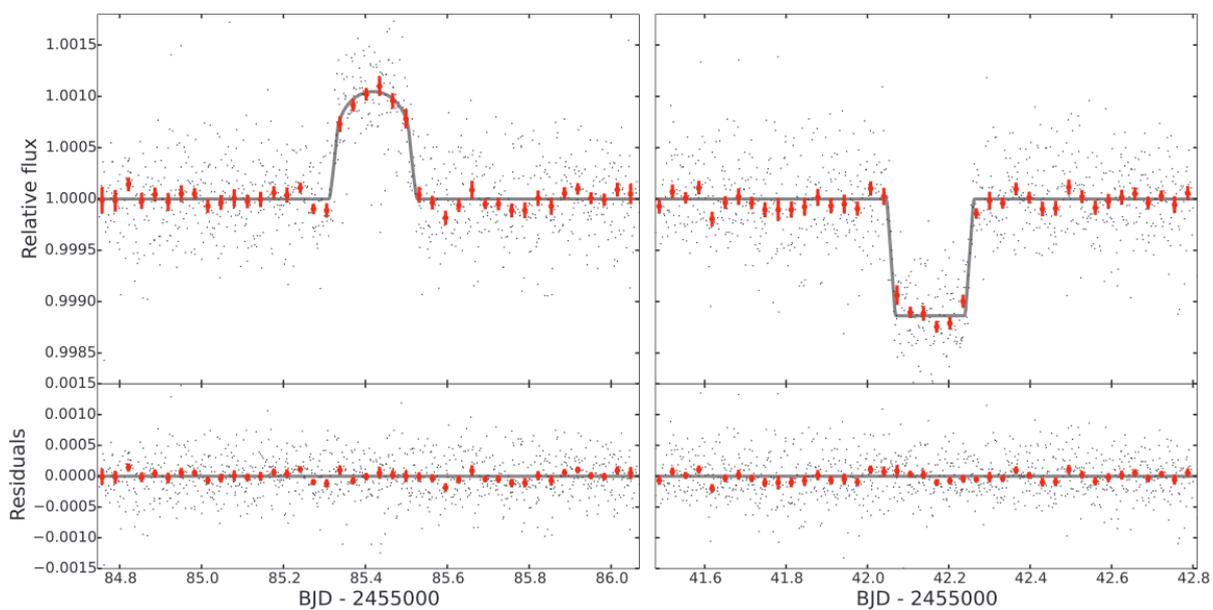


Abbildung 13: Lichtkurve von KOI 3278, das erste und bisher einzige entdeckte „self-lensing“-System (Kruse & Agol, 2014).

kann aber auch deutlich stärker ausfallen, wenn der bedeckende Begleiter degeneriert<sup>7</sup> ist und nur

<sup>7</sup> Zu den degenerierten oder entarteten Objekten zählen schwarze Löcher, Neutronensterne und weiße Zwerge.

der Mikrolinseneffekt auftritt, wie im Falle des Doppelsternsystems KOI 3278, welches 2014 von zwei amerikanischen Forschern analysiert wurde. Bei diesem System trat der ungewöhnliche Fall ein, dass bei der Bedeckung des Primärsterns durch seinen Begleiter kein Abfall in der Lichtkurve zu registrieren ist, sondern ein äußerst kleiner Anstieg (siehe Abb. 13) detektiert werden kann (Kruse & Agol, 2014). Man spricht in diesem Fall von einem self-lensing-System. Die Theorie für diesen bisher einmaligen Fall stellte der Schweizer Forscher Andre Maeder bereits in den 1970er Jahren auf.

Ein weiterer nicht zu vernachlässigender Effekt ist das Doppler Boosting (manchmal auch Doppler Beaming genannt), das insbesondere in engen Doppelsternsystemen verursacht durch die Rotation der beiden Komponenten beobachtet werden kann. Das Doppler Beaming funktioniert dabei ähnlich wie der in der Spektroskopie auftretende Rossiter-McLaughlin-Effekt: durch die Rotation eines Sterns um die eigene Achse bewegt sich aus Sicht eines Beobachters die linke Sternhälfte auf ihn zu, die rechte von ihm weg, weshalb ausgesendetes Licht der linken Sternseite laut dem Dopplereffekt blauverschoben und Licht der rechten Seite rotverschoben wirkt. Liegt bei einem Doppelsternsystem keine Bedeckung vor, ist dieser Effekt symmetrisch und hebt sich auf. Tritt dagegen der Fall einer Bedeckung ein, so sorgt die partielle Verdeckung der Primärkomponente während des Transits für eine Aufhebung der Symmetrie (Groot, 2012). Dies nennt man auch rotationsbedingtes Doppler Boosting. Bisher ist dieses jedoch nur von theoretischer Bedeutung, in der Praxis wurde es bei Doppelsternsystemen noch nie beobachtet.

Wichtiger ist dagegen das Doppler Boosting, wenn die Bahngeschwindigkeiten der Doppelsternkomponenten sehr hoch sind (orbitbedingtes, relativistisches Doppler Boosting). Bei heißen Sternen kann, da das Intensitätsmaximum gemäß dem Wienschen Verschiebungsgesetz im Rayleigh-Jeans-Bereich liegt, der Stern als Schwarzer Körper angenommen werden. Dann verändert dieser Effekt die Werte der Lichtkurve um einen Faktor  $(1 - \frac{v_{rad}(t)}{c})^3$ . Da gleichzeitig der durch Dopplereffekt erzeugte Wellenlängenshift einen Faktor  $(1 - \frac{v_{rad}(t)}{c})^{-2}$  im Rayleigh-Jeans-Bereich beisteuert, ergibt sich für heiße Sterne im optischen Wellenlängenbereich des Spektrums mit  $1 - \frac{v_{rad}(t)}{c}$  eine gute Näherung für den messbaren Fluss. Diese Art des Doppler Beamings wurde erstmals von Maxted et al. im Jahr 2000 beschrieben. Nur wenige Jahre nach dieser Entdeckung waren Astronomen dann in der Lage, die Wirkung des orbitalen Doppler Beamings für den allgemeinen Fall zu bestimmen (Loeb & Gaudi, 2003), also auch für kühlere, sonnenähnliche Sterne. Es gilt:

$$F_\nu = F_{\nu,0} [1 + (3 - \alpha) \frac{v_{rad}}{c}] = F_{\nu,0} B_{\alpha, v_{rad}} \quad (14)$$

mit  $B_{\alpha, v_{rad}}$  dem Beaming-Faktor,  $F_{\nu,0}$  der ursprünglichen Flussdichte der Frequenz  $\nu$  und  $v_{rad}$  der Radialgeschwindigkeit.  $\alpha$  stellt in diesem Fall das Steigungsverhalten des Spektrum an der Stelle  $\nu$  dar. Für schwarze Körper kann  $\alpha$  wie folgt genähert werden:

$$\alpha = \frac{e^x(3 - x) - 3}{e^x - 1} = 3 - \frac{xe^x}{e^x - 1} \quad (15)$$

mit  $x = \frac{h\nu}{kT_{eff}}$  bekannt aus dem Planckschen Strahlungsgesetz. Das orbitale Dopplerbeaming resultiert dann in einer Asymmetrie der Lichtkurve (siehe Abb. 12). Alle beschriebenen Effekte konnten von Bloemen et al. (2011), wie in Abbildung 12 zu erkennen, im System KPD 1946+4340 ausgemacht werden.

Bei Betrachtung der Vielzahl von zu berücksichtigenden Effekten entsteht ein sehr komplexer Zusammenhang zwischen den Werten der Lichtkurven und den zugehörigen Bahnelementen des

Systems, deren Bestimmung bis auf wenige Ausnahmen sehr anspruchsvolle Modelle benötigen. Diese Modelle basieren meist auf der Annahme, dass die beiden Sterne des Systems Äquipotentialflächen eines Gravitationsfeldes, verursacht durch zwei sich umkreisende Punktmassen, ausfüllen, auch bekannt als Roche-Potential (Eggleton, 2006).

## 2.2 Das Roche-Potential

In den vorangegangenen Betrachtungen wurde die starke gegenseitige Beeinflussung der beiden Komponenten noch nicht ausreichend berücksichtigt. Denn je enger das Doppelsternsystem ist, desto größer sind die von den Komponenten wechselseitig ausgeübten Kräfte. Besonderes Augenmerk muss hierbei äußerst engen Systemen gegeben werden, bei denen aufgrund des geringen Abstandes die wirkenden gravitativen wie auch zentrifugalen Kräfte besonders groß werden. Um diese gegenseitigen Beeinflussungen und deren Auswirkungen genau zu beschreiben, ist eine entsprechende mathematisch-algebraische Formulierung von Nöten, die jeden möglichen Fall berücksichtigt. Eine solche Formulierung lieferte der französische Mathematiker Edouard Roche Ende des 19. Jahrhunderts, als er versuchte, eine analytische Lösung für das Dreikörperproblem zu finden, indem er das Gravitationspotential aller in einem System wirkenden Kräfte betrachtete. Auch wenn Roche bei seinen Untersuchungen auf keine allgemeine Lösung stieß, entdeckte er doch einen für die folgenden Betrachtungen wichtigen Spezialfall: Er nahm an, dass zwei der Massenpunkte<sup>8</sup> sich auf kreisförmigen Bahnen um ihr Massenzentrum bewegen, während die dritte Masse infinitesimal klein sei und sich im Gravitationsfeld der beiden massereichen Komponenten bewege. Mit Hilfe dieser infinitesimalen Masse kann dann auf den Wert des gesamten Gravitationspotential  $\Phi$  geschlossen werden. Roche bewies ferner, dass, wenn  $\Phi$  bekannt ist, eine dreidimensionale, hypothetische Isofläche um die beiden schweren Massenpunkte konstruiert werden kann. Die Isofläche repräsentiert dabei die Gebiete, in denen sich die dritte, sehr kleine Masse relativ zu dem gleichmäßig rotierenden Bezugssystem der beiden massiven Körper in Ruhe befindet. Solche Flächen konnten um beide schweren Massenpunkte gefunden werden. Weiter von den Punktmassen entfernte Gebiete relativer Ruhe umschließen beide Massen, während das für Flächen in nächster Umgebung einer Punktmasse nicht gilt (Hilditch, 2001).

### 2.2.1 Mathematische Herleitung

Wichtig zum Verständnis und zur exakten Beschreibung der Wirkung der Gravitation in einem engen Doppelsternsystem ist die mathematische Beschreibung und Herleitung des Roche-Potentials. Dazu wird zunächst angenommen, dass sich die beiden Komponenten auf kreisförmigen, keplerischen Bahnen um das gemeinsame Massenzentrum bewegen und sich beide in der Bahnebene ( $x$ ,  $y$ ) befinden. Ferner sollen sich beide mit derselben Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  um das Baryzentrum bewegen. Somit gilt:  $\omega = \frac{v_1}{r_1} = \frac{v_2}{r_2}$  mit  $r$  dem Abstand des entsprechenden Sterns zum Baryzentrum und  $v$  der zugehörigen Bahngeschwindigkeit. Eine weitere Vereinfachung der mathematischen Beschreibung kann durch ein mitrotierendes Koordinatensystem erreicht werden, in dessen Ursprung sich das Massenzentrum des Systems befindet. In einem solchen System herrscht für die beiden Sterne ein Kräftegleichgewicht zwischen der Zentrifugal- sowie der Gravitationskraft und es gilt  $F_G = G \frac{mM}{r^2} = m\omega^2 r = F_Z$ . Um auf das Potential des Gravitationsfeldes enger Doppelsterne zu

<sup>8</sup>Wie in der klassischen Mechanik üblich wurden auch hier die betrachteten Massen als punktförmig vorausgesetzt. Dies ist möglich, da sich die Masse von Sternen in deren Zentrum konzentriert.

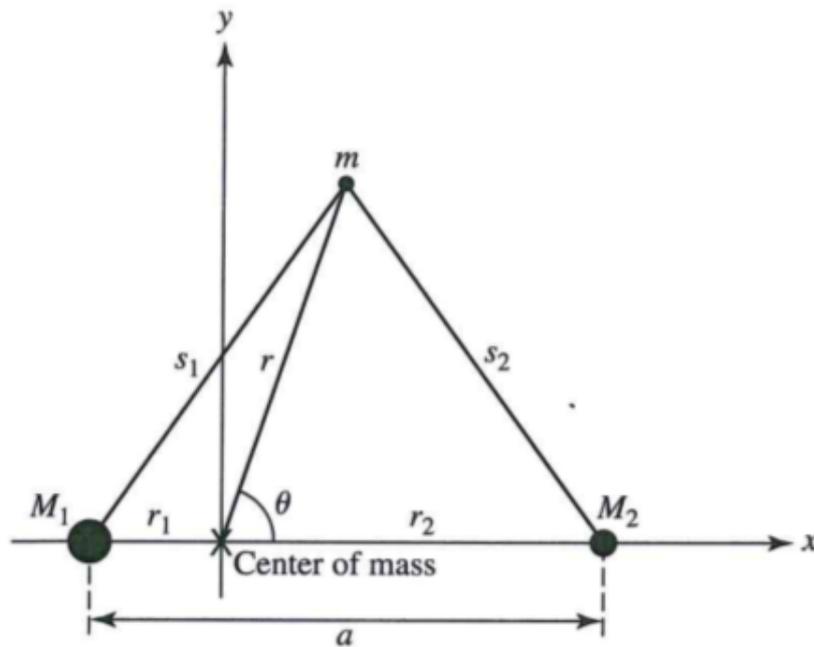


Abbildung 14: Mitrotierendes Koordinatensystem für ein enges Doppelsternsystem. Hier sind  $M_{1,2}$  die beiden Sternmassen, wobei  $M_1 > M_2$ , und  $m$  der Probemasse, deren Masse im Vergleich zu den Sternmassen vernachlässigbar ist (Carroll & Ostlie, 2007).

schließen, betrachten wir die potentielle Energie des Systems. Gemäß der klassischen Mechanik wird die Änderung der potentiellen Energie zwischen zwei Positionen  $r_i$  und  $r_f$  mit infinitesimal kleinem Abstand beschrieben durch:

$$\Delta U = U_f - U_i = - \int_{r_i}^{r_f} \vec{F} d\vec{r} = - \int_{r_i}^{r_f} \vec{a}(\vec{r}) m d\vec{r} = -m \int_{r_i}^{r_f} \vec{a}(\vec{r}) d\vec{r} = m \Delta \Phi(r) \quad (16)$$

Die Anwendung dieser Gleichung auf das vorliegende Problem liefert für die potentielle Energie der Gravitation  $U_g = -G \frac{Mm}{r}$  mit einer Probemasse  $m$ . Ähnlich kann nun für das aus der Zentrifugalkraft resultierende Potential vorgegangen werden. Einsetzen in Gleichung 16 liefert dann:

$$\Delta U_Z = \int_{r_i}^{r_f} \vec{F}_Z d\vec{r} = - \int_{r_i}^{r_f} m \omega^2 r dr = -\frac{1}{2} m \omega^2 (r_f^2 - r_i^2) \quad (17)$$

o.B.d.A.: setze  $U_Z = 0$ , wenn  $r = 0 \Rightarrow U_Z = -\frac{1}{2} m \omega^2 r^2$

Abbildung 14 zeigt das mitrotierende Koordinatensystem: Die beiden Massen besitzen einen Abstand  $a$ , liegen auf der  $x$ -Achse und haben den Abstand  $r_1$  beziehungsweise  $r_2$  zum Massenzentrum, das sich im Koordinatenursprung befindet.  $a$  lässt sich folglich durch  $r_1$  und  $r_2$  beschreiben, zudem kann der Schwerpunktssatz verwendet werden:

$$a = r_1 + r_2 \text{ und der Schwerpunktssatz ergibt: } M_1 r_1 = M_2 r_2 \quad (18)$$

Insgesamt wird die potentielle Energie eines engen Doppelsternsystems dann beschrieben durch:

$$U(M_1, M_2) = -\frac{GM_1 m}{s_1} - \frac{GM_2}{s_2} - \frac{m \omega^2 r^2}{2} \quad (19)$$

mit  $s_{1,2}$  den Distanzen der Probemasse  $m$  zu den Massen  $M_{1,2}$ . Da, wie in Gleichung 16 bereits gesehen,  $U = m\Phi$  gilt, erhalten wir mittels Division durch  $m$  das zugehörige Potential. Das Ergebnis stellt die mathematische Beschreibung des effektiven Potentials dar (Carroll & Ostlie, 2007).

$$\Phi = -\frac{GM_1}{s_1} - \frac{GM_2}{s_2} - \frac{\omega^2 r^2}{2} \quad (20)$$

Der Wert der Winkelgeschwindigkeit für das entsprechende System kann unter Zuhilfenahme des dritten Keplerschen Gesetzes in der Newtonschen Form bestimmt werden:  $\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^2 = G\frac{M_1+M_2}{a^3} = G(M_1+M_2)$ . Den letzten Schritt in der Gleichung erhält man, wenn die Abstände in Einheiten der Separation angenommen werden (somit:  $a \equiv 1$ ). Dieser Zusammenhang ermöglicht es, das effektive Potential in Einheiten der Separation und damit dimensionslos anzugeben<sup>9</sup>. Es gilt hierfür:

$$\Phi_n = -\frac{2\Phi}{G(M_1+M_2)} = \frac{2}{(1+q)s_1} + \frac{2q}{(1+q)s_2} + r^2 \quad (21)$$

mit  $q = \frac{M_2}{M_1}$  dem Massenverhältnis. Dieses dimensionslose Potential wird als Roche-Potential bezeichnet.

Im Allgemeinen sind die Abstände  $s_{1,2}$  der Probemasse von den beiden Doppelsternkomponenten nicht bekannt. Jedoch können sie mit Hilfe des Kosinussatzes durch die Abstände der drei Massen zum Baryzentrum sowie dem Winkel  $\theta$  zwischen  $M_2$ , dem Massenzentrum und der Probemasse  $m$  ausgedrückt werden, deren Werte eindeutig zu bestimmen sind. Die Strecken  $s_1$  und  $s_2$  sind dann gegeben durch:

$$\begin{aligned} s_1 &= \sqrt{r_1^2 + r^2 + 2r_1 \cos\theta} \\ s_2 &= \sqrt{r_1^2 + r^2 - 2r_1 \cos\theta} \end{aligned} \quad (22)$$

### 2.2.2 Lagrange-Punkte und Äquipotentialflächen

Die bisherigen Erkenntnisse und Ergebnisse können nun genutzt werden, um das effektive wie das dimensionslose Gravitationspotential an jedem Punkt P der x-y-Ebene zu bestimmen. Für die auf eine sehr kleine Probemasse wirkende Kraft gilt durch Umstellen von Gleichung 16:

$$F = \frac{\partial U}{\partial r} = -m \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (23)$$

Bei genauerer Untersuchung zeigt sich, dass es mehrere Punkte gibt, in denen die Kraft  $F$  verschwindet, also  $\frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0$  ist. An diesen Punkten, nach ihrem Entdecker Joseph-Louis Lagrange auch Lagrangepunkte genannt, heben sich die Gravitations- und Zentrifugalkräfte auf, ferner sind sie lokale Maxima des Gravitationspotentials. Diese Gleichgewichtspunkte sind jedoch, da Maxima, gemäß den Stabilitätskriterien nicht stabil. Wenn also beispielsweise die Position der Probemasse vom Lagrangepunkt 1 nur um eine infinitesimal kleine Strecke nach links bewegt wird, bewegt sich die Masse in Richtung des durch die Sternmasse 1 verursachte Potentialtals.

Abbildung 15 zeigt die Werte für das effektive Gravitationspotential  $\Phi$  entlang der x-Achse, die nach Abbildung 14 die beiden Sterne und den Massenschwerpunkt enthält, in Einheiten von  $\frac{J}{kg}$ .

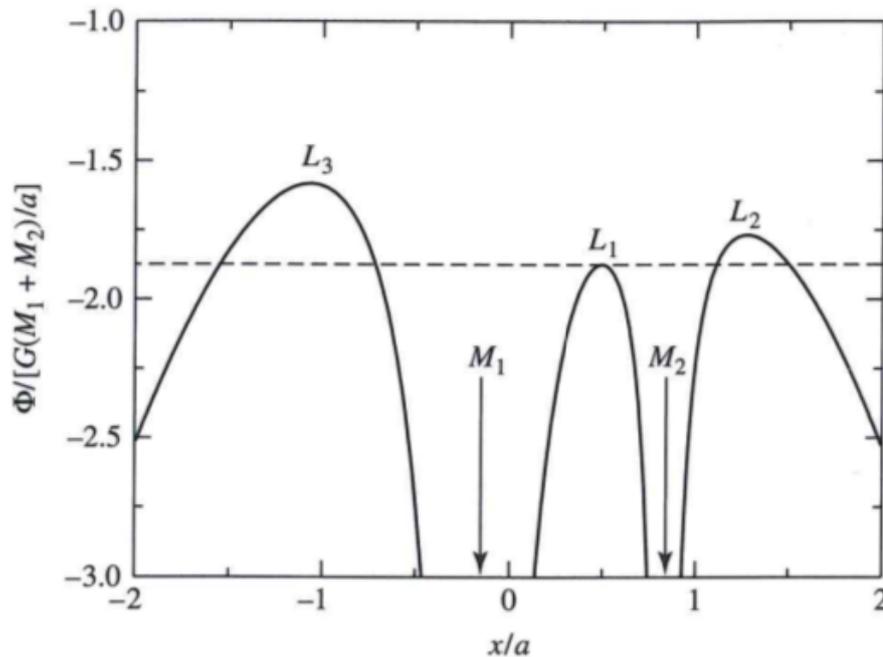


Abbildung 15: Verlauf des effektiven Potentials für zwei Sterne mit den Massen  $M_1 = 0.85M_\odot$  und  $M_2 = 0.17M_\odot$  entlang der x-Achse. Das Massenzentrum befindet sich im Punkt Null der x-Achse. Die gestrichelte Linie markiert die Stärke des Gravitationspotentials am Lagrange-Punkt  $L_1$  (Carroll & Ostlie, 2007).

Ferner wurden auch die drei Lagrange-Punkte eingezeichnet; alle drei liegen bei jedem Massenverhältnis  $q$  auf der x-Achse. Da  $L_1$  zwischen den beiden Sternmassen liegt, wird dieser auch als innerer Lagrange-Punkt bezeichnet. Die Abstände  $l_{1,2}$  des inneren Lagrange-Punkts zu den Massenpunkten  $M_1$  und  $M_2$  können wie folgt genähert werden (Carroll & Ostlie, 2007):

$$\begin{aligned}
 l_1 &= a[0.500 - 0.227 \cdot \lg(\frac{M_2}{M_1})] \\
 l_2 &= a[0.500 + 0.227 \cdot \lg(\frac{M_2}{M_1})]
 \end{aligned}
 \tag{24}$$

mit  $\lg$  dem Zehner-Logarithmus.

Für die weitere Betrachtung ist der Begriff der Äquipotentialfläche (engl.: equipotential surface) unerlässlich. Dabei gilt: Alle Punkte  $P_i$ , die denselben Wert  $\Phi_i$  für das Gravitationspotential  $\Phi$  annehmen, bilden eine Äquipotentialfläche. Folglich besitzt eine Probemasse  $m$  in jedem Punkt der Äquipotentialfläche dieselbe potentielle Energie  $U$ . Für ein Doppelsternsystem existiert also für jeden auftretenden Wert  $\Phi_i$  von  $\Phi$  eine bestimmte Äquipotentialfläche, deren Verlauf in Einheiten der Separation sehr genau bestimmt werden kann. Der Verlauf der Äquipotentialflächen hängt ausschließlich vom Massenverhältnis  $q$  der beiden Komponenten sowie deren Abstand  $a$  ab. Das heißt: Haben zwei Doppelsternsysteme dasselbe Massenverhältnis und die beiden Systemsterne den gleichen Abstand zueinander, so haben sie an jedem Punkt  $P$  im Gravitationsfeld dasselbe

<sup>9</sup>Im Fachausdruck wird hier vom normalisierten Potential gesprochen. Dieser Begriff ist aber irreführend, weswegen in dieser Arbeit vom dimensionslosen Potential gesprochen wird.

Potential vorliegen - damit sind auch die Äquipotentialflächen identisch. Abbildung 16 zeigt, wo

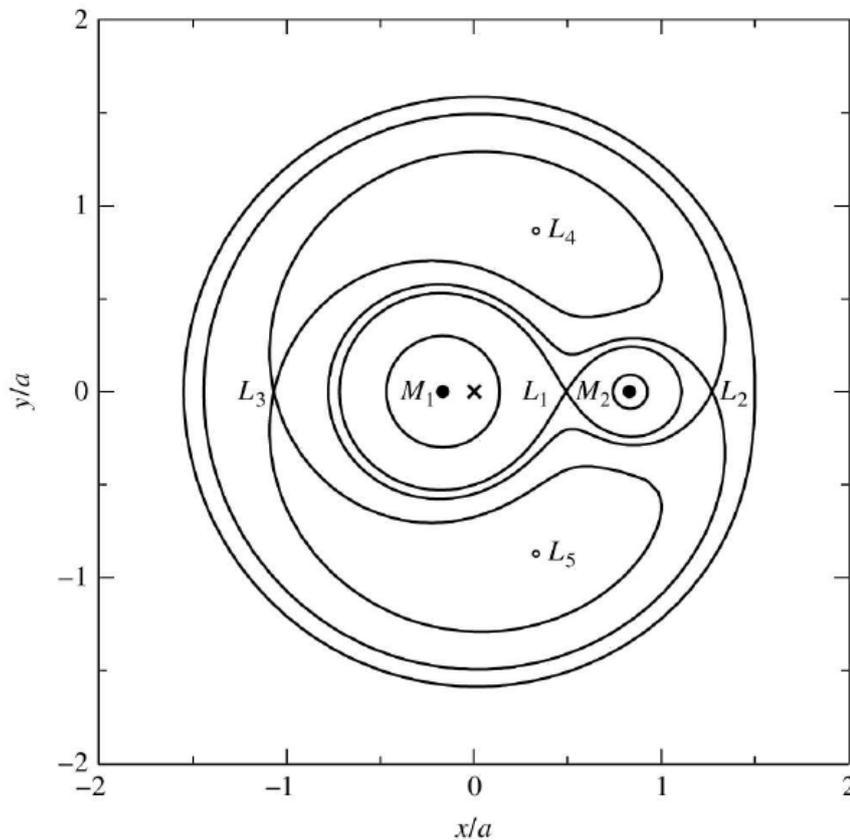


Abbildung 16: Verlauf der Schnittlinien der Äquipotentialflächen für  $M_1 = 0.85M_\odot$ ,  $M_2 = 0.17M_\odot$  und  $a = 5 \cdot 10^8\text{m}$  mit der x-y-Ebene, in der sich auch die Bahnebene der beiden Sterne befindet. Das Massenzentrum befindet sich im Punkt wieder im Punkt Null.  $\Phi$  wurde wieder in Einheiten von  $\frac{G(M_1+M_2)}{a}$  (hier:  $2.71 \cdot 10^{11} \frac{J}{kg}$ ) angegeben. Die hier eingezeichneten Kurven haben, wenn man oben beginnt und sich hin zum Massenzentrum bewegt, die Potentiale  $\Phi = -1.875, -1.768, -1.583, -1.583, -1.768, -1.875$  und  $-3$ . Die Lagrangepunkte vier und fünf sind lokale Maxima mit  $\Phi = -1.431$  (Carroll & Ostlie, 2007).

sich ausgewählte Äquipotentialflächen mit der x-y-Ebene - in dieser liegen auch die Bahnen der beiden Sterne - schneiden, wenn das Massenverhältnis  $q = 0.2$  ist und der Abstand  $a = 5 \cdot 10^8\text{m}$  beträgt. Bei näherer Betrachtung der Schnittlinien fällt auf, dass sie nahe der beiden Massenpunkte kreisförmig verlaufen. Mit der Distanz nehmen entlang der x-Achse, auf der die beiden Punktmassen und das Barzyentrum liegen<sup>10</sup>, die auftretenden Verformungen zu, wobei sich diese ausschließlich auf der dem Massenzentrum zugewandten Seite zeigen, die gegenüberliegende Seite zeigt keine Deformationen. Für einen Wert  $\Phi_i$  werden die Verformungen der zunächst unabhängigen Äquipotentialflächen um die einzelnen Massenpunkte so groß, dass sich die beiden Flächen in einem Punkt berühren, dem vorher schon beschriebenen inneren Lagrange-Punkt. Dort ist das Potential größer als in allen anderen, nahe der beiden Massen liegenden Punkten, die sich innerhalb der  $L_1$  enthaltenden Äquipotentialfläche befinden (in der obenstehenden Graphik hat

<sup>10</sup>Aus diesem Grund wird die x-Achse auch als Massenachse bezeichnet.

diese das Potential  $\Phi = -1.875$ ), er stellt also ein lokales Maximum dar und ist instabil. Die beiden sich am Lagrangepunkt berührenden Flächen bezeichnet man auch als Roche-Grenzen der beiden Komponenten. Sie definieren für die beiden Sterne ein drei-dimensionales, tränenförmiges Grenzvolumen, Roche-Volumen (engl.: Roche lobe) genannt, bei dessen Überschreiten der Stern nicht mehr seine vollständige Masse gravitativ binden kann. Stattdessen gelangt ein Teil seiner Masse in den Einflussbereich des Begleiters, sodass es zu einem Massentransfer kommt. Wie auch die Äquipotentialflächen hängt die Größe der Roche-Volumen nur vom Massenverhältnis  $q$  und der Separation  $a$  ab (Hilditch, 2001). Das Roche-Volumen kann mittels des Rocheradius  $R_L$  - dies ist der Radius einer Kugel mit dem gleichen Volumen wie das Rochevolumen eines Sterns - näherungsweise berechnet werden. Für die Primärkomponente gilt (Eggleton, 2006):

$$\begin{aligned} \frac{R_L}{a} &\approx \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad 0 < q < \infty \\ &\approx \frac{0.44q^{0.33}}{(1 + q)^{0.2}}, \quad 0.1 < q < 10 \end{aligned} \quad (25)$$

mit  $q = \frac{M_1}{M_2}$  dem Massenverhältnis. Der Rocheradius des Begleiters lässt sich durch Verwendung des umgekehrten Massenverhältnisses aus Gleichung 25 bestimmen (Voigt, 2012).

Außerhalb des Roche-Limits liegen Bereiche, in denen eine Masse nicht mehr nur im gravitativen Einflussbereich von einem der beiden Sterne liegt. Stattdessen bildet sich, wenn diese Flächen ausgefüllt werden, eine gemeinsame Hülle (engl.: common envelope) um die beiden Sterne mit einer starken Verengung um den inneren Lagrangepunkt  $L_1$  aus. Da die Äquipotentialflächen in jedem Punkt senkrecht zum dort wirkenden Gravitationsfeld stehen, gibt es an diesen Stellen keine parallel angreifende Komponente der Schwerkraft und es herrscht entlang der Äquipotentialflächen ein hydrostatisches Gleichgewicht. Infolge des Zusammenhangs zwischen dem Druck und der Masse der überlappenden Sternschichten muss auch die Dichte an verschiedenen Punkten mit gleichem Potential gleich groß sein (Carroll & Ostlie, 2007).

Das Gebiet der gemeinsamen Hülle wird von einer weiteren Äquipotentialfläche begrenzt mit einem etwas größeren Potential als bei der Roche-Grenze. Diese umgibt nicht nur den common envelope Bereich, sondern auch das komplette System. Während der Schnitt des äußeren Teils der Äquipotentialfläche mit der Bahnebene fast überall kreisförmig ist, gibt es einen Punkt auf der Massenachse, an dem die Schnittlinie stark davon abweicht und den inneren Teil der Äquipotentialfläche schneidet - der äußere Lagrangepunkt  $L_2$ . Dies ist der einzige Randpunkt der gemeinsamen Hülle des Doppelsterns, an den sich Bereiche mit geringerem Gravitationspotential anschließen; am Punkt  $L_2$  kann das Gravitationsfeld des Doppelsternsystems am einfachsten verlassen werden. Daneben kommt dem äußeren Lagrangepunkt  $L_2$  noch eine weitere wichtige Bedeutung zu: Jede Masse, die sich außerhalb der durch diesen Punkt laufenden Äquipotentialfläche befindet, wird nicht mehr Teil der gemeinsamen Hülle des Doppelsterns, sondern auf eine stark deformierte, keplersche Bahn um die beiden Sterne gezwungen (Voigt, 2012).

Zusätzlich zu  $L_2$  existiert auf der gegenüberliegenden Seite ein weiterer potentieller Fluchtpunkt, der äußere Lagrangepunkt  $L_3$ . Dieser befindet sich auf einer Äquipotentialfläche höheren Wertes, sodass dieser schwerer zu überwinden ist als  $L_2$ . Weiter außerhalb liegen mit den Lagrange-Punkten  $L_4$  und  $L_5$  die absoluten Maxima des Gravitationspotentials  $\Phi$ . Sie sind auf einer senkrecht zur Massenachse stehenden Geraden zu lokalisieren und verfügen folglich über denselben x-Wert. Ferner bilden die beiden Maxima unabhängig von Abstand und Massenverhältnis mit den beiden Massenpunkten ein gleichseitiges Dreieck (siehe dazu Abb. 16).

### 2.2.3 Klassifikation enger Doppelsternsysteme

Die Einteilung enger Doppelsterne richtet sich danach, welche Äquipotentialflächen von den beiden Systemkomponenten ausgefüllt werden. Besonderes Augenmerk hat dabei jene Äquipotentialfläche, die die Roche-Grenze markiert und den inneren Lagrange-Punkt enthält. Dementsprechend kann man drei verschiedene Arten von Doppelsternsystemen unterscheiden:

Die erste Gruppe von Doppelsternen stellen die getrennten Systeme (engl.: detached binaries) dar. Bei einem getrennten System sind beider Sterne Radien deutlich kleiner als die Separation, das heißt, beide Komponenten befinden sich innerhalb des Roche-Volumens und sind deswegen annähernd kugelförmig. Aufgrund der Tatsache, dass die Sternvolumina eines getrennten Systems kleiner als das zugehörige Roche-Volumen sind, verhalten sich die beiden Sterne ähnlich zweier normaler Einzelsterne (Carroll & Ostlie, 2007).

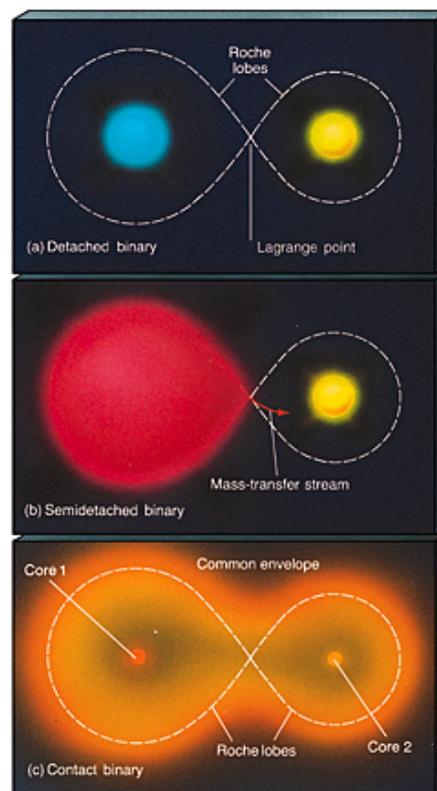


Abbildung 17: Obere Abbildung veranschaulicht die drei in dieser Sektion beschriebenen, verschiedenen Gruppen von Doppelsternsystemen. Das oberste Drittel der Abbildung zeigt ein getrenntes Doppelsternsystem, dessen beiden Komponenten sich klar innerhalb ihres Roche-Volumens befinden. In der Mitte wird ein halb-getrenntes System dargestellt - bei diesem kann es zum Massentransfer kommen. Das letzte Drittel skizziert das Aussehen eines Kontaktsystems. Beide Sterne füllen ihr Roche-Volumen aus und bilden deshalb eine gemeinsame Hülle (common envelope). In allen Darstellungen wurde das Roche-Volumen als gestrichelte Linie kenntlich gemacht. <sup>11</sup>

Die zweite Gruppe enger Doppelsternsysteme bilden die halbgetrennten Systeme (engl: semi-detached binaries). Sie zeichnen sich dadurch aus, dass einer der beiden Sterne sein Roche-Volumen

<sup>11</sup><http://astronomy.nju.edu.cn/~lixid/GA/AT4/AT420/HTML/AT42006.htm>; Stand: 18.06.16

komplett ausfüllt, der andere nicht. Zu einem halbgetrennten System kann es beispielsweise kommen, wenn ein getrenntes System aus zwei Hauptreihensternen besteht, wovon sich einer schneller entwickelt als der andere. Sind die Wasserstoffvorräte des einen Sterns dann erschöpft, so entwickelt er sich unter starker Ausdehnung zu einem Roten Riesen. Füllt er schließlich aufgrund dieser Ausdehnung sein Roche-Volumen aus, kann über den inneren Lagrange-Punkt  $L_1$  Atmosphärgas zu seinem Begleiter überströmen (Carroll & Ostlie, 2007). Welcher der beiden Sterne als Primärkomponente des Systems bezeichnet wird ist eine reine Definitionsfrage, die je nach Lehrbuch unterschiedlich ausgelegt wird. In dieser Arbeit soll von nun an der Stern, der vor dem Massentransfer die größere Masse besitzt, der Primärstern sein und folglich der leichtere der Sekundärstern.

Daneben kann der Fall auftreten, dass beide Sterne ihr Roche-Volumen ausfüllen oder gar darüber hinaus expandieren. Hierdurch bilden die Komponenten eine gemeinsame Hülle (common envelope), stehen folglich im direkten Kontakt zueinander. Aus diesem Grund werden solche Doppelsterne als Kontaktsysteme (engl.: contact binaries) bezeichnet. Wie zuvor beschrieben, reicht die gemeinsame Atmosphäre bis zu der Äquipotentialfläche, welche den äußeren Lagrange-Punkt  $L_2$  inkludiert (Carroll & Ostlie, 2007).

Beim Studium solch enger Doppelsternsysteme trat bei den Doppelsternkomponenten ein scheinbarer Widerspruch zu den Gesetzen der Sternentwicklung zutage. Denn bei aus einem massereicheren und masseärmeren Stern bestehenden Systemen zeigte der masseärmere Stern als erstes Anzeichen für eine Entwicklung von der Hauptreihe weg, obwohl die Masse-Leuchtkraft-Beziehung eine gegenteilige Annahme zugrunde legt. Begründet werden kann dieser Unterschied damit, dass im Gegensatz zu isolierten Sternen sich die Komponenten eines Doppelsterns nicht beliebig ausdehnen können, da diese Entwicklung durch das Gravitationspotential begrenzt wird. Bei einer Ausdehnung über die Roche-Grenze hinaus, kann er nicht mehr seine gesamte Masse gravitativ binden, die Massenkonstanz ist nicht länger gewährleistet und es kommt zum Massentransfer (Voigt, 2012). Der Massentransfer kann soweit gehen, dass sich das Massenverhältnis umkehrt, also der vor dem Beginn des Massentransfers leichtere Stern anschließend schwerer ist als der Masse verlierende Stern. Dieses Phänomen bezeichnen Astronomen als Algol-Paradoxon.

#### 2.2.4 Massentransfer

Wie in diesem Kapitel bereits berichtet wurde, bildet das Gravitationspotential in engen Doppelsystemen um die beiden Massen hohe Potentialtöpfe aus, die an den Lagrange-Punkten am einfachsten passiert werden können. Liegt ein getrenntes Doppelsternsystem mit zwei Hauptreihensternen vor, so befinden sich beide Systemkomponenten innerhalb ihres Roche-Volumens und die beiden Gasbälle sind durch den inneren Lagrange-Punkt klar voneinander getrennt. Entwickelt sich nun die Primärkomponente von der Hauptreihe fort, so bläht sie sich auf und kann bei ausreichend starker Ausdehnung ihr kritisches Volumen vollständig ausfüllen. Überschreitet die Expansion des Sternvolumens die Roche-Grenze, dann ist es möglich, dass ein Teil der Sternmaterie des weiter entwickelten Sterns in den Potentialtopf des sich noch auf der Hauptreihe befindlichen Begleiters strömt (siehe Abbildung 18). Jedoch fällt eine Probemasse  $m$  nicht einfach in die Richtung des Massenzentrums des Begleiters, vielmehr wird sie wegen der Corioliskraft und ihres zu  $M_2$  vorhandenen, relativen Drehimpuls auf eine „rosettenförmige“ Bahn gezwungen (Voigt, 2012). Der mitgegebene Drehimpuls kann beschrieben werden durch  $L = ml_1^2\omega = ml_1^2\sqrt{\frac{G(M_1+M_2)}{a^3}}$ , wobei  $l_1$ , der Abstand der Primärkomponente zum inneren Lagrange-Punkt, in Gleichung 24 beschrieben

wurde. Der Drehimpuls für eine Kreisbahn um den Begleiter, deren Radius dem kleinsten Abstand der rosettenförmigen Bahn entspricht, ist wie folgt gegeben:  $L = mr_c \sqrt{\frac{GM_1}{r_c}}$  mit  $M_1$  der Masse des Begleiters und  $r_c$  dem Radius der Kreisbahn. Gleichsetzen der beiden Formeln ergibt eine Lösung für  $r_c$  (Hilditch, 2001):

$$\begin{aligned} mr_c \sqrt{\frac{GM_1}{r_c}} &= ml_1^2 \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}} \\ r_c M_1 &= l_1^4 \frac{M_1 + M_2}{a^3} \\ r_c &= a \left(\frac{l_1}{a}\right)^4 \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right) = a [0.500 - 0.227 \cdot \lg\left(\frac{M_2}{M_1}\right)]^4 \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right) \end{aligned} \quad (26)$$

Was genau mit der Probemasse geschieht, ist von der Ausdehnung des Begleiters abhängig. Wenn der Radius des Begleiters größer ist als  $r_c$ , so umrundet die Probemasse den Stern nicht, sondern lagert sich direkt an seiner Oberfläche an. Ist dagegen der Radius des Sekundärsterns kleiner als  $r_c$ , umrundet die Probemasse den Stern auf der Rosettenbahn. Wird kontinuierlich Masse transferiert, so kommt es, da sich die Bahnen immer wieder schneiden, zu Zusammenstößen zwischen dem neu transferierten Gas und der schon auf der Umlaufbahn befindlichen Materie. Das Gas wird abgebremst und es entsteht eine rotierende Gasscheibe um den Primärstern mit Radius  $r_c$  - auch Akkretionsscheibe genannt. Da für gewöhnlich der Kreisbahnradius  $r_c$  in etwa ein Viertel des Roche-Radius  $R_{L,1}$  beträgt, muss die Primärkomponente sehr kompakt sein, wenn ihr Radius kleiner als  $r_c$  sein soll. Hierfür kommen nur degenerierte Himmelskörper wie Neutronensterne oder weiße Zwerge in Frage (Voigt, 2012).

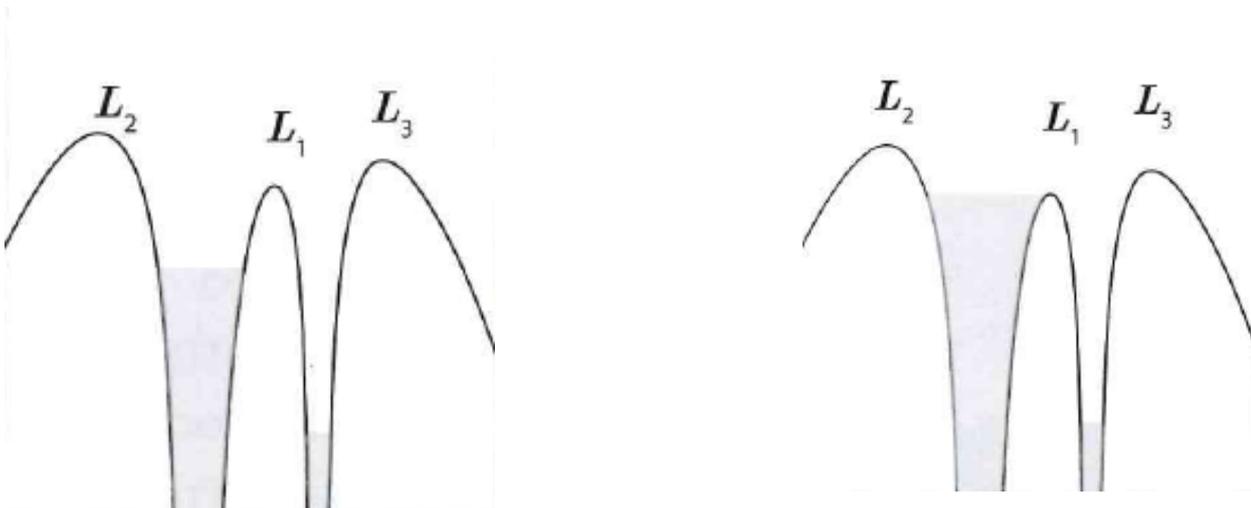


Abbildung 18: Senkrechter Schnitt entlang der x-Achse durch den dreidimensionalen Verlauf des Gravitationspotentials. Links: Getrenntes System. Beide Sterne befinden sich innerhalb ihres Rochevolumens. Rechts: Halbgetrenntes System. Der linke Stern füllt sein Rochevolumen komplett aus und steht kurz vor dem Beginn eines Massentransfers in den Potentialtopf des Begleiters auf der rechten Seite des Bildes (Voigt, 2012).

### 2.2.5 Massentransferrate

Von großem Interesse ist für Astronomen die Frage, wie viel Masse pro Zeit in einem halbgelassenen Doppelsternsystem transferiert wird und von welchen Parametern die Massentransferrate abhängt. Diese soll im Folgenden grob genähert werden. Deshalb wird zunächst davon ausgegangen, dass beide Sterne dieselbe Masse  $M = M_1 = M_2$  besitzen. Der Radius des über das Rochevolumen aufgeblähten Sterns sei  $R$ . Für diesen Radius existieren zwei sich überlappende Äquipotentialflächen, hier als Kugelflächen genähert, die sich in einem Bereich der Länge  $d$  überlappen.  $x$  markiert den Radius des Schnittkreises der beiden Äquipotentialkugeln (siehe Abbildung 19). Ferner wird der Massenaustausch im gesamten Bereich des Schnittkreises angenommen.

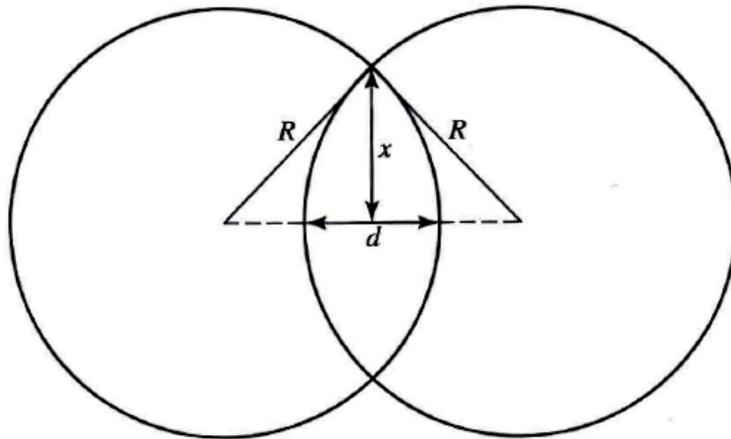


Abbildung 19: Veranschaulichung der im Text beschriebenen, gleich großen Äquipotentialflächen mit Radius  $R$  und Überlappbereich  $d$  (Carroll & Ostlie, 2007).

Der Massenverlust eines Sterns, verursacht durch seinen Sternwind, kann allgemein beschrieben werden durch:

$$dM_W = \rho dV = nm_H \cdot 4\pi r^2 v dt$$

und durch Umstellen:  $\frac{dM_W}{dt} = 4\pi r^2 nm_H v = 4\pi r^2 \rho v$  (27)

mit  $n$  der Teilchendichte der Atome,  $m_H$  der Masse des Wasserstoffatoms und  $v$  der Teilchengeschwindigkeit. In unserem Fall verliert er jedoch nicht Masse durch den Sternwind sondern aufgrund des Massentransfers durch die Öffnung der Äquipotentialflächen am Schnittkreis mit der Fläche  $A = \pi x^2$ . Deshalb modifiziert sich die Formel für die Massentransfer-Rate zu:

$$\frac{dM_T}{dt} = \pi x^2 \rho v$$
 (28)

Wenn  $d \ll R$ , dann gilt mit Kleinwinkelnäherung:  $x = \sqrt{Rd}$ . Einsetzen in Gleichung 28 ergibt:

$$\frac{dM_T}{dt} = \pi R d \rho v$$
 (29)

Außerdem darf unter Verwendung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung angenommen werden, dass für den quadratischen Mittelwert (engl.: root-mean-square) der Teilchengeschwindigkeit eines

Gases durch folgende Formel bestimmt werden kann:  $v_{RMS} = \sqrt{\frac{3kT}{m_H}}$ , mit  $k$  dem Boltzmann-Faktor und  $T$  der Temperatur des Gases. Insgesamt ergibt sich somit folgende Näherung für die Massentransfer-Rate (Carroll & Ostlie, 2007):

$$\dot{M} = \frac{dM_T}{dt} \approx \pi R d \rho v_{RMS} = \pi R d \rho \sqrt{\frac{3kT}{m_H}} \quad (30)$$

Typische Werte für die Massentransfer-Rate rangieren in einem Bereich von  $10^{-11}$  bis  $10^{-7} M_\odot$  pro Jahr. Im Vergleich zum Sonnenwind, der Materie mit einem Gewicht von etwa  $3 \cdot 10^{-14}$  Sonnenmassen pro Jahr von dieser wegtransportiert, ist der Massentransfer um drei bis sieben Größenordnungen stärker.

### 3 Heiße Unterzwerge und ihre Entstehung

Als im Jahr 1969 der zweite Satellit der NASA Mission Orbiting Astronomical Observatory (kurz: OAO), bei der erstmals hochauflösende Bilder verschiedenster Weltraumobjekte im ultravioletten Bereich aufgenommen wurden, seine Daten zur Erde sandte, überraschten diese die Forscher bei der Auswertung sehr, da sie auf diesen elliptische Galaxien erkennen konnten, obwohl dies einen klaren Widerspruch zur damals gängigen Theorie darstellte. Denn, wie damals schon bekannt war, sind elliptische Galaxien mehr als 10 Milliarden Jahre alt und umfassen keine jungen Sterne mehr, sondern nur noch alte, massearme K- und M-Zwerge, denn massereiche, heiße Sterne besitzen gemäß der Masse-Leuchtkraft-Beziehung eine deutlich kürzere Verweildauer auf der Hauptreihe. Aus diesem Grund nahmen Astronomen an, dass elliptische Galaxien nur noch im roten Spektralbereich Licht emittieren und im UV-Bereich gar nicht mehr sichtbar sind. Die Forscher nannten den Effekt „UV-upturn“ oder „UV rising-branch“, was am besten mit aufsteigender, ultravioletter Ast (bezogen auf die Lage im Hertzsprung-Russel-Diagramm) ins Deutsche übersetzt werden kann (O’Connell, 1999).

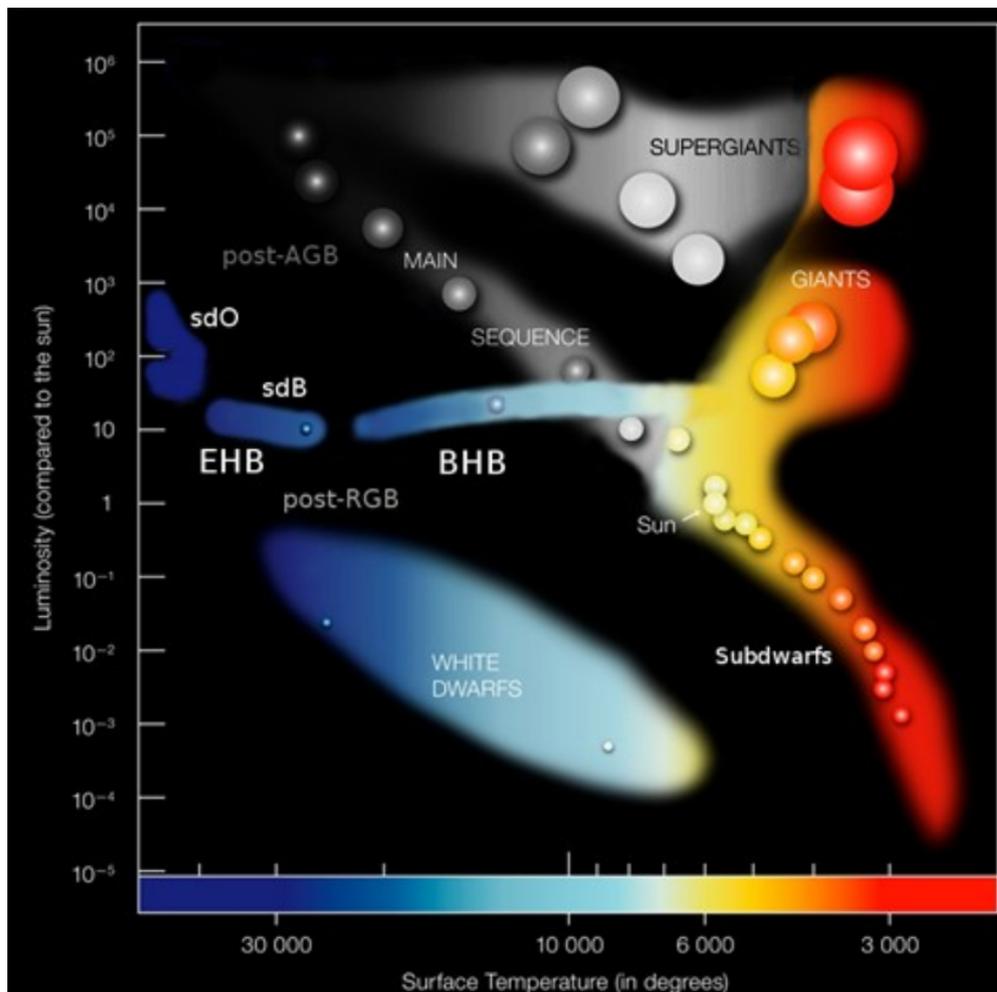


Abbildung 20: Position der heißen Unterzwerge (markiert mit sdO und sdB) im Hertzsprung-Russel-Diagramm (Geier, 2015a)

In den nachfolgenden 20 Jahren wurde viel über die Interpretation und Herkunft dieses UV-Astes diskutiert, es fehlte jedoch an weiteren hochauflösenden Datensätzen. Das änderte sich erst in den 90er Jahren, als Ferguson et al. im Jahr 1991 nachweisen konnten, dass das im UV-Bereich emittierte Licht nicht durch neu entstandene massereiche, heiße Sterne ausgesendet, sondern vielmehr von heliumbrennenden, älteren Sternen (und von den Objekten, zu den sie sich weiterentwickeln) hervorgerufen wird, die sich durch ihre hohe Oberflächentemperatur von mehr als 25000 Kelvin auszeichnen. Diese Art von Sternen bezeichnet man auch als heiße Unterzwerge (engl.: hot subdwarf stars), in der Fachsprache werden sie meist einfach nur sdO bzw. sdB-Sterne genannt, wobei die ersten zwei Buchstaben eine Abkürzung für den englischen Begriff subdwarf darstellen. Der letzte Buchstabe gibt Auskunft über den Spektraltyp des heliumbrennenden Sterns, also ob Spektrum und Temperatur des heißen Unterzwergs eher der Spektralklasse O oder der Spektralklasse B zugeordnet werden können.<sup>12</sup> Jedoch liefert der Spektraltyp keine Aussage über die Leuchtkraft und, da diese mit der Größe der Sternoberfläche korreliert, auch keine Informationen über den Radius des Sterns. Andere Untersuchungen zeigten jedoch, dass heiße Unterzwerge einen deutlich kleineren Radius als die Sonne aufweisen - die meisten liegen in einem Bereich von einem Zehntel bis einem Drittel des Sonnenradius - und haben dementsprechend eine geringere Leuchtkraft als Hauptreihensterne mit vergleichbaren Spektraleigenschaften. Dennoch strahlen sdO/-B Sterne um das zehnfache bis hundertfache heller als die Sonne (Geier, 2015a).

Da heiße Unterzwerge ähnlich wie Quasare besonders im blauen Spektralbereich Licht aussenden, werden sie besonders häufig bei Himmelsdurchmusterungen entdeckt, die eigentlich auf die Detektion von Quasaren sowie extragalaktischer Objekte abzielen. Hinzu kommt, dass viele sdO/-B Sterne zu den sogenannten veränderlichen Sternen zählen, das heißt, sie weisen Helligkeitsschwankungen und Pulsationen auf (Kilkenny et al., 1997). Die Pulsationen heißer Unterzwerge können sowohl radialer Natur als auch nicht radialer Natur sein, wobei beide vor allem durch den Opacity-Bump-Mechanismus bedingt sind und nicht wie zum Beispiel bei den RR Lyrae Sternen oder den  $\delta$ -Cepheiden üblich durch den „klassischen“ Kappa- und Gamma-Effekt.<sup>13</sup> Im Gegensatz zu den pulsationsveränderlichen Sternen des Cepheiden-Streifens liegt bei sdB Sternen der Bereich der zweiten Helium-Ionisationsschicht zu nahe an der Sternoberfläche oder ist zu klein, als dass der Kappa-Effekt stark genug angetrieben werden könnte. Vielmehr sorgt eine Anreicherung von Metallen der Eisengruppe in subphotosphärischen Schichten des heißen Unterzwergs für eine starke Zunahme der Opazität; deshalb wird der Mechanismus auch metal opacity-bump Mechanismus genannt (Catelan & Smith, 2015). Der Umstand, dass sdB Sterne Pulsationen aufweisen können, macht die heißen, unterleuchtkräftigen Sterne für Astronomen besonders interessant, lässt sich doch bei pulsationsveränderlichen Sternen mittels astroseismologischer Modelle das Sterninnere erforschen. Ferner sind durch die Kenntnis des inneren Aufbaus eines pulsierenden Sterns Aussagen über seine Masse möglich, was sonst nur bei bedeckenden Doppelsternsystemen zu realisieren ist. sdB Sterne gehören, da heliumbrennend, zum horizontalen Ast (engl.: horizontal branch, HB). Genauer gesagt, befinden sie sich am heißen Ende des Horizontalastes, der - bedingt durch seine

<sup>12</sup>Spektraltypen gemäß der Harvard-Klassifikation

<sup>13</sup>Der Kappa-Effekt tritt bei der zweiten Helium-Ionisation auf und sorgt, da er wie ein Ventil für die abfließende Strahlung wirkt, zusammen mit der Dämpfung für eine stabile Schwingung des Sterns. Als Gamma-Effekt wird die Verstärkung des Kappa-Effekts in einer partiellen Ionisationsschicht bezeichnet. Dazu kommt es, weil es einen Temperaturunterschied zwischen der Ionisationszone und den benachbarten Schichten gibt, der einen vermehrten Wärmetransport in die Ionisationsschicht fördert und somit die Ionisation verstärkt. Eine ausführlichere Erklärung findet man zum Beispiel in Catelan & Smith (2015) oder auf <http://astronomy.swin.edu.au/sao/downloads/HET611-M17A01.pdf> (Stand: 29.06.16).

besondere Lage - auch extremer Horizontalast (engl.: extreme horizontal branch, EHB) genannt wird (Heber, 1986).

Wie schon zuvor erwähnt, bestehen heiÙe Unterzwerge zum GroÙteil aus Helium und fusionieren in ihrem Zentrum Helium zu Kohlenstoff und Sauerstoff - diesen Vorgang bezeichnen Astronomen als Heliumbrennen. Dabei muss folgendes beachtet werden: Zunächst besteht jeder Stern nach seiner Entstehung fast ausschlieÙlich aus Wasserstoff, den dieser in der Kernfusion unter hoher Energiefreisetzung zu Helium umwandelt. Während des H-Brennens im Kern des Sterns befindet sich dieser in einem hydrostatischen Gleichgewicht: die nach innen gerichtete Gravitation und der entgegen wirkende Gasdruck heben sich auf. Solange der Stern über genug Wasserstoff in seinem Kern verfügt, bleibt dieses Gleichgewicht erhalten und er befindet sich auf der Hauptreihe. Jedoch erreicht jeder Stern nach einer gewissen Zeit  $t$  einen kritischen Punkt, an dem im Kern nicht mehr genug Wasserstoff für die Fortsetzung des Wasserstoffbrennens vorhanden ist, da ein GroÙteil des Wasserstoffs im Kern bereits zu Helium umgewandelt wurde. Stattdessen wird nun Wasserstoff in einem Bereich um den Kern verbrannt, auch Schale genannt. Dabei gilt: Je mehr Wasserstoff durch die Kernfusion in Helium umgewandelt wurde, desto weiter wandert die H-brennende Schale zur Oberfläche.

Bei sonnenähnlichen Sternen mit  $M \lesssim 1.5M_{\odot}$  sorgt das Schalenbrennen für eine immer weitere Verdichtung des aus Helium bestehenden Kerns, während sich dagegen die Hülle des Sterns sich immer weiter ausdehnt und somit der Radius des Sterns kontinuierlich zunimmt (Voigt, 2012). Dadurch wächst auch die Konvektionszone immer weiter an, bis beinahe die gesamte Hülle konvektiv geworden ist. Die Folge ist eine Abkühlung der Oberflächentemperatur bei gleichzeitiger Leuchtkraftzunahme, weshalb sich der Stern im HRD nach rechts oben bewegt - er wird zu einem Roten Riesen. Diese Bewegung ab der Hauptreihe wird Roter-Riesen-Ast (engl.: red giant branch, RGB) genannt.

Während die Hülle im Verlauf der Roten Riesen-Phase eine immer geringere Dichte aufweist, nimmt die Dichte des Kerns, da er wegen des Aussetzens seiner Kernfusion komprimiert wird, stetig zu. Dabei wird der Kern so lange verdichtet, bis das Elektronengas entartet und sich der Kern schlieÙlich stabilisiert, da das Pauli-Prinzip keine weitere Verdichtung mehr zulässt. Durch die Entartung des Elektronengases wird im Kern des Sterns eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit erreicht. Da in der wasserstoffreichen Hülle weiterhin Kernfusion stattfindet, bei der sehr hohe Temperaturen erreicht werden, wird der Kern von der Hülle geheizt. Aufgrund seiner hohen Leitfähigkeit entsteht folglich ein isothermer, entarteter Helium-Kern mit hohem Druck (dem sogenannten Entartungsdruck), der entgegen des Gravitationsdrucks wirkt und so den Kern stabilisiert. Im Normalfall sind Druck und Temperatur eines Gases zwei direkt proportionale GroÙen (ideale Gasgleichung:  $pV = nkT$ ). Folglich nähme bei einem Temperaturanstieg auch der Gasdruck zu, was wiederum zu einer VergroÙerung des Volumens führen würde. Durch die Ausdehnung des Körpers sinkt wiederum die Temperatur und der Körper stabilisiert sich. Dies gilt bei entartetem Gas nicht mehr, denn der Entartungsdruck hängt im Gegensatz zum gewöhnlichen Gasdruck nicht von der Temperatur ab ( $P_{ent.} \approx \rho^{5/3}$ ). Dementsprechend führt die beständige Aufheizung des Kerns durch die Hülle nicht zu einer Drucksteigerung, dieser bleibt vielmehr konstant. Daher kann sich der Sternkern immer stärker erhitzen, bis er schlieÙlich eine Temperatur von 100 Millionen Kelvin erreicht. Bei dieser Temperatur startet das Heliumbrennen im Kern aufgrund seiner Isothermie überall schlagartig (Helium-Flash). Mit dem Beginn des Heliumbrennens wird die Entartung des Kerns aufgehoben und er beginnt sich wieder auszudehnen, während die auÙere Hülle schrumpft. Der Stern fusioniert nun im Kern stabil Helium zu Kohlenstoff und in einer Schale um den Kern Wasserstoff zu Helium,

er befindet sich im HRD nun auf dem sogenannten Horizontalast (engl.: horizontal branch, HB) (Voigt, 2012). Seine genaue Position auf dem HB ist abhängig von seiner Oberflächentemperatur und somit von der Dicke seiner Hülle.

Nachdem dies den Normalfall der Sternentwicklung darstellt, ergab sich für Astronomen zwangsläufig die Frage, wie die ebenfalls Helium fusionierenden, heißen Unterzwerge, deren Oberflächentemperaturen signifikant höher sind als die der anderen Sterne auf dem Horizontalast, überhaupt entstehen können. Angesichts ihres recht kleinen Radius kamen Forscher bald auf die Idee, dass es sich bei den sdO/-B Sternen um die heißen Heliumkerne Roter Riesen handele, die ihre Hülle durch starken Massentransfer verloren oder durch einen starken Sternwind kurz nach dem Helium-Flash abstießen. Neuere Untersuchungen (u.a. Maxted et al. (2001) und Morales-Rueda et al. (2003)) zeigten, dass etwa 50% aller heißen Unterzwerge in engen Doppelsternsystemen mit einer Periode  $P < 30\text{d}$  entstehen. Dennoch sind bei weitem noch nicht alle Mechanismen verstanden, sondern vielmehr Bestandteil aktueller Forschungen. Deshalb sollen die verschiedenen Möglichkeiten für die Entwicklung eines heißen Unterzwergs im Folgenden nur kurz präsentiert werden.

### 3.1 Entstehung heißer Unterzwerge

Laut neuesten Erkenntnissen gehen die meisten heißen Unterzwerge in engen Doppelsternsystemen dadurch hervor, dass ein Roter Riese, kurz bevor er die Spitze des Rote Riesen Astes (engl.: red giant branch, RGB) erreicht, seine Wasserstoffhülle aufgrund eines starken Massentransfers an seinen Begleiter verliert (Podsiadlowski et al., 2008). Damit es aber in einem Doppelsternsystem zum Massentransfer kommt, muss einer der beiden Sterne sein Rochevolumen vollständig ausfüllen oder sich sogar noch darüber hinaus ausdehnen, es muss sich also um ein halb-getrenntes System handeln. Abhängig von der Stärke der Ausdehnung des Roten Riesen treten zwei verschiedene Fälle auf:

Bei einer nicht zu starken Expansion des heliumbrennenden Sterns über das Rochevolumen hinaus stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der vom Begleiter aufgesaugten Materie und der über den Rocheradius hinausquellenden Materie ein - es entsteht ein stabiler Massentransfer (engl.: stable Roche lobe overflow, stable RLOF), bei dem Wasserstoff der Gashülle des Roten Riesen gleichmäßig über den inneren Lagrange-Punkt in den Potentialtopf des Begleiters strömt. Da, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, die Gasmoleküle einen Drehimpuls bezüglich des Begleitsterns mitbringen und sie mit dem Eintritt in den anderen Potentialtopf der Corioliskraft ausgesetzt sind, bildet sich je nach Größe des Begleiters entweder eine Akkretionsscheibe aus oder der Gasstrahl trifft direkt auf die Oberfläche und die Materie lagert sich dort an.

Ist die Expansion aber insgesamt recht stark, kann es passieren, dass der Begleiter wegen des permanenten, starken Massentransfers nicht mehr in der Lage ist, so schnell Materie zu akkretieren, wie über den inneren Lagrange-Punkt nachfließt. Daher dehnt sich die Akkretionsscheibe immer weiter aus, bis sie schließlich den Rand des Potentialtopfs erreicht. Die überschüssige Materie fließt nun in den Bereich um die beiden Sterne ab und es bildet sich eine gemeinsame Hülle (common envelope) um die beiden Sterne aus, die bei den wirkenden gravitativen und zentrifugalen Kräften stark verformt ist. Diese Variante des Massenaustausches bezeichnen Astronomen als instabilen oder dynamischen Massentransfer (engl.: instable Roche lobe overflow, instable RLOF).

Wie die Entstehung eines heißen Unterzwerges in einem Doppelsternsystem vor sich geht, hängt insbesondere vom Massenverhältnis  $q = \frac{M_1}{M_2}$  der beiden Sterne ab (Podsiadlowski et al., 2008).

Besitzen die beiden Doppelsternkomponenten eine sehr ähnliche Masse, sodass für das Massenverhältnis  $q < 1.2 - 1.5$  gilt, gibt es zwei verschiedene Phasen des Massentransfers. Das ursprüngliche, weite Doppelsternsystem besteht aus zwei Hauptreihensternen, von denen sich der etwas schwere Stern gemäß der Masse-Leuchtkraft-Beziehung schneller entwickelt und sich als erstes zu einem Roten Riesen aufbläht. Während der Entwicklung auf dem RGB erreicht der Stern langsam sein kritisches Volumen und, da sein Begleiter sein Rochevolumen noch nicht ausfüllt, kommt es zu einem langsamen, stabilen Massenttransfer über den inneren Lagrange-Punkt. Übrig bleiben ein aus Helium bestehender weißer Zwerg mit einem nun massereichen Hauptreihenstern als Begleiter. Aufgrund des Massentransfers hat sich nun das Massenverhältnis zu Gunsten des Begleitsterns entwickelt (Geier, 2015a). Es gilt nun:  $Q = \frac{1}{q} = \frac{M_2}{M_1} > 1.2 - 1.5$ .

### Common-Envelope Channels

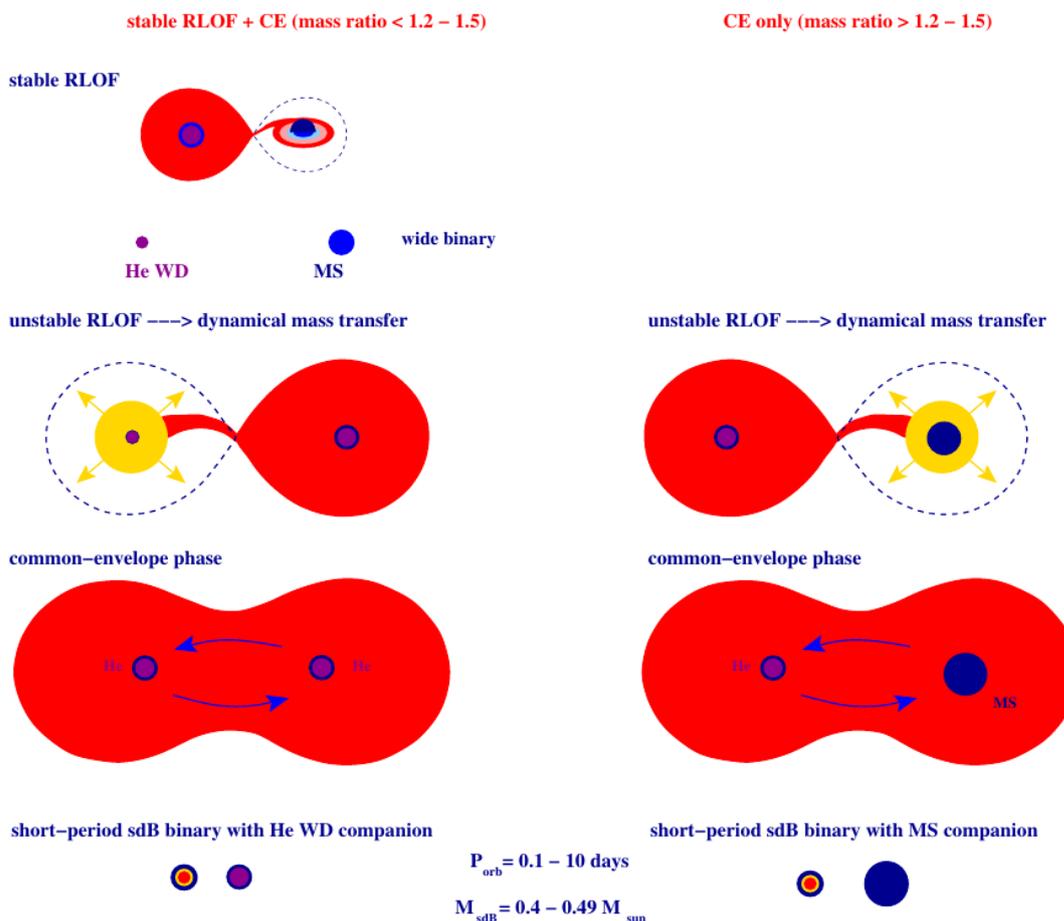


Abbildung 21: Graphische Darstellung der beiden möglichen Entwicklungswege für die Entstehung eines heißen Unterzwerges durch eine common-envelope-Phase. Links: Entwicklungspfad für zwei Sterne mit kleinem Massenverhältnis ( $q < 1.2 - 1.5$ ). Rechts: Entwicklungspfad für zwei Sterne mit großen Massenunterschieden ( $q > 1.2 - 1.5$ ). Beide Varianten führen zu einem engen Doppelsternsystem mit einer Bahnperiode zwischen 0.1 und 10 Tagen (Podsiadlowski et al., 2008).

Geht nun beim anderen Stern der Wasserstoff im Kern zur Neige, entwickelt sich auch dieser zu einem Roten Riesen und dehnt sich, während er den Rote Riesen Ast durchläuft, über den Rocheradius hinweg aus. Aufgrund des ungleichen Massenverhältnisses kann der weiße Stern nicht alle überschüssige Materie aufnehmen - stattdessen bildet sich eine gemeinsame Hülle um die beiden Sternkerne. Innerhalb der gemeinsamen Hülle (siehe rechte Seite, zweites Bild in Abb. 21) umkreisen sich die beiden Sternkerne (engl.: immersed binary). Da die beiden Kerne mit dem Gas der Hülle reiben, verlieren die sich umkreisenden Kerne Drehimpuls und Energie an die gemeinsame Hülle. Wegen des Drehimpulsverlustes bewegen sich die beiden Kerne auf einer Spiralbahn aufeinander zu und auf die Hülle wird so viel Energie übertragen, dass sie nach dem Prinzip der dynamischen Reibung abgestoßen wird. Übrig bleibt ein sehr enges Doppelsternsystem, bestehend aus einem weißen Zwerg und dem Kern eines Roten Riesen, der fortan heißer Unterzwerg genannt wird (Podsiadlowski et al., 2008).

Besitzen bereits die beiden Hauptreihensterne des ursprünglichen weiten Doppelsternsystems eine sehr ungleiche Masse  $q > 1.2 - 1.5$ , dann kommt es, sobald sich der schwerere Stern zum Roten Riesen entwickelt und sein Rochevolumen ausfüllt, zu einem instabilen Massentransfer und der Ausbildung einer gemeinsamen Hülle (common envelope). Der Verlauf der common-envelope-Phase ist identisch mit dem zuvor beschriebenen Fall: durch Reibung mit der gemeinsamen Hülle verliert das System Drehimpuls und Energie an diese, wodurch sich die Separation  $a$  deutlich verringert und die Hülle abgestoßen wird. Übrig bleibt ein sehr enges Doppelsternsystem mit einem heißen Unterzwerg und einem Hauptreihenstern als Begleiter.

In beiden potentiell möglichen Fällen, bei denen es zur Ausbildung einer gemeinsamen Hülle kommt, ergibt sich nach der common-envelope-Phase, post-common-envelope-Phase genannt, ein sehr enges Doppelsternsystem mit einer Periode zwischen einigen Stunden und mehreren Tagen ( $P \approx 0.1 - 10\text{d}$ ). Ebenfalls ähneln sich die Massen der durch einen dynamischen Massentransfer entstandenen heißen Unterzwerge. Sie liegt für gewöhnlich zwischen 0.4 und 0.49 Sonnenmassen (Podsiadlowski et al., 2008). Die Häufigkeit, mit der sdB Sterne durch eines der beiden bisher beschriebenen Szenarien entstehen, liegt bei etwa  $0.7 \cdot 10^{-2} \text{yr}^{-1}$  für sdB Sterne mit einem Hauptreihenstern als Begleiter und bei etwa  $0.4 \cdot 10^{-2} \text{yr}^{-1}$  für sdB Sterne mit einem aus Helium bestehenden weißen Zwerg als Sekundärkomponente (Han et al., 2003). Etwa 50% aller heißen Unterzwerge befinden sich in solch engen Doppelsternsystemen.

Haben die beiden Sterne ein ähnliches Massenverhältnis  $q < 1.2 - 1.5$  und füllt der Rote Riese erst kurz vor dem Erreichen der Spitze des RBGs sein Rochevolumen aus, so hat sein Helium-Kern im Vergleich zu seiner Wasserstoffhülle bereits einen so großen Massenanteil, dass im Kern das Helium-Brennen zündet und der Begleiter die Hülle problemlos über den inneren Lagrange-Punkt mittels stabilem Massentransfer absaugen kann. Nach dem Verlust der Wasserstoffhülle bleiben ein leicht vergrößerter Hauptreihenstern als Begleiter und ein sdB Stern in einem weiten Doppelsternsystem zurück, dessen Bahnperiode zwischen 10 und 500 Tagen liegt (Han et al., 2003). Dies steht jedoch im Widerspruch zu entdeckten Systemen bestehend aus einem sdB- und einem Hauptreihenstern, die Perioden von mehr als 700 Tagen aufweisen. Deshalb wurde bei neueren Modellen (Chen et al., 2013) - diese stellen eine Weiterentwicklung der Ausführungen von Han dar - insbesondere die Abnahme des Drehimpulses während der common-envelope-Phase genauer berücksichtigt. Auf diese Weise zeigte sich, dass auch Bahnperioden bis zu 1200 Tagen mit den Modellen vereinbar sind. In der Praxis stimmen die beobachteten Perioden sehr gut mit den errechneten Modellwerten überein. Im Vergleich zu den sdB Sternen, deren Ursprung in einer common-envelope-Phase liegt, tendieren die Massen durch stabilen Massentransfer entstandene-

ner heißer Unterzwerg zu etwas niedrigeren Werten. Sie liegen im Bereich zwischen 0.30 und 0.49 Sonnenmassen (siehe Abbildung 22, linke Seite).

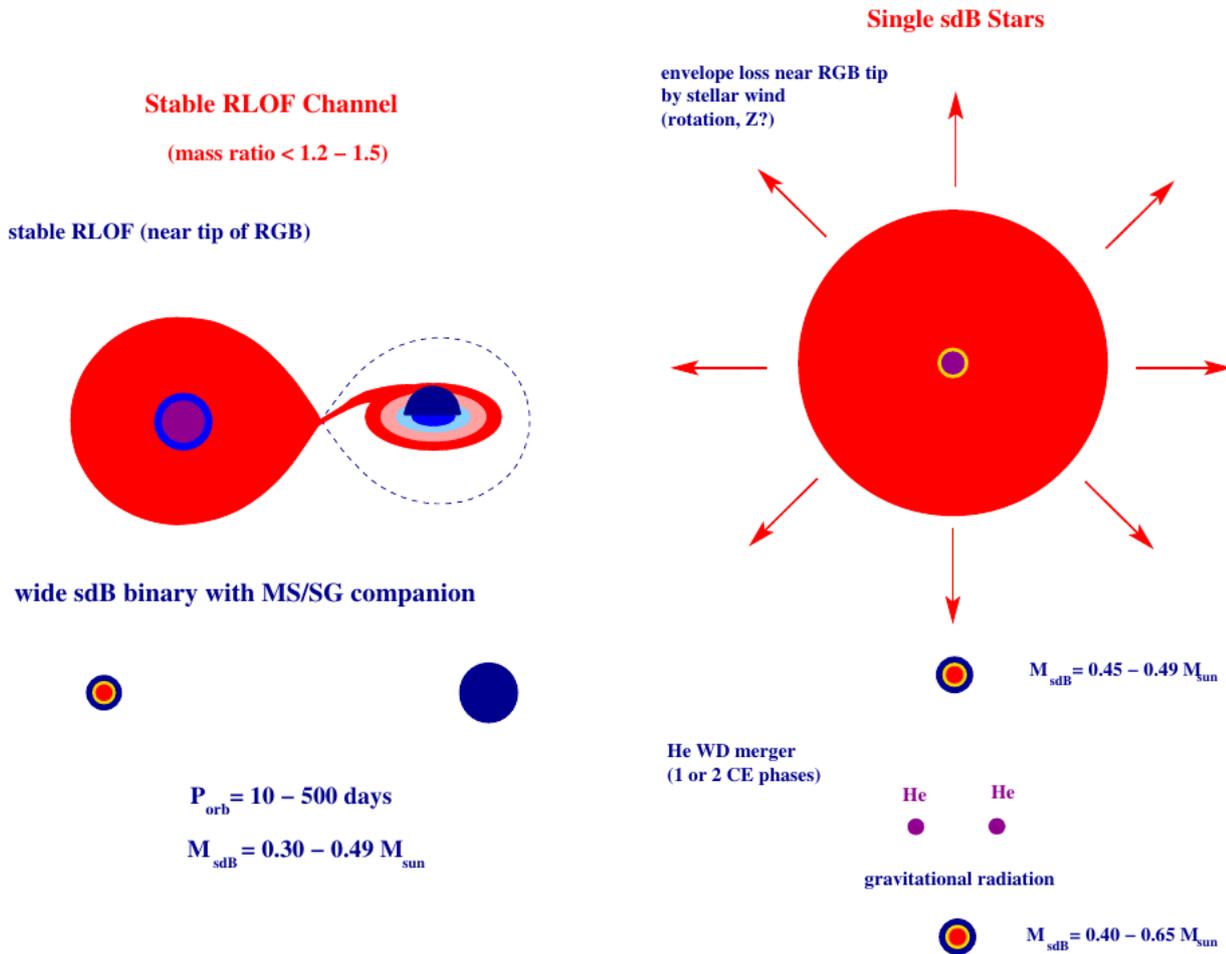


Abbildung 22: Skizzierung der weiteren Entwicklungsmöglichkeiten eines heißen Unterzwerges. Links: Entwicklung eines heißen Unterzwerges ausschließlich durch einen stabilen Massentransfer. Rechts: Entstehungsvarianten für einen isolierten sdB Stern. Oben: Abstoßung der Wasserstoffhülle an der Spitze des RGBs durch den Sternenwind. Unten: Verschmelzung zweier weißer, aus Helium bestehender Zwerge zu einem sdB Stern (engl.: merger system) (Podsiadlowski et al., 2008).

Die bisherigen Modelle erklären nur das Vorkommen von heißen Unterzwergen in engen und weiten Doppelsternsystemen, jedoch konnten Astronomen zeigen, dass sdB Sterne auch als isolierte Sterne auftreten und nicht zwangsläufig in einer engen Wechselwirkung zu einem anderen Stern stehen müssen. Für die Entwicklung isolierter heißer Unterzwerges gibt es zwei verschiedene Theorien, auf die kurz eingegangen werden soll:

Die erste Hypothese besagt, dass zwei weiße Zwerge, die sich in einem Doppelsternsystem befinden und aus Helium bestehen, miteinander verschmelzen können (engl.: white dwarf merger) und ein isolierter, heißer Unterzwerg als Endprodukt zurückbleibt. Das meist sehr enge System verliert durch die ausgesendete Gravitationswellenstrahlung Drehimpuls und Energie, sodass die beiden

weißen Zwerge ihren gemeinsamen Schwerpunkt auf immer engeren Bahnen umkreisen, bis schließlich die auf die Sterne wirkenden gravitativen und zentrifugalen Kräfte so groß werden, dass eine Komponente ihr Rochevolumen vollständig ausfüllt und dann vom anderen durch einen stabilen RLOF gänzlich akkretiert wird. Gemäß der Masse-Radius-Relation  $R \propto M^{-\frac{1}{3}}$  für weiße Zwerge hat der masseärmere Stern den größeren Radius, weshalb dieser auch als erstes die Roche Grenze erreicht. Hierdurch wird aus dem getrennten System ein halb-getrenntes System und es setzt ein Massentransfer vom größeren, leichteren Zwerg zum kleineren und schwereren weißen Zwerg ein. Aufgrund des Massenverlustes durch den Massentransfer nimmt der Radius des leichten, weißen Zwerges weiter zu - der Massentransfer wird weiter verstärkt und die komplette Materie des Zwerges legt sich binnen einiger Sekunden als Akkretionsscheibe um den schwereren weißen Zwerg. Im Laufe der nächsten Millionen Jahre lagert sich das Gas auf der Oberfläche des weißen Zwerges ab. Die Geschwindigkeit der Ablagerung folgt ungefähr der Eddington Akkretionsrate (Heber, 2016).

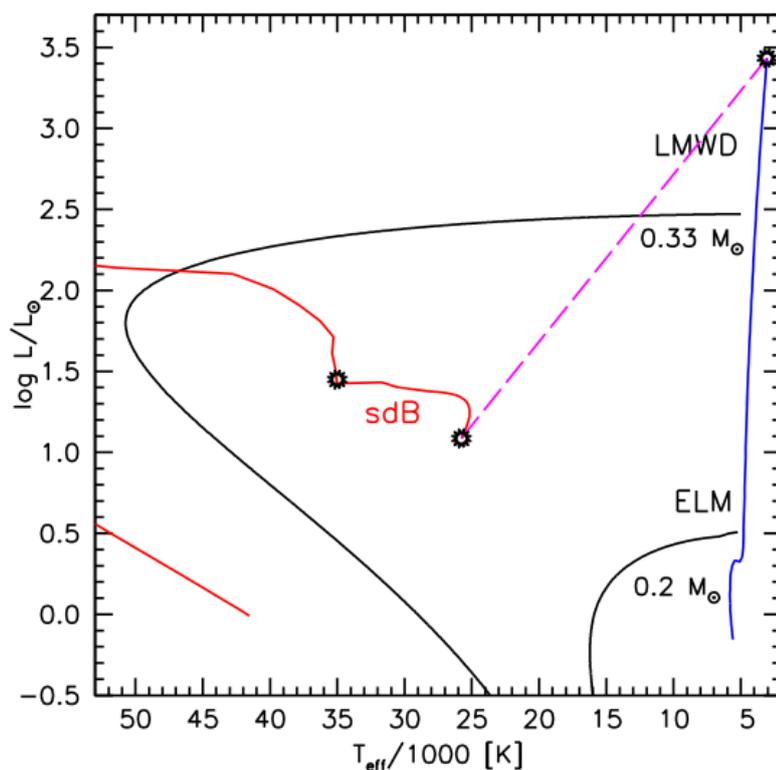


Abbildung 23: Obenstehende Abbildung zeigt die Entwicklung eines Sterns der Masse  $M = 1M_{\odot}$ , von der Hauptreihe bis zur Spitze des RGBs (blaue Linie). Endet die Phase der gemeinsamen Hülle, ehe sein Heliumkern eine Masse von  $M_{core} = 0.2M_{\odot}$  erreicht, entsteht ein sehr geringmassiger weißer Zwerg (engl.: extremely low mass white dwarf, ELMWD). Liegt der Heliumkern des Sterns im Intervall von  $0.2 - 0.33M_{\odot}$ , entsteht ein geringmassiger weißer Zwerg (engl.: low mass white dwarf, LMWD). Oberhalb dieser Masse kommt es zum Helium-Flash und es entsteht ein heißer Unterzwerg (pinke Linie). Schwarz markiert auf der roten Entwicklungslinie des sdB Sterns sind Start und Ende des Heliumbrennens im Kern (Heber, 2016).

Die ausschließlich mittels best-fit Modellen theoretisch vorhergesagten Entstehungshäufigkeiten für heiße Unterzwerge durch die Verschmelzung weißer Zwerge sind mit  $0.8 - 1.6 \cdot 10^{-2} \text{yr}^{-1}$  ungefähr mit der des common-envelope-Kanals vergleichbar, die Masse liegt in einem Intervall von  $M_{sdB} = 0.4 - 0.65 M_{\odot}$  und kann damit stärker variieren als in den zuvor beschriebenen Szenarien (Podsiadlowski et al., 2008). Dieser breite Massenbereich steht jedoch im Widerspruch zu ersten Erkenntnissen der Astroseismologie, die bei der geringen Anzahl der bisher untersuchten Sterne aber höchstens Tendenzen aufzeigen: hier wird bisher ein sehr enges Fenster für die Massenverteilung heißer Unterzwerge vorhergesagt (Heber, 2016).

Neben der Verschmelzung zweier weißer Zwerge werden noch weitere Merger-Prozesse vermutet, aus denen sdB Sterne entstehen können, zum Beispiel die Vereinigung eines braunen Zwergs mit dem Kern eines Roten Riesen (Politano et al., 2008). Ferner existieren Modelle, die von der Entstehung heißer Unterzwerge aus einem einzigen Stern ausgehen. Dafür muss der Sterne beim Durchlaufen des Rote-Riese-Astes einen starken Massenverlust verzeichnen. Dies kann eventuell durch eine starke Rotation oder durch den Helium-Flash, bei dem das Heliumbrennen im Kern zündet und ein starker Sternenwind entsteht, verursacht werden (siehe Abb. 23, rechts oben) - gesicherte Erkenntnisse gibt es hierzu aber noch nicht (Podsiadlowski et al., 2008).

## 3.2 Eigenschaften heißer Unterzwerge

Wie schon zuvor beschrieben, sind heiße Unterzwerge die heliumreichen Kerne Roter Riesen, die ihre wasserstoffreiche Hülle verloren haben. Der auf dem heißen Zwerg verbliebene restliche Wasserstoff der Hülle hat eine Masse von weniger als 0.01 Sonnenmassen - zu wenig, als dass sich eine Wasserstoffschalenbrennen ausbilden könnte (Heber, 1986). Noch kleiner ist die Masse der Atmosphärenschichten eines heißen Unterzwerge. Ihre Masse beträgt etwa  $10^{-10}$  Sonnenmassen. Da ein Sternenspektrum in seinen Atmosphärenschichten entsteht, reicht diese geringe Menge an Wasserstoff bei sdB/-O Sternen aus, um im Spektrum der heißen, unterleuchtkräftigen Sterne Absorptionslinien des Wasserstoffs (insbesondere die Linien der Balmerreihe) deutlich erkennen zu können. Diese sind sogar stärker ausgeprägt als bei Hauptreihensternen des Spektraltyps B. Zusätzlich dazu können die heißen Unterzwerge HeI und/oder HeII Linien in ihrem Spektrum aufweisen, wobei HeII Linien erst bei den heißeren sdO Sternen auftreten. Abhängig von der Ausprägung der Heliumlinien werden die heißen Unterzwerge wie folgt kategorisiert:<sup>14</sup>

- **sdB Sterne:** Verfügen über starke Balmerreihe des Wasserstoffs in Kombination mit schwach ausgeprägten Linien des neutralen Heliums.
- **He-sdO Sterne:** Die Balmerreihe ist gar nicht oder nur schwach vorhanden, das Spektrum wird von starken HeI- und HeII-Linien dominiert.
- **sdO Sterne:** Weisen starke Wasserstoff- und HeII-Linien auf, HeI-Absorptionslinien sind im Spektrum dagegen nur schwach oder gar nicht beobachtbar.
- **sdOB Sterne:** Diese zeichnen sich durch breite Wasserstofflinien und schwach ausgeprägte Heliumlinien aus. Es tritt aber sowohl HeI als auch HeII auf.

<sup>14</sup>Zu Beginn dieses Kapitels wurde bereits die Einteilung von heißen Unterzweigen gemäß der Harvard-Spektralklassifikation in sdO und sdB Sterne beschrieben. Dies wird an dieser Stelle vorausgesetzt.

- **He-sdB Sterne:** Diese Gruppe weist starke HeI-Linien sowie eine sehr dominante Balmer-serie auf. He-sdB Sterne treten am seltensten auf.

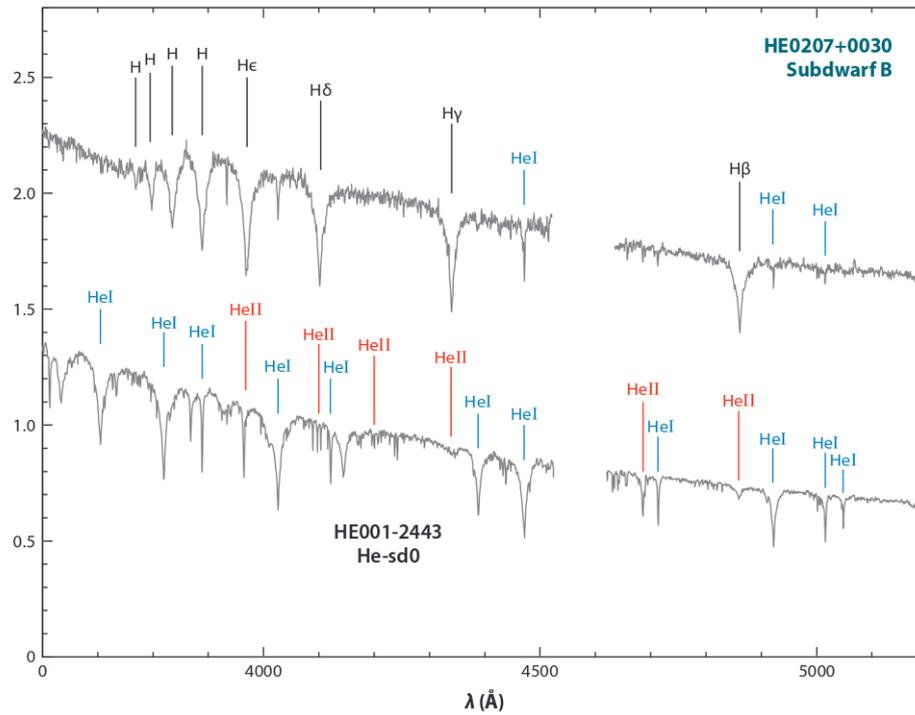


Abbildung 24: Intensitätsverlauf der Spektren zweier heißer Unterzwerge aufgetragen über die Wellenlänge, bei denen die Spektrallinien des Wasserstoffs, des neutralen Helium (HeI) und des ionisierten Heliums (HeII) markiert sind. Oben: Spektrum eines sdB Sterns. Unten: Spektrum eines He-sdO Sterns (Heber, 2009).

Die Charakteristika der einzelnen Gruppen zeigen sehr deutlich, dass die Spektren heißer Unterzwerge sehr verschieden sein können. Generell gilt: Während die meisten sdB Sterne heliumarm sind, weisen dagegen sdO Sterne zumeist sehr starke Heliumlinien auf. In Abbildung 24 sind zur Verdeutlichung die Spektren eines He-sdO und eines sdB Sterns dargestellt - diese beiden unterscheiden sich besonders deutlich.

Untersuchungen der Atmosphärenparameter heißer Unterzwerge zeigten einige Gemeinsamkeiten, aber auch Unterschiede zwischen den einzelnen Gruppen auf. Quantitative Spektralanalysen, bereits Ende der 1980er Jahre durchgeführt, konnten beweisen, dass die Effektivtemperaturen  $T_{eff}$  heißer Unterzwerge abhängig vom Spektraltyp innerhalb eines gewissen Intervalls liegen, was von neueren Studien bestätigt werden konnte. Nach deren Ergebnissen liegt die Effektivtemperatur der sdB Sterne gewöhnlich zwischen 25000 und 35000 Kelvin, die der sdOB Sterne zwischen 30000 und 45000 Kelvin und bei den sdO Sternen liegt die Effektivtemperatur meistens in einem Intervall zwischen 37000 und 47000 Kelvin, wobei auch schon einzelne, deutlich heißere sdO Sterne analysiert wurden - manche erreichten bis zu 70000 Kelvin.

Neben der Effektivtemperatur sind bei heißen Unterzwerge insbesondere die Schwerebeschleunigung und die Heliumhäufigkeit in deren Atmosphäre von Bedeutung. Im Gegensatz zur Effektivtemperatur, bei der es große Unterschiede zwischen den einzelnen Gruppen gibt, ist die

Verteilung bei der Schwerebeschleunigung recht gleich. Für sdB Sterne liegt die Schwerebeschleunigung, die gerne logarithmisch ( $\log(g)$ ) angegeben und in cgs-Einheiten beschrieben wird, bei Werten zwischen 5.0 und 5.7, für sdOB Sterne zwischen 5.0 und 6.3 und für sdO Sterne gilt:  $5.5 \leq \log(g) \leq 5.9$ . Für sdB Sterne ist die Verteilung in einem  $\log(g)$ - $T_{eff}$ -Diagramm basierend auf neuesten Daten in Abbildung 25 dargestellt. Gut zu sehen ist dabei, dass sowohl in der Schwerebeschleunigung als auch bei der Effektivtemperatur einzelne Sterne existieren, die außerhalb der beschriebenen Bereiche liegen (Heber, 1986). Für den Großteil der Sterne zeichnet sich ein Trend ab: je größer die Effektivtemperatur, desto größer die Schwerebeschleunigung. Dies kann auch physikalisch bewiesen werden. Die Leuchtkraft ist definiert durch  $L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$  und die Masse durch  $M = \frac{gR^2}{G}$ . Äuflösen nach  $R^2$  und Gleichsetzen ergibt:  $R^2 = \frac{GM}{g} = \frac{L}{4\pi\sigma T_{eff}^4}$ . Daraus folgt sofort durch Umstellen:

$$g \propto T_{eff}^4 \quad (31)$$

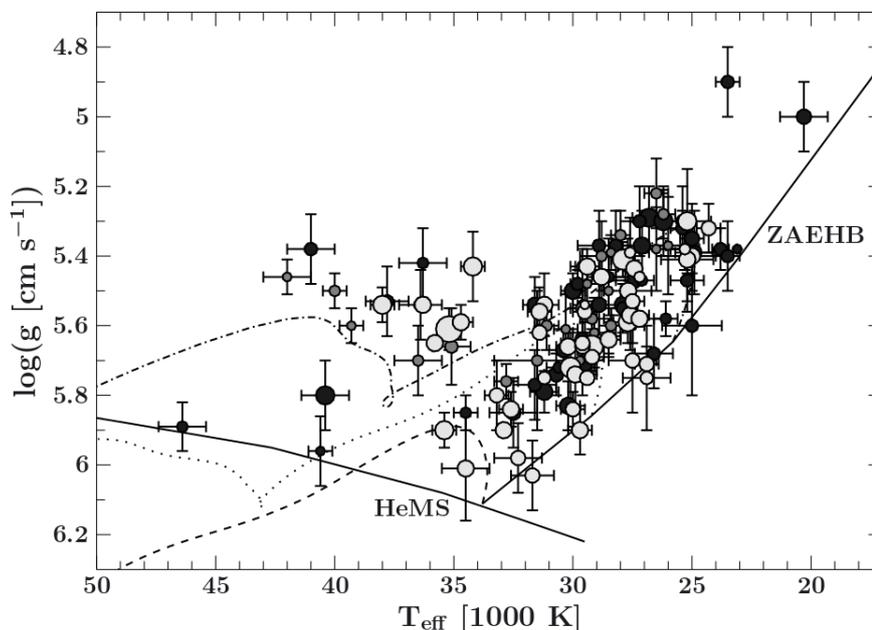


Abbildung 25: Darstellung einer großen Stichprobe an sdB Sternen, die sich allesamt in einem Doppelsternsystem befinden, in einem  $T_{eff}$ - $\log(g)$ -Diagramm. Die Farbe gibt Aufschluss über die Art des Begleiters. Grau: Begleiter ist weißer Zwerg, dunkelgrau: Begleiter ist M-Zwerg, schwarz: Art des Begleiters unbekannt. Daneben sind die Helium-Hauptreihe (engl.: helium-main-sequence, HeMS) und der extreme Horizontalast zum Nullalter (engl.: zero age extreme horizontal branch, ZAEHB) dargestellt (Kupfer et al., 2015).

Größere Unterschiede gibt es dagegen bei der Heliumhäufigkeit  $y = \frac{n_{He}}{n_H}$  in der Sternatmosphäre heißer Unterzwerge. Während sdB Sterne normalerweise Werte für die Heliumhäufigkeit zwischen 0.1 und 2.5 Prozent aufweisen können, schwanken die Werte für sdOB Sterne deutlich stärker: bei ihnen kann  $y$  unter 0.07 Prozent liegen aber auch bis zu 6 Prozent erreichen (Heber, 1986). Bei sdO Sternen können jedoch noch deutlich höhere Werte auftreten. In der GALEX Stichprobe

fanden sich sdO Sterne mit einer Heliumhäufigkeit von  $\frac{n_{He}}{n_H} = 1000$  - der mit Abstand größte Wert bei dieser Stichprobe (Heber, 2016). Bei sdB Sternen konnte ferner ein Zusammenhang zwischen der Effektivtemperatur und der Heliumhäufigkeit festgestellt werden; mit der Temperatur steigt auch der Heliumanteil in der Atmosphäre an (Edelmann, 2003). Es zeigte sich aber auch, dass sich die heißen unterleuchtkräftigen B-Sterne in zwei Gruppen unterteilen lassen. Bei der einen Gruppe ist der Trend deutlich stärker ausgeprägt als bei der anderen, wobei der Großteil der sdB Sterne - es sind ungefähr  $\frac{5}{6}$  - einen stark ausgeprägten Trend aufweist (siehe Abbildung 26). Mittels Regressionsanalyse konnte Edelmann in seiner Dissertation zwei Geradengleichungen bestimmen, die die Trends, mit denen der Zusammenhang zwischen Heliumhäufigkeit und Effektivtemperatur beider Gruppen zu beschreiben ist, ausdrücken lassen.

$$\begin{aligned} \text{für die Mehrheit der sdB Sterne gilt: } \log(y) &= -3.53 + 1.35 \cdot \left( \frac{T_{eff}}{10^4[K]} - 2.00 \right) \\ \text{sonst: } \log(y) &= -4.79 + 1.26 \cdot \left( \frac{T_{eff}}{10^4[K]} - 2.00 \right) \end{aligned} \quad (32)$$

Die Ursache für dieses Verhalten der sdB-Sterne ist bis heute unbekannt.

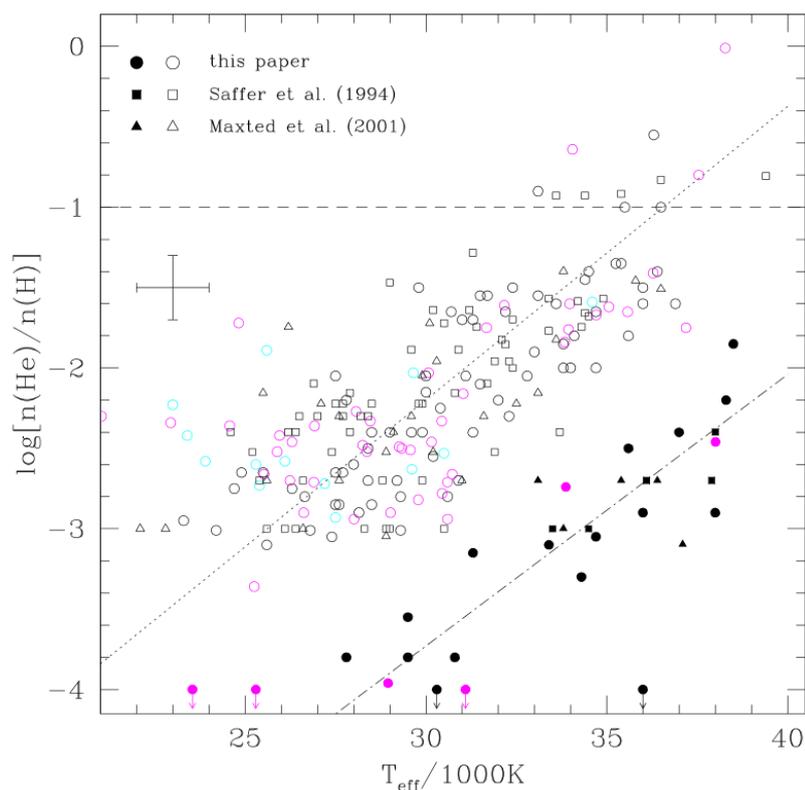


Abbildung 26: Obiges Diagramm zeigt die Heliumhäufigkeiten verschiedener Stichproben, die in einen Zusammenhang mit den jeweiligen Effektivtemperaturen gebracht wurde. Gut zu sehen sind die zuvor beschriebenen Trends: der Großteil der sdB Sterne liegt nahe der oberen Trendgerade, deutlich weniger folgen der unteren Geraden, die einen deutlichen schwächeren Zusammenhang zwischen  $\log(y)$  und  $T_{eff}$  beschreibt (Edelmann, 2003).

### 3.3 HW Vir Systeme

Eine besondere Gattung innerhalb der engen Doppelsternsysteme stellen die sogenannten HW Vir Systeme dar, die aus einem sdB Stern und einem M-Zwerg oder braunen Zwerg - dies ist ein Himmelsobjekt, dessen Masse zu gering ist, als dass die Kernfusion einsetzen könnte - bestehen und bedeckend sind. Benannt wurden diese besonderen Doppelsterne nach dem ersten, diese Eigenschaften aufweisenden System, dem Doppelstern HW Virginis. HW Vir Sterne sind das Produkt einer common-envelope-Phase, durch die der heiße Unterzwerg entstand, sich der Abstand der beiden Sterne wie auch die Periode deutlich verringerte und die Winkelgeschwindigkeit bedeutend zunahm. Normalerweise gehören die HW Vir zu den einzel-linigen spektroskopischen Systemen, denn der Begleiter ist gewöhnlich deutlich lichtschwächer als der sdB Stern. Da HW Vir Systeme bedeckende Doppelsterne sind, eignen sie sich sehr gut für die Massenbestimmung heißer Unterzwerge. Bisherige Untersuchungen an diesen Systemen (z.B. NY Vir und AA Dor) bestätigen die angenommenen Massenbereiche für sdB Sterne. Einem größeren Bekanntheitsgrad erlangten die HW Vir vor einigen Jahren durch die Entdeckung zirkumbinärer Planeten im für die inzwischen 17 bekannten HW Vir Systeme namensgebenden System HW Vir (Heber, 2009). Seitdem konnte bei drei weiteren HW Vir Doppelsternen die Existenz extrasolarer Planeten nachgewiesen werden. Name, Periode und Atmosphärenparameter der bisher bekannten HW Vir Systeme sind im Anhang dieser Arbeit zu finden.

## 4 Beobachtungsprogramme

Unter astronomischen Beobachtungsprogrammen versteht man meist groß angelegte Himmelsdurchmusterungen, bei denen - abhängig vom Forschungsziel - nach bestimmten Himmelskörpern gefahndet wird. Doch da bei diesen Programmen oftmals eine sehr große Zahl an Objekten observiert wird und Millionen Datensätze gesammelt werden, finden sich darin auch Informationen zu Objekten, deren Erforschung gar nicht Ziel des Programmes war. Zu diesen Objekten zählen häufig auch enge Doppelsterne sowie HW Vir Systeme und im Folgenden soll kurz auf die für die Entdeckung von HW Vir Systemen wichtigsten Beobachtungsprogramme eingegangen werden.

### 4.1 SDSS

Das SDSS-Programm (SDSS= sloan digital sky survey) ist eine Kooperation verschiedener Institutionen u.a. aus den Vereinigten Staaten, Deutschland, Japan und Südkorea mit dem Ziel einer möglichst genauen und großflächigen Himmelsobservation. Dazu wurde eigens ein 2,5m Teleskop gebaut und in den Sacramento Mountains in der Nähe von Sunspot, New Mexico aufgestellt (siehe Abbildung 27).

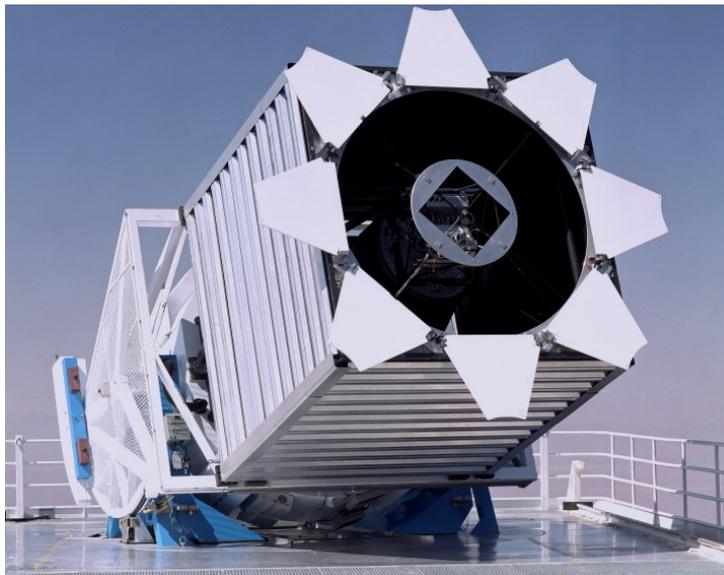


Abbildung 27: Bild des für SDSS verwendeten Sloan Foundation 2.5 Meter Teleskop. Dieses befindet sich am Apache Point Observatory in New Mexico.<sup>15</sup>

Das Teleskop ist seit 2000 in Betrieb, insgesamt sollen mehr als 100 Millionen Himmelskörper spektroskopisch und photometrisch untersucht und ihre genaue Magnitude und Position bestimmt werden. Dazu wird jeweils ein Bereich von  $1.5 \times 1.5$  Grad in schmalen Streifen durchmustert und insbesondere nach leuchtkräftigen Objekten untersucht. Das ursprüngliche Ziel des SDSS-Programmes war die genaue Untersuchung von Helligkeit, Lage und Distanz entfernter Galaxien und Quasaren. Auf diese Weise konnten bis heute mehr als eine Millionen Galaxien entdeckt werden. Bei der Vielzahl der untersuchten Objekte wurden aber nicht nur Daten von Galaxien und Quasaren gesammelt, sondern auch eine Vielzahl an anderen Himmelskörpern wie zum Beispiel

<sup>15</sup>[https://www.sdss3.org/images/SDSS\\_telescope.jpg](https://www.sdss3.org/images/SDSS_telescope.jpg); Stand: 30.06.16

Doppelsterne aufgenommen. Es zeigte sich, dass sich die hochauflösende Kamera, die mit dreißig CCDs und fünf verschiedenen optischen Filtern ausgestattet ist, gepaart mit der ungewöhnlichen Aufnahmemethode sehr gut für das Studium von Asteroiden eignet, da sie anhand ihrer Parallaxe sehr leicht zu erkennen sind. Ferner konnte eine Vielzahl an braunen Zwergen, Zwerggalaxien und Gravitationslinsen entdeckt werden, sowie auch sogenannte Hochgeschwindigkeitssterne (engl. hyper-velocity stars) und drei HW Vir Systeme. Da die beteiligten Forscher bei weitem nicht alle Daten auswerten können, werden immer wieder große Datenpakete veröffentlicht (engl.: data release), die für kleinere Institute ohne derartiges Equipment von großem Interesse sind. Seit 2014 läuft die vierte Phase des bisher sehr erfolgreichen SDSS-Programms.<sup>16</sup>

## 4.2 MUCHFUSS

Das Massive Unseen Companions to Hot Faint Underluminous Subdwarfs from SDSS Projekt, kurz MUCHFUSS-Projekt, untersucht Doppelsternsysteme bestehend aus einem heißen Unterzweig und einem kompakten, massereichen Begleiter mit  $M_{Comp} > 1.0M_{\odot}$  (siehe u.a. Geier et al. (2015)). Aufgrund der beschriebenen Anforderungen an den Begleiter kann es sich bei diesem nur um einen weißen Zwerg, einen Neutronenstern oder ein schwarzes Loch handeln. Derartige Systeme sind zwar recht selten, werden aber von theoretischen Entwicklungsmodellen für enge Doppelsterne vorhergesagt.

Aus den Daten des sechsten und siebten „data release“<sup>17</sup> des SDSS-Programmes wird nach Spektren gesucht, die typische Absorptionslinien eines heißen Unterzweiges (HeI, HeII und Wasserstofflinien der Balmerreihe) sowie die entsprechende Farbe aufweisen. Anschließend werden die Spektren auf Radialgeschwindigkeitsvariationen untersucht und die Sterne mit besonders starken Geschwindigkeitsänderungen ausgewählt.<sup>18</sup> Diese Art der Selektion hat zur Folge, dass nicht nur Doppelsterne bestehend aus einem sdB Stern und einem massereichen, kompakten Begleiter ins Blickfeld der Forscher geraten, sondern auch sehr enge Doppelsternsysteme mit einem massearmen Sekundärstern. Mittels photometrischer Analyse ist es jedoch möglich, zwischen einem massearmen, weißen Zwerg und einem leuchtschwachen Hauptreihenstern zu unterscheiden (Schaffenroth, 2015). Inzwischen konnten mehr als 1100 heiße Unterzweige in den Daten des SDSS-Programmes untersucht werden, von denen etwa 70 eine hohe Radialgeschwindigkeitsvariation zeigten und sich als geeignete Kandidaten erwiesen (Geier et al., 2012).

Mit den zuvor beschriebenen Auswahlkriterien wurden auch die kurzperiodischen HW Vir Systeme herausgegriffen und analysiert. Darunter war unter anderem auch das erste System, bei dem ein brauner Zwerg als Begleiter eines heißen Unterzweiges nachgewiesen werden konnte (Geier et al., 2011c). Bisher gelang es, mit Hilfe des MUCHFUSS-Projektes drei HW Vir Systeme aus den SDSS-Daten nachzuweisen.

<sup>16</sup>Ausführliche Informationen zum SDSS-Programm finden sich auf der Homepage des Projektes: <http://www.sdss.org/>

<sup>17</sup>Jeder neue data release enthält auch die Daten der vorangegangenen Veröffentlichung. Jedoch werden bei jedem Release die Daten neu reduziert, da sich die Reduktions-Pipeline kontinuierlich weiterentwickelt.

<sup>18</sup>Das genaue Auswahlverfahren für die Targetselektion des MUCHFUSS-Projektes findet man bei Geier et al. (2011a).

### 4.3 PTF und iPTF

Das Palomar Transient Factory Programm (PTF) war eine Himmelsdurchmusterung am Palomar Observatorium des California Institut of Technology, bei der nach transienten Quellen, insbesondere Supernovae, aber auch Objekten mit Helligkeitsschwankungen, verursacht durch Transits, Pulsationen, etc., gefahndet wurde. Dazu wird das Samuel-Oschin-Teleskop mit einem Spiegeldurchmesser von 1.2 Metern verwendet, an das eine hochauflösende Kamera mit 101 Megapixeln, einem  $8.1 \times 8.1$  Grad großen Gesichtsfeld und einem Sampling von einer Bogensekunde montiert wurde.

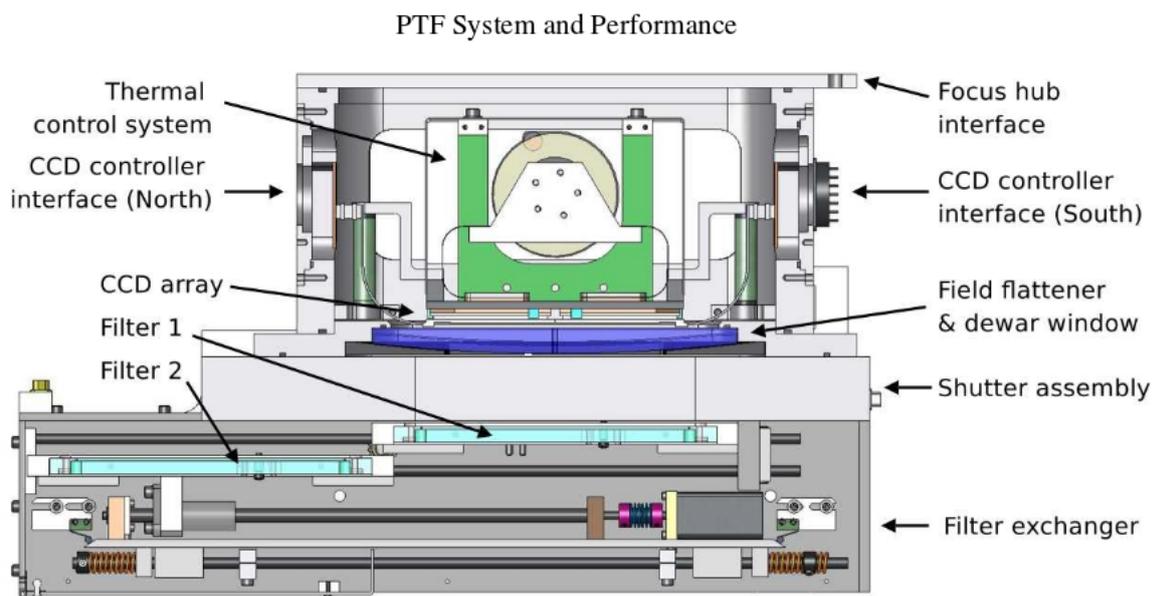


Abbildung 28: Querschnittsskizze der für PTF verwendeten Kamera mit Beschriftung der einzelnen Elemente. Die Graphik ist dabei so orientiert, dass nach sich in der unteren Richtung der Primärspiegel des Teleskops befände (Law et al., 2009).

Das Programm startete im Jahr 2009 und wurde bis 2012 betrieben, beteiligt waren verschiedene US-amerikanische Universitäten und einige internationale Institute. Hauptziele des Projektes waren die Suche nach Supernovae mit einer Kadenz von 5 Tagen, die Durchmusterung der Hälfte des Nachthimmels, die Suche nach extrasolaren Planeten im Sternbild Orion sowie die Suche nach exotischen Veränderlichen. Daneben wurden aber auch unter anderem bedeckende Doppelsterne entdeckt, bei denen ebenfalls Helligkeitsänderungen während des Transits auftreten. Das in dieser Arbeit beschriebene Doppelsternsystem stellt das zweite HW Vir System dar, das mit Hilfe des Palomar Transient Factory Programmes und seiner Nachfolger entdeckt wurde.

An das PTF Programm schloss sich das leicht modifizierte intermediate Palomar Transient Factory, kurz iPTF, an, das bis 2017 angesetzt ist. Hierbei wird zwar dasselbe Teleskop benützt, aber eine bessere Kamera verwendet, die über elf CCD-Chips verfügt und ein Gesichtsfeld von  $7.8 \times 7.8$  Grad aufweist. Die typische Belichtungszeit pro Feld beträgt 60 Sekunden.<sup>19</sup>

Ab 2017 startet dann ein neues Projekt am Caltech, das sogenannte Zwicky Transient Factory Projekt. Die wichtigste Neuerung wird die verwendete Kamera sein, die nicht nur mit einem

<sup>19</sup>Für genauere Informationen werden das Paper von Law et al. sowie die Website des Caltech und des PTF-Programmes empfohlen, zu finden unter: <http://www.ptf.caltech.edu/page/about>

Beobachtungsbereich von  $47 \times 47$  Grad das größte Gesichtsfeld aller bisher in der Astronomie eingesetzten Kameras aufweist, sondern es auch den Forschern erlaubt, jede Nacht ein vollständiges Bild des Nachthimmels aufzunehmen.

## 5 PTF1 J011339.09+225739.1

Den bisherigen Kapiteln liegt eine theoretische Basis für die nun folgenden Analysen des für diese Arbeit namensgebenden Doppelsternsystems PTF1 J011339.09+225739.1 zu Grunde. Das Vorgehen bei der spektroskopischen und photometrischen Untersuchung dieses Systems bildet den Kern des nun folgenden Kapitels. Dabei soll zunächst der Schwerpunkt auf die Erklärung der angewendeten Analysemethoden sowie der verwendeten Programme gelegt werden, ehe Observation und Datenauswertung genau beschrieben werden.

### 5.1 Analysemethoden und verwendete Programme

In dieser Arbeit wurden zwei der vier in Kapitel 2 beschriebenen Analysemethoden angewendet, die spektroskopische und die photometrische Analyse. Die Kombination aus beiden lässt, falls das System bedeckend ist, genaue Aufschlüsse über die Massen und Radien der beiden Sterne zu.

#### 5.1.1 Lichtkurvenanalyse und MORO

Bei der Lichtkurvenanalyse wird das Roche-Modell (siehe Kapitel 3) benutzt, um für das Doppelsternsystem synthetische Lichtkurven zu berechnen. Für diese werden gewisse Startparameter festgelegt, von denen ausgehend dann ein entsprechendes Programm mit speziellen Algorithmen versucht die Parameter gemäß dem Best-Fit-Modell so zu bestimmen, dass synthetische und aufgenommene Lichtkurve möglichst gut übereinstimmen. Eine sehr geeignete Methode zur Berechnung von synthetischen Lichtkurven stellt das Verfahren nach Robert Wilson und Edward Devinney dar. Sie schlugen die Verwendung von  $12 + 5n$  Parametern -  $n$  ist die Anzahl der mit verschiedenen Filtern aufgenommen Lichtkurven - und die Summation des monochromatischen Flusses beider Sterne bei jeder Phase vor (Wilson & Devinney, 1971).

Tabelle 1: Auflistung der beim Wilson-Devinney-Verfahren verwendeten Parameter.

physikalisches Zeichen	Name des Parameters
$i$	Inklination
$g_{1,2}$	Koeffizienten der Gravitationsverdunkelung
$T_{1,2}$	Effektivtemperaturen der beiden Sterne
$A_{1,2}$	Albedo
$\Omega_{1,2}$	Gravitationspotentiale
$q = \frac{M_2}{M_1}$	Massenverhältnis mit $M_1 \geq M_2$
$\delta_{1,2}$	Verformung durch Strahlungsdruck
$L_{1,2}$	Leuchtkräfte
$x_{1,2}$	Randverdunkelung
$l_3$	Offset verursacht durch einen weiteren Begleiter

Zu den Parametern gehören auch einige, ebenfalls schon in Kapitel 2 bereits beschriebene, bei bedeckenden Doppelsternen häufig auftretende, physikalische Effekte. Diese sind:

- **Mitte-Rand-Verdunkelung:** Die Blickgerade eines erdnahen Beobachters auf einen Stern steht am Zentrum seiner Sternscheibe senkrecht zur Sternoberfläche. Je weiter entfernt sich ein Punkt der Sternoberfläche vom Zentrum der Sternscheibe befindet, desto größer wird der Winkel  $\theta$ . Dementsprechend kann ein Beobachter nahe des Randes des Sternscheibchens nicht so tief in dessen Atmosphäre blicken wie im Zentrum und, da ein Stern gerade in seinem Inneren besonders heiß ist, können im Vergleich zum Sternenzentrum am Rand nicht so heiße Schichten beobachtet werden. Deshalb erscheint der Stern dort dunkler, da kühler, und für die Intensität gilt:  $I(\cos\theta) = I(1) \cdot x(1 - \cos\theta)$  mit  $x$  dem Randverdunkelungskoeffizienten und  $I(1)$  der Intensität am Mittelpunkt der Sternscheibe (Wade & Rucinski, 1985).

- **Reflektion:** Der Reflektionseffekt wird durch die Aufheizung der dem heißeren Stern zugewandten Seite des kühleren Sterns hervorgerufen. Aufgrund der Proportionalität zwischen der Leuchtkraft und der vierten Potenz der Effektivtemperatur kommt es zu einer Aufhellung des Systems, wenn dem Beobachter die aufgeheizte Seite des Beobachters zugewandt ist (siehe Kapitel 2.1.4).

Bei der Lichtkurvenanalyse mit Hilfe des Wilson-Devinney-Verfahrens geht der Reflektionseffekt auf eine recht einfache Art und Weise in die Konstruktion der synthetischen Lichtkurve ein: er wird als Reflektion des ankommenden Flusses angenommen, wobei die Stärke des reflektierten Flusses durch den Albedokoeffizient  $A$  ausgedrückt wird. Die Temperaturänderung bedingt durch den Reflektionseffekt kann unter Verwendung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes wie folgt dargestellt werden:  $T_{refl} = T_2 \left( \frac{A_2 F_1}{F_2} \right)^{1/4}$  mit  $F_{1,2}$  dem Fluss des jeweiligen Sterns,  $A_2$  der Albedo des kühlen Begleiters und  $T_2$  der Effektivtemperatur der unbeleuchteten, von der Primärkomponente abgewandten Seite des Sekundärsterns (Schaffenroth, 2015).

- **Strahlungsdruck:** In engen Doppelsternsystemen mit einer sehr heißen Komponente übt diese auf ihren kühleren Begleiter einen nicht zu vernachlässigenden Strahlungsdruck aus, durch dessen Wirkung der Begleiter verformt wird. Verursacht wird der Strahlungsdruck vom Impuls  $p = \frac{h\nu}{c}$  der in der Atmosphäre des Begleiters absorbierten Photonen, die zuvor von der heißen Primärkomponente emittiert wurden. Für eine genaue Beschreibung des Absorptionsvorgangs muss eine Vielzahl an physikalischen und chemischen Effekten berücksichtigt werden (nachzulesen u.a. in Drechsel et al. (1995)). Eine grobe Näherung ohne Berücksichtigung des Flussvektors ergibt für den Strahlungsdruckkoeffizienten  $\delta$ :  $\delta = \frac{F_{pressure}}{F_G} = \frac{kL}{4\pi cGM}$  mit  $k$  den Massenabsorptionskoeffizienten.

Um die synthetische Lichtkurve möglichst genau zu berechnen, wird zunächst die genaue Form der beiden Doppelsternkomponenten unter Verwendung des Roche-Modells bestimmt. Anschließend wird das Modell noch an den in diesem System vorherrschenden Strahlungsdruck angepasst.

- **Schwerkraftsverdunkelung:** Schwankungen des Energieflusses an der Sternoberfläche bedingt durch Schwerkraftvariationen, wie sie insbesondere bei schnell rotierenden Sternen auftreten, verursachen die sogenannte Schwerkraftsverdunkelung (genauer in Kapitel 2.1.4 und bei Espinosa Lara & Rieutord (2012)). Bei schnellrotierenden Sternen zieht die Zentrifugalkraft Gas in Richtung des Äquators, wodurch es zu einer Abplattung des Sterns kommt und der Gasdruck sowie die Schwerebeschleunigung an der Äquatoroberfläche sinkt und am

Pol steigt. Dasselbe geschieht auch mit der Temperatur an der Sternoberfläche. Die Folge ist, dass die Äquatorregion dunkler erscheint und der von dort ausgesendete Fluss geringer ausfällt als an den Polen des Sterns. Es gilt:  $F(P) = F_{pole} \left( \frac{g(P)}{g_{pole}} \right)^g$  mit  $g(P)$  der lokal wirkenden Schwerkraft am Punkt P und  $g$  dem Gravitationsverdunkelungskoeffizienten. Ist die Hülle eines Sterns komplett radiativ so kann nach von Zeipel (1924) der Gravitationskoeffizient  $g$  gleich 1 gesetzt werden. Bei Konvektivität der Hülle gilt dagegen nach Lucy (1967):  $g \approx 0.33$ .

Die anderen, hier nicht beschriebenen Parameter können Tabelle 1 entnommen werden. Das Verfahren von Wilson und Devinney erfreut sich in der Astronomie auch deswegen einer so großen Beliebtheit, weil es über verschiedene Modi verfügt, damit die verschiedenartigsten Systemkonfigurationen berechnet werden können. In dieser Arbeit wurde der Modus 2 angewandt - er ist für getrennte und halb-getrennte Systeme gedacht, bei denen die Leuchtkraft des Begleiters von seiner Temperatur abhängt. Alle anderen Parameter unterliegen keinen weiteren Einschränkungen.

Dieses auf Wilson und Devinney fußende Vorgehen bei der Lichtkurvenanalyse wurde von vielen Forschern und Instituten als Vorlage verwendet, um eigene Analyseprogramme für die Photometrie zu entwickeln. Eines davon ist das in dieser Arbeit verwendete und an der Dr. Karl Remeis-Sternwarte entwickelte Programm MORO (MODified ROche model-based light curve analysis programm). Es wurde in der Programmiersprache FORTRAN verfasst und basiert auf einem von Drechsel et al. vorgeschlagenen modifizierten Roche-Modell, das eine genauere Berücksichtigung des Strahlungsdrucks bei der Modellierung der synthetischen Lichtkurve ermöglicht und somit auch die Analyse von massereichen, jungen Sternen erlaubt. Der Fit-Prozess zur Anpassung der synthetischen Lichtkurve an die beobachteten Daten fußt bei MORO auf einer klassischen  $\chi^2$ -Reduktion unter Anwendung des Simplexverfahrens - ein spezieller Algorithmus entwickelt von Kallrath & Linnell im Jahr 1987. Der Simplex-Algorithmus definiert eine Reihe von  $m + 1$  Startparametersätzen, mit  $m$  der Anzahl der Startparameter, wobei die Startparameter vom Benutzer festgelegt werden. Für jeden Satz an Parameterwerten wird dann eine synthetische Lichtkurve generiert, welche im Folgenden mit den tatsächlich gemessenen Flusswerten verglichen und an diese angepasst wird. Die Anpassung geschieht dabei wie folgt: An jedem Punkt  $P$  der Lichtkurve wird die Differenz  $d_\nu$  zwischen den Werten der gemessenen und der vom Computer kalkulierten Lichtkurve (engl.: residuals) bestimmt ( $d_\nu = l_{gem} - l_{kal}$ ). Mit Hilfe dieser Abweichungen kann dann die Standardabweichung - ein Indikator für die Qualität des Fits - wie folgt ausgerechnet werden:

$$\sigma_{fit}(x) = \sqrt{\frac{n}{n-m} \frac{1}{\sum_{\nu=1}^n \omega_\nu} \sum_{\nu=1}^n \omega_\nu d_\nu^2(x)} \quad (33)$$

mit  $n$  der Zahl der gemessenen Datenpunkten,  $m$  der Menge der Startparameter für das Simplex-Verfahren und  $\omega_\nu$  der Gewichtung des jeweiligen Datenpunktes (Schaffenroth, 2015).

Ausgehend von den festgesetzten Startparametern des Simplex-Algorithmus berechnet MORO eine erste synthetische Lichtkurve und für diese die Standardabweichung  $\sigma$ . Anschließend verändert das Programm die Startparameter und schaut, wie sich die Standardabweichung verändert. Liefern die neuen Werte einen größeren Wert für  $\sigma$ , so werden die Werte verworfen, wird  $\sigma$  dagegen kleiner, so werden diese fixiert und MORO startet nun von diesen Werten ausgehend die Suche nach einem Parametersatz mit kleinerer Standardabweichung. Dieses Vorgehen wird solange fortgesetzt, bis MORO das Minimum für  $\sigma$  erreicht und der Algorithmus abgebrochen wird. Bei dem

Verfahren können aber auch Probleme auftreten; insbesondere dann, wenn die Startparameter eine sehr große Standardabweichung aufweisen und somit weit entfernt von den optimalen Werten liegen, findet das Programm oft keine geeignete Lösung.

Große Unterschiede finden sich bei den Auswirkungen der Veränderung der Parameter auf die Lichtkurve: Während die Inklination  $i$  und das Massenverhältnis  $q$  einen sehr großen Effekt auf die Form der Lichtkurve ausüben, ist z.B. die Auswirkung der Effektivtemperatur der Sekundärkomponente  $T_2$  im vorliegenden Falle vergleichsweise gering. Daneben existiert eine starke Korrelation zwischen Massenverhältnis und den Sternradien, weshalb das Massenverhältnis vorab besonders genau bekannt sein muss. Um dies zu ermöglichen, gibt es das Bestreben, möglichst viele der kleineren Parameter bei Werten zu fixieren, die sich in theoretischen Modellen als besonders geeignet erwiesen oder aus der Spektralanalyse für das entsprechende System zuvor gewonnen wurden. Beispielsweise kann unter Verwendung der Spektralanalyse der Wert des Massenverhältnisses  $q$  eingeschränkt werden. Jeder mögliche Wert für  $q$  innerhalb des aus der Spektralanalyse gewonnenen Bereiches wird einmal verwendet und, während die anderen Parameter variiert werden, fixiert. Dafür sind abhängig von der Größe des Bereiches für das Massenverhältnis einige hundert bis mehrere tausend Messreihen notwendig. Anschließend wird nach dem  $q$  gesucht, bei dem die geringste Standardabweichung für eine Startparameterreihe auftritt, sich also das globale Minimum befindet. Die bei diesem Fit erhaltene Lösung stellt dann das bestmögliche Ergebnis dar und wird als Endergebnis veröffentlicht (Schaffenroth, 2015).

### 5.1.2 Quantitative Spektralanalyse und SPAS

Der zweite wichtige Baustein für die Bestimmung der beiden Komponentenmassen und -radien ist die quantitative Spektralanalyse, auf die schon in Kapitel 2.1.3. eingegangen wurde. Wie bei Systemen mit großen Helligkeitsunterschieden üblich, sind fast alle sdB Doppelsterne und insbesondere alle HW Vir Systeme zu den einzellinigen spektroskopischen Doppelsternen zu zählen, es kann also nur für die Primärkomponente die Radialgeschwindigkeitskurve erstellt werden. Die für die Massenfunktion wichtige Halbamplitude  $K_1$  wird durch den Fit einer Sinusfunktion durch die gephasen, zuvor bestimmten Radialgeschwindigkeitspunkte generiert. Ferner ist es möglich, die Größe der Sternradien  $r_1$  und  $r_2$  herauszufinden, indem die große Halbachse  $a$  mit Hilfe des Schwerpunktsatzes und der Kreisbahngeschwindigkeit bestimmt ( $a = \frac{K_1 P}{2\pi} \frac{M_1 + M_2}{M_2 \sin i}$ , siehe Gleichung 9) und das aus der Lichtkurvenanalyse bekannte Radienverhältnis  $\frac{R_{1,2}}{a}$  verwendet wird. Es gilt:

$$r_{1,2} = \frac{R_{1,2}}{a} a.$$

Neben der Radialgeschwindigkeit  $v_{rad}$  und der Halbamplitude  $K_1$  können mit Hilfe der quantitativen Spektralanalyse auch die Atmosphärenparameter Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung und Heliumhäufigkeit errechnet werden, die schon in Kapitel 3.2 näher erläutert wurden. Um die genauen Werte der Atmosphärenparameter zu erhalten, entwickelten Forscher viele verschiedene Programme, die allesamt diese drei Werte durch Interpolation mittels eines mindestens 2-mal stetig diffbaren, kubischen Polygonzuges in einem dreidimensionalen Gitter synthetischer Spektren numerisch berechnen (Press et al., 1986). Ein solches Analyseprogramm ist das von Heiko Hirsch entwickelte Programm SPAS (kurz für: Spectrum Plotting and Analysis Suite), das auf dem von Napiwotzki et al. (2004) entwickelten Programm FITSB2 basiert, aber die Bedienung deutlich vereinfacht (Hirsch, 2009). Im Gegensatz zu FITSB2 kann SPAS auch die Rotationsgeschwindigkeit eines Sterns in die Analyse mit einbeziehen. Der Parameter-Fit funktioniert bei beiden Programmen nahezu identisch: Beide verwenden das sogenannte Downhill-Simplex-Verfahren, bei

dem eine Testfunktion die Güte jedes Vertices des Simplex überprüft und denjenigen, der die geringste Güte aufweist, durch einen neuen Vertex ersetzt. Der Algorithmus arbeitet so lange, bis die relative Differenz der Testfunktionen an jedem Vertex unter einen bestimmten, zuvor festgelegten Wert fällt oder eine maximale Zahl an Iterationen erreicht wird. SPAS verwendet als Testfunktion die  $\chi^2$ -Verteilungsfunktion, die eine stetige Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Parameter liefert. Die Radialgeschwindigkeiten von Spektren werden durch das Fitten einer Kombination von Lorenz- und Gaußfunktion an die Linienprofile der vom Benutzer ausgewählten Absorptionslinien bestimmt, indem das lokale Minimum jeder Funktionskurve berechnet wird und das Ergebnis anschließend in die Formel des Dopplereffekts eingesetzt wird (Hirsch, 2009):  $\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} = \frac{v_{rad}}{c}$ , mit  $\lambda_0$  der Ruhewellenlänge des Minimums der betrachteten Spektrallinie.

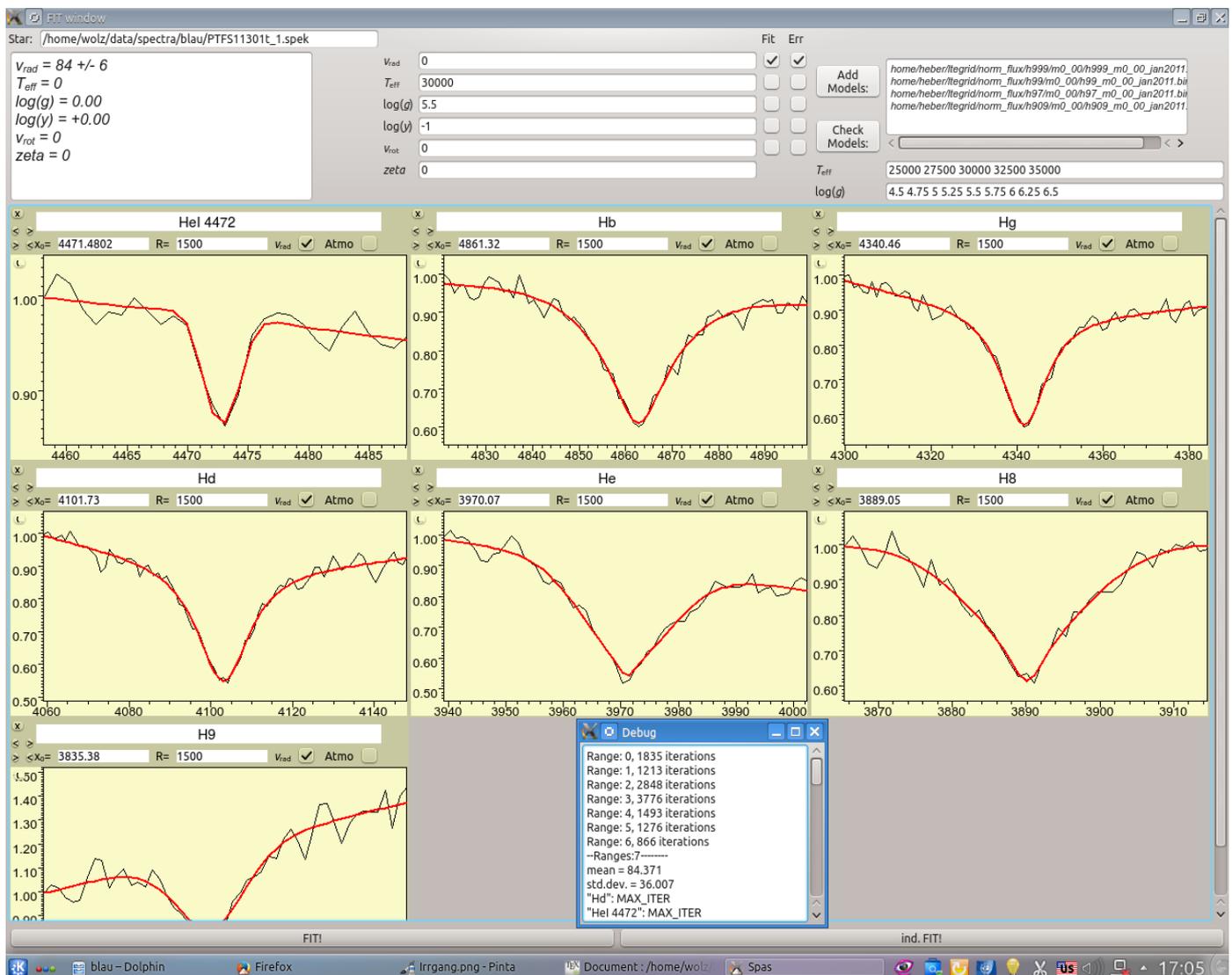


Abbildung 29: Beispiel eines Fits der Radialgeschwindigkeit mit SPAS. Für den Fit (rot) wurde das erste von PTF1 J011339.09+225739.1 aufgenommene Spektrum (Grautöne) verwendet. Von der Bedienoberfläche des Analyseprogramms wurde ein Screenshot angefertigt.

Im Folgenden soll kurz das übliche Vorgehen bei der Analyse jedes Parameters aufgezeigt werden:

- **Effektivtemperatur:** Die Temperatur eines Sterns wird dadurch bestimmt, dass die Tiefe und Stärke der Linien überprüft wird. Da eines jeden Elementes Häufigkeit in der Sternatmosphäre von ebenjeniger Temperatur abhängt, wird jede Absorptionslinie in ihrer Ausprägung von der Effektivtemperatur beeinflusst. Für eine genaue Analyse der Effektivtemperatur eignen sich die Elemente besonders gut, die verschiedene Stufen der Ionisation simultan zeigen, wie zum Beispiel Silizium oder Helium. Da die in dieser Arbeit vorliegenden Spektren von geringer Auflösung sind und der sdB Stern nicht heiß genug für die Entstehung von HeII-Linien ist, verwendet man zur Bestimmung der Effektivtemperatur die Balmerlinien des Wasserstoffes. Die Ausprägung und Tiefe der Absorptionslinien des Wasserstoffes nehmen von kühleren zu heißeren Sternen stetig zu, bis sie bei Sternen der Spektralklasse A0 ihre stärkste Ausprägung erreichen. Bei höheren Temperaturen wird Wasserstoff ionisiert, weshalb bei Sternen nach der A0-Klasse bei Zunahme der Temperatur die Linien der Balmerreihe immer schwächer werden.
- **Schwerebeschleunigung:** Ähnlich wie bei der Effektivtemperatur sind auch alle Spektrallinien von der Schwerebeschleunigung des Sterns beeinflusst, denn sowohl der lokal vorherrschende Druck als auch die Gasdichte korrelieren mit der dortigen Schwerebeschleunigung. Dementsprechend steigt bei einer Zunahme der Schwerebeschleunigung auch die Dichte des Plasmas, deren Ansteigen wiederum die Wahrscheinlichkeit für das Einfangen eines Elektrons durch ein ionisiertes Atom erhöht und auf diese Weise den Ionisationsgrad des Plasmas senkt. Deshalb eignen sich für die genaue Bestimmung von  $\log(g)$  Elemente mit verschiedenen Ionisationsgraden. Wie schon bei der Effektivtemperatur beschrieben, treten bei sdB Sternen keine ionisierten Absorptionslinien auf, weshalb die Balmerlinien des Wasserstoffes für die Analyse verwendet werden. Dabei liegt der Fokus auf den Rändern der Wasserstoff-Absorptionslinien. Diese erwiesen sich als sehr sensitiv für Veränderungen der Schwerebeschleunigung, da sie durch den linearen Stark-Effekt erweitert werden (Schaffenroth, 2015). Als Stark-Effekt bezeichnen Physiker die Verschiebung und Aufspaltung der Spektrallinien unter Wirkung eines elektrischen Feldes. Bei Betrachtung der Feinstruktur ergibt sich durch den Stark-Effekt noch ein weiterer Faktor im Hamilton-Operator, der von der Stärke des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  und dem elektrischen Dipolmoment  $\vec{p}$  abhängt. Bei sdB Sternen tritt der lineare Stark-Effekt infolge der Entartung des Wasserstoffgases in der Sternatmosphäre auf.
- **Heliumhäufigkeit:** Für die Analyse der Heliumhäufigkeit stehen prinzipiell zwei Varianten zur Verfügung, die abhängig von der Effektivtemperatur unterschiedlich gut funktionieren: Bei hohen Temperaturen an der Sternoberfläche treten im Spektrum Heliumlinien auf, deren Ausprägung und Stärke Aufschluss über die Heliumhäufigkeit gibt. Dabei gilt es zu beachten, dass der Zusammenhang zwischen der Ausprägung der Absorptionslinien eines Elements im Spektrum und seiner Häufigkeit in der Sternatmosphäre eine nicht-lineare Wachstumskurve darstellt. Vielmehr lässt sich diese Korrelation durch eine stetige, streng monoton wachsende Kurve beschreiben, die sich in drei Bereiche verschieden starken Wachstums unterteilen lässt. Für im Spektrum schwach ausgeprägte Linien ist der Zusammenhang in guter Näherung linear, bei stärkeren Absorptionslinien treten Sättigungen auf, die Kurve wird flacher. Bei noch stärkeren Linien bilden sich zunehmend druckverbreiterte Linienflügel an den Spektrallinien aus, die eine Erhöhung der Äquivalentbreite bewirken (Schaffenroth, 2015).

Bei niedrigeren Temperaturen ( $T_{eff} \lesssim 10000K$ ) sind Heliumlinien kaum noch zu detektieren. Hier bietet es sich an, die Balmerlinien zu vermessen. Denn umso größer der Heliumanteil in der Sternatmosphäre, desto höher ist der Druck in der Photosphäre. Der höhere Gasdruck verursacht wiederum ein „Quenching“ der Balmerlinien höherer Ordnung, wodurch diese eine geringere Ausprägung besitzen (Liebert & Wehrse, 1983).<sup>20</sup>

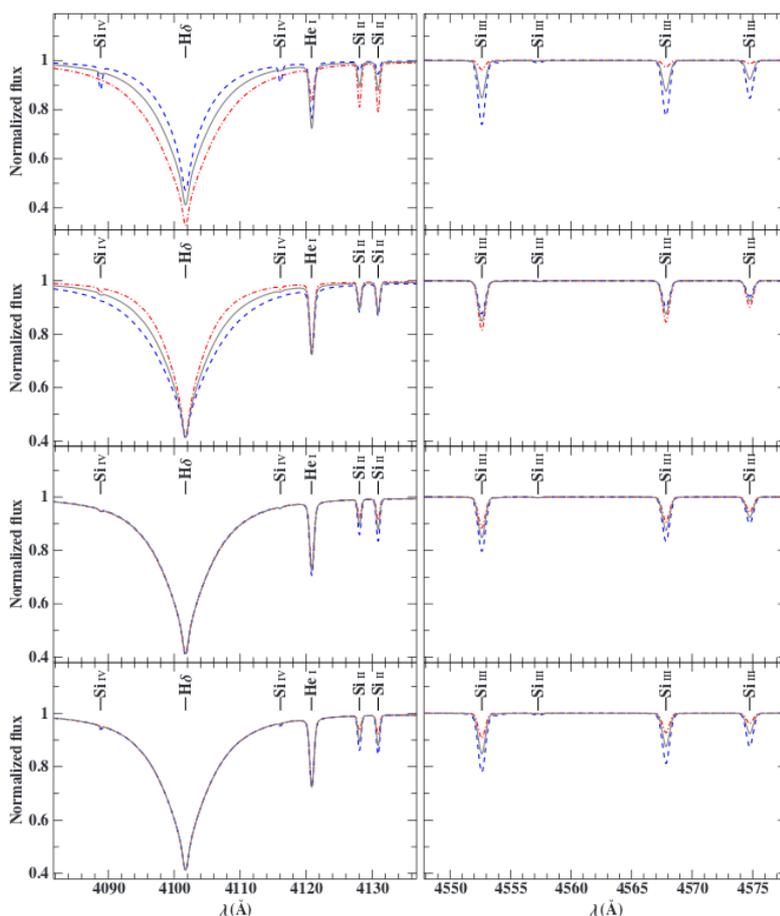


Abbildung 30: Auswirkungen von Variationen der Atmosphärenparameter auf die Absorptionslinien von Wasserstoff, Helium und Silizium in einem Modellspektrum. Die graue Linie stellt das Ausgangsspektrum in allen vier Zeilen dar und weist folgende Werte auf:  $T_{eff} = 20000K$ ,  $\log(g) = 4.0dex$ ,  $\xi = 4 \frac{km}{s}$ ,  $\log(n(Si)) = -4.5$  und  $\log(n(He)) = -1.15$ . In jeder Zeile wurde nun ein anderer Parameter variiert. Die blau gestrichelte Linie gibt jeweils den Verlauf des Spektrums bei einer Vergrößerung des Parameters an, rot gestrichelt markiert den gegensätzlichen Fall. In der ersten Zeile wurde  $T_{eff}$  verändert, in der zweiten Zeile  $\log(g)$ , in der dritten der Wert der Mikroturbulenzen und in der letzten  $\log(n(Si))$ . Die Änderungen sind von folgender Größe:  $\Delta T_{eff} = 5000K$ ,  $\Delta \log(g) = 0.4dex$ ,  $\Delta \xi = 4 \frac{km}{s}$  und  $\Delta \log(n(Si)) = 0.6$  (Irrgang, 2014).

<sup>20</sup>Um das Quenching beobachten zu können, werden außerordentlich gute Spektren benötigt. Deshalb kann diese Methode nur sehr selten eingesetzt werden.

Neben den hier erläuterten Atmosphärenparametern können auch Mikroturbulenzen  $\xi$  und Makroturbulenzen  $\zeta$  das Aussehen der Spektrallinien beeinflussen (ausführlich unter anderem bei Gray et al. (2001) nachzulesen). In Abbildung 29 werden die Auswirkungen von Änderungen der behandelten Parameter auf das Aussehen der Absorptionslinien im Sternenspektrum dargestellt.

### 5.1.3 Baryzentrische Korrektur

Bei der vorherigen Betrachtung der Analysemethoden wurde die Eigenbewegung der Erde hauptsächlich verursacht durch ihren Umlauf um das Baryzentrum des Sonnensystems und ihre Rotation noch nicht berücksichtigt. Da sich die Erde mit einer Geschwindigkeit von ungefähr  $30 \frac{km}{s}$  auf ihrem Orbit fortbewegt, kann die Eigenbewegung der Erde gemäß des Dopplereffekts eine deutliche Rot- oder Blauverschiebung des Sternspektrums verursachen. Die variable Position der Erde sorgt außerdem, dafür dass die Zeit, die das von einem Stern ausgesendete Licht zu ihr benötigt, variieren kann. Um Spektren von diesen Einflüssen befreien zu können, verwendet man statt der Erde das Baryzentrum als Bezugspunkt und korrigiert mittels der sogenannten baryzentrischen Korrektur die auf der Erde aufgenommenen Daten. Diese Anpassung kann für jeden Observationszeitpunkt und -ort berechnet werden. Bei der baryzentrischen Korrektur werden die Relativgeschwindigkeit der Erde zum beobachteten Himmelskörper  $v_{rel}$  sowie der Zeitunterschied  $\Delta t$  bestimmt, den das vom Stern ausgesendete Licht aufgrund der aktuellen Position der Erde auf ihrer Umlaufbahn länger oder kürzer als bis zum Baryzentrum braucht, um einen erdgebundenen Beobachter zu erreichen. Abhängig vom Beobachtungsort kann der Zeitunterschied, zusätzlich beeinflusst von der Erdrotation, bis zu acht Minuten betragen. Genau berechnen lässt sich die benötigte baryzentrische Korrektur zum Beispiel mit dem von der ESO entwickelten Computerprogramm MIDAS, wenn folgende Parameter bekannt sind: Die genaue Position des beobachteten Himmelskörpers (also Rektazension  $\alpha$  und Deklination  $\delta$ ), der Längen- und Breitengrad des Beobachtungsortes sowie Datum und Uhrzeit der Beobachtung - Start der Beobachtung plus die Hälfte der Belichtungszeit - in Universal Time (UT). Nach Eingabe dieser Werte gibt MIDAS dem Benutzer dann  $v_{rel}$  mit einem maximalen Fehler von  $42 \frac{cm}{s}$  und  $\Delta t$  mit einer maximalen Unsicherheit von 0.02s aus, um die dann die Aufnahmezeiten der Spektren und die Radialgeschwindigkeit korrigiert werden (Stumpff, 1980). Dabei gilt:  $v_{rad,real} = v_{rel} + v_{rad,gem}$ .

Bewegt sich die Erde auf den Stern zu, so zeigt das Spektrum eine Blauverschiebung, entfernt sie sich dagegen von diesem, ist das Spektrum rotverschoben. Folglich ist der Wert von  $v_{rel}$  genau dann negativ, wenn sich die Erde vom Stern entfernt.

## 5.2 Observation

Sowohl die Lichtkurven als auch die Spektren von PTF1 J011339.09+225739.1 wurden von Forschern des Palomar Observatoriums, im US-amerikanischen Bundesstaat Kalifornien gelegen, aufgenommen.

Die Spektren des Doppelsterns entstanden in den Nächten vom 23. auf 24. Dezember 2014 sowie vom 24. auf den 25. Januar 2015. Für ihre Aufnahme wurde das P200 Teleskop verwendet, das mit einem Spiegeldurchmesser von 200 Zoll lange Zeit den Titel des weltgrößten Teleskops innehatte, und daran angeschlossen ein Doppelspektrograph (DBSP, Oke & Gunn (1982)). In diesem fällt das Licht durch einen Spalt mit veränderlicher Breite  $b$ , der in der Cassegrain-Fokalebene liegt. Ein dichroitischer Spiegel unterteilt das einfallende, weiße Licht dann in eine rote und eine blaue Komponente, ehe die beiden, farbigen Lichtstrahlen getrennt voneinander durch ein System von

Linsen, Prismen und Filtern fällt. Anschließend werden die Lichtstrahlen im Kollimator parallel ausgerichtet und danach von jeweils einem Blazegitter, dessen Neigungswinkel (Blaze-Winkel) eingestellt werden kann, auf die beiden Kameras.<sup>21</sup> Der DBSP deckt einen Wellenbereich von 3200 bis 10000Å ab und verfügt über eine Auflösung von  $R \approx 1500$ . Im Falle dieser Arbeit befinden sich die blauen Spektren bei einer Wellenlänge von 3800 bis 5700Å und die roten in einem Intervall von 5500 bis 10000Å. Um aufgrund der kurzen Bahnperiode ein Verschmieren der Linien (engl.: orbital smearing) zu vermeiden, wurde die Beobachtungszeit auf 300 Sekunden für die ersten drei Spektren und ansonsten auf 180 Sekunden festgesetzt. Als Dispersionselement wurde ein Blaze-Gitter mit einem Blaze-Winkel von  $\theta = 27^\circ 17'$  verwendet. Insgesamt wurden 21 Spektren aufgenommen, davon dreizehn in der ersten und acht in der zweiten Beobachtungsnacht. Für diese Arbeit konnten sowohl vorreduzierte Daten als auch die Rohdaten verwendet werden. Die Reduktion der Daten erfolgte am Caltech unter Verwendung des „Molly Package“ von Tom Marsh.<sup>22</sup> Allein durch einen kurzen Blick auf das Spektrum und die Art und Ausprägung der Absorptionslinien kann darauf geschlossen werden, dass es sich hierbei um das Spektrum eines sdB Sterns handelt, sind doch im Spektrum schwache Heliumlinien (insbesondere die 4472-Linie) sowie sehr starke Wasserstofflinien der Balmerreihe zu erkennen, die durch den Stark-Effekt verbreitert wurden.

Von PTF1301, so lautet die Palomar-interne Abkürzung des Doppelsternsystems, wurde eine Lichtkurve mit ULTRACAM am 21. September 2015 aufgenommen, die sehr genau eine volle Periode des Systems abdeckt. ULTRACAM ist ein sehr schnelles, transportables sowie bildgebenes Photometer, das momentan am 8.2m VLT in Chile und am 4.2m William-Herschel-Teleskop (WHT) in La Palma auf den Kanarischen Inseln montiert werden kann und unter anderem für die photometrische Analyse kataklysmisch veränderliche Sterne, bedeckenden Doppelsternsystemen und der Suche nach extrasolaren Planeten eingesetzt wird.

Damit das Ziel einer optischen Hochgeschwindigkeitsphotometrie erreicht werden konnte, benötigten die Forscher einen CCD-Chip, der sehr schnell seine Pixelreihen auslesen und digitalisieren kann, gleichzeitig aber ein möglichst geringes Rauschen aufweist. Dafür versuchten sich die Forscher an der Kombination dreier Neuerungen, von denen sie sich eine größere Sensitivität und Flexibilität für die Aufnahme photometrischer Daten erhofften: Zunächst kreierten sie einen CCD-Controller, der eine kürzere Zeitdauer für die Digitalisierung der Daten benötigte und über eine höhere Taktrate verfügte. Zusätzlich erhöhten sie den Auslastungsgrad des CCD-Chips pro Belichtung und passten die Soft- und Hardware so an, dass sich die Daten schneller abspeichern lassen, als der CCD-Chip die aufgezeichneten Signale digitalisiert (Dhillon et al., 2007). Mit einem derart leistungsfähigen CCD-Chip ergänzt um eine geeignete Software ermöglicht Ultracam sehr kurze Aufnahmezeiten von einigen Millisekunden bis zu wenigen Sekunden, vernachlässigbar kleine Abstände zwischen zwei Messungen und auch einen Mehrfachkanal (engl.: multichannel) mit drei oder mehr verschiedenen Kanälen, die simultan Lichtkurven aufnehmen und einen großen Spektralbereich abdecken, da jeder Kanal mit einem anderen Filter ausgestattet ist (Dhillon et al., 2007).

Für die Aufnahme der Lichtkurve von PTF1301 wurde das WHT verwendet und ULTRACAM mit drei verschiedenen Kanälen betrieben, sodass eine Lichtkurve im roten, im grünen und im blauen Spektralbereich aufgenommen wurde. Der Filter des roten Kanals besitzt eine zentrale Wellenlänge von 6261Å. Bei dieser Wellenlänge lässt der Filter besonders viele Photonen passieren. Die

<sup>21</sup><http://www.astro.caltech.edu/palomar/observer/200inchResources/dbspoverview.html>;  
Stand: 15.07.16

<sup>22</sup><http://www2.warwick.ac.uk/fac/sci/physics/research/astro/people/marsh/software>; Stand: 07.07.16

Halbwertsbreite (engl.: full width half maximum, FWHM) für den Sensitivitätsbereich des roten Filters beträgt  $599\text{\AA}$ . Für den grünen Filter gilt:  $\lambda_{cent,green} = 4825\text{\AA}$  und  $\lambda_{FWHM} = 1379\text{\AA}$ . Beim blauen Filter ist der Transmissionsbereich deutlich kleiner, die Halbwertsbreite weist einen Wert von  $599\text{\AA}$  auf. Seine zentrale Wellenlänge liegt bei  $\lambda_{cent,blue} = 3557\text{\AA}$ .<sup>23</sup>

Die bei der photometrischen Observation gewonnenen Daten von PTF1301 wurden am selben Tag von Dr. Thomas Kupfer reduziert. Die simultan aufgenommenen Lichtkurven zeigen allesamt einen deutlichen Reflektionseffekt und zwei Bedeckungen, wobei der Transit des Begleiters einen Flussabfall von fast 50% im Vergleich zur Intensität bei der Phase 0.25 - für diese Phase wurde der Fluss zu 1 normalisiert - verursacht und somit ein stark ausgeprägtes Primärminimum erzeugt (siehe Abbildung 41).

Die Ephemeride des Doppelsternsystems wurde durch das Fitten von Gaußkurven an die Primärminima der drei Lichtkurven bestimmt. Die Position des Minimums unterschied sich bei den drei Kurven nur in der vierten Nachkommastelle. Für die Ephemeride von PTF1301 ergibt sich unter Verwendung des Werts mit dem kleinsten Fehler:

$$MJD = 57286.067101(5) + 0.0933731(3) \cdot E \quad (34)$$

mit  $E$  der Bedeckungszahl (engl.: eclipse number).

## 5.3 Quantitative Spektralanalyse

In diesem Unterkapitel soll die bei den 21 Spektren von PTF1301 vorgenommene quantitative Spektralanalyse ausführlich behandelt werden. Es wird dabei versucht, die chronologische Abfolge und die physikalische Legitimation der einzelnen Arbeitsschritte wiederzugeben.

### 5.3.1 Geplantes Vorgehen und auftretende Schwierigkeiten

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Spektralanalyse des einzel-linigen spektroskopischen Doppelsternsystems war eigentlich die ausschließliche Verwendung der bereits am Caltech reduzierten Spektren vorgesehen, auf deren Grundlage die Bestimmung der Radialgeschwindigkeitskurve mit SPAS durchgeführt werden sollte. Hierfür standen uns die Daten des roten und des blauen Spektralbereichs zur Verfügung, ihr Vergleich miteinander zeigte jedoch einige Unstimmigkeiten auf:

Zunächst wurde mit der Auswertung der blauen Daten von PTF1301, die den Spektralbereich zwischen  $3800$  und  $5700\text{\AA}$  enthielten, begonnen. Für die Bestimmung der einzelnen Radialgeschwindigkeiten wurden eine Kombination aus Lorenz-, Gauß- und Polynomfunktionen an die Wasserstofflinien der Balmerreihe von  $H_\beta$  bis  $H_9$  sowie die Helium-Linie bei  $4472\text{\AA}$  gefittet. Die Gaußfunktion wird dabei an den Kern des Linienprofils angenähert, die Lorenzfunktion an die Flügel der Linien und die Polynomfunktion soll in guter Näherung das an die Absorptionslinie anschließende Kontinuum beschreiben. Der Kontinuumsbereich um die Spektrallinien, der in den Fit noch mit einfließen sollte, wurde zuvor festgelegt und bei allen 21 Spektren gleich beibehalten. Als Testfunktion des Fits wurde, wie zuvor beschrieben, die  $\chi^2$ -Funktion eingesetzt, um die Wellenlänge der Minima der einzelnen Absorptionslinien zu bestimmen. Die Fits wurden für alle geeigneten Absorptionslinien eines Spektrums simultan vorgenommen. Welche Linien bei welchem Spektrum tatsächlich verwendet wurden, kann Tabelle 2 entnommen werden. In dieser sind auch

<sup>23</sup><http://www.vikdhillon.staff.shef.ac.uk/ultracam/index.html>; Stand: 07.07.16

die für jedes blaue Spektrum ermittelten baryzentrisch korrigierten Radialgeschwindigkeiten mit zugehörigem Standardfehler unter  $v_{rad,blue}$  sowie die entsprechenden, ebenfalls baryzentrisch korrigierten Aufnahmezeiten aufgelistet.

Anschließend wurde auf dieselbe Art und Weise die Radialgeschwindigkeit für die roten Daten, die das Spektrum von PTF1301 im Intervall zwischen 5500 und 10000Å beinhalten, bestimmt. In den roten Daten konnte auch aufgrund der geringen Auflösung nur die  $H_\alpha$ -Linie des Wasserstoffes mit SPAS gefittet werden - der Fehler ist aus diesem Grund deutlich größer als bei den blauen Daten. Die mit Hilfe der Fits gewonnenen Radialgeschwindigkeiten wurden ebenfalls baryzentrisch korrigiert und sind in Tabelle 2 unter  $v_{rad,red}$  zu finden.

Beim Vergleich der Radialgeschwindigkeiten fallen sofort die teilweise sehr großen Unterschiede zwischen den roten und blauen Daten auf. Die größte Abweichung  $\Delta v$  tritt beim dreizehnten Spektrum auf und beträgt dort  $268 \frac{km}{s}$ . Auch wenn die Fehler der roten Radialgeschwindigkeiten sehr groß sind und Werte bis zu  $56 \frac{km}{s}$  erreichen, kann ein derart große Differenz nicht mehr allein darauf zurückgeführt werden.

Tabelle 2: In der untenstehenden Tabelle sind die Radialgeschwindigkeiten aufgelistet, die aus den am Caltech bereits reduzierten Daten mit Hilfe von SPAS gewonnen wurden. Hierbei stach die große Diskrepanz zwischen dem roten und blauen Spektralbereich ins Auge, die uns veranlasste, die Daten selbst zu reduzieren. Im roten Spektralbereich wurde nur  $H_\alpha$  verwendet. Die Radialgeschwindigkeiten sind baryzentrisch korrigiert.

$BJD_{blue}$	$v_{rad,blue} [\frac{km}{s}]$	Used lines	$BJD_{red}$	$v_{rad,red} [\frac{km}{s}]$
2457015.59468889	$56 \pm 8$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8, H_9, Hel_{4472}$	2457015.59472546	$-24 \pm 20$
2457015.61456725	$-41 \pm 9$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8, Hel_{4472}$	2457015.61460626	$-140 \pm 22$
2457015.64339769	$-15 \pm 9$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8$	2457015.64340428	$-96 \pm 19$
2457015.66173043	$82 \pm 10$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8, H_9$	2457015.66173878	$-46 \pm 25$
2457015.66406481	$59 \pm 8$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8$	2457015.66408993	$-22 \pm 82$
2457015.66639895	$119 \pm 13$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_8, H_9$	2457015.66644120	$-59 \pm 35$
2457015.66873322	$99 \pm 11$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_8$	2457015.66879248	$-17 \pm 48$
2457015.67106749	$84 \pm 12$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_8$	2457015.67114363	$-25 \pm 56$
2457015.67340174	$114 \pm 17$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8, Hel_{4472}$	2457015.67349478	$-11 \pm 48$
2457015.67573611	$161 \pm 15$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8, H_9, Hel_{4472}$	2457015.67584607	$-46 \pm 38$
2457015.67807026	$123 \pm 12$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8$	2457015.67819735	$-34 \pm 58$
2457015.68040463	$115 \pm 16$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_8$	2457015.68054861	$-81 \pm 46$
2457015.68273876	$120 \pm 17$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_8, H_9$	2457015.68289977	$-148 \pm 37$
2457047.63589793	$-58 \pm 13$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8, Hel_{4472}$	2457047.63593913	$-121 \pm 32$
2457047.63823219	$-61 \pm 19$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8, Hel_{4472}$	2457047.63829029	$-123 \pm 23$
2457047.64056645	$-55 \pm 18$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8$	2457047.64064146	$-120 \pm 29$
2457047.64290059	$-87 \pm 9$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8$	2457047.64299261	$-153 \pm 43$
2457047.64523496	$-92 \pm 9$	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8$	2457047.64534388	$-190 \pm 32$

Tabelle 2: (Fortsetzung)

2457047.64756923	-106 ±10	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8$	2457047.64769504	-135 ±35
2457047.64990348	-92 ±7	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8$	2457047.65004619	-116 ±26
2457047.65223775	-100 ±11	$H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_8$	2457047.65239723	-94 ±42

Deswegen suchten wir nach möglichen Ursachen für diese Inkonsistenz der Daten. Dazu betrachteten wir als erstes den Aufnahmeprozess. Dabei fielen uns zwei Punkte auf:

- 1) In jeder Beobachtungsnacht wurden nur zu Beginn und nach Beendigung aller Observationen Kallibrationsspektren einer Vergleichslampe aufgenommen, ein übliches und ausreichendes Vorgehen bei stationären Spektrographen. Der DBSP aber gehört nicht zu den stationären Spektrographen, sondern wurde vielmehr an den Cassegrain-Fokus des Teleskops montiert. Daher erfährt der DBSP bei jeder Veränderung des Teleskops mechanische Belastungen, die Auswirkungen auf die aufgenommenen Dateien haben können. Um diese Effekte berücksichtigen zu können, sind eigentlich vor und nach jeder Sternbeobachtung Kallibrationsspektren aufzunehmen, was in diesem Fall wohl aufgrund relativ langer Belichtungszeiten unterlassen wurde.
- 2) Bei den Öffnungszeiten des Kamera-Shutters (engl.: shutter open time), die aus dem Header der Daten zu entnehmen war, gab es zwischen den roten und den blauen Daten teils erhebliche Abweichungen von bis zu vierzehn Sekunden, obwohl diese eigentlich simultan aufgenommen werden. Die Zeitunterschiede zwischen den Aufnahmezeiten des roten und blauen Kanals sind für jedes Spektrum bestimmt worden und in Tabelle 3 zu finden. Auch wenn dieser Effekt zu klein ist, als dass er die Unstimmigkeiten erklären könnte, weist er doch darauf hin, dass entweder nicht exakt genug bei den Beobachtungen gearbeitet wurde oder es Probleme mit der verwendeten Soft- und/oder Hardware gibt.

Tabelle 3: In den ersten beiden Spalten der nachfolgenden Tabelle sind die mittleren Aufnahmezeiten der einzelnen Spektren des roten und blauen Kanals zu finden, in der dritten die daraus resultierenden Zeitunterschiede in Sekunden.

$BJD_{blue}$	$BJD_{red}$	difference [s]
2457015.59468889	2457015.59472546	3.16
2457015.61456725	2457015.61460626	3.37
2457015.64339769	2457015.64340428	0.57
2457015.66173043	2457015.66173878	0.72
2457015.66406481	2457015.66408993	2.17
2457015.66639895	2457015.66644120	3.65
2457015.66873322	2457015.66879248	5.12

Tabelle 3: (Fortsetzung)

2457015.67106749	2457015.67114363	6.58
2457015.67340174	2457015.67349478	8.04
2457015.67573611	2457015.67584607	9.50
2457015.67807026	2457015.67819735	10.98
2457015.68040463	2457015.68054861	12.44
2457015.68273876	2457015.68289977	13.91
2457047.63589793	2457047.63593913	3.56
2457047.63823219	2457047.63829029	5.02
2457047.64056645	2457047.64064146	6.48
2457047.64290059	2457047.64299261	7.95
2457047.64523496	2457047.64534388	9.41
2457047.64756923	2457047.64769504	10.87
2457047.64990348	2457047.65004619	12.33
2457047.65223775	2457047.65239723	13.78

Neben Problemen bei der Aufnahme selbst sahen wir in einer fehlerhaften Reduktion die Hauptursache der großen Radialgeschwindigkeitsvariationen. Um Ungenauigkeiten in einem reduzierten Spektrum nachweisen zu können, bietet es sich an, die Position der tellurischen Linien im Spektrum zu überprüfen. Besonders stark erscheinen in einem Spektrum die von Wassermolekülen hervorgerufenen Absorptionen im Bereich der Natrium-D-Linie sowie das Band atmosphärischen Sauerstoffs bei etwa  $6300\text{\AA}$ .<sup>24</sup> Da tellurische Linien, auch atmosphärische Linien genannt, durch Absorption des Sternenlichtes in der Erdatmosphäre entstehen und somit keine Verschiebungen aufweisen, ist ihre Lage in einem Sternenspektrum immer gleich und deshalb sehr genau bestimmt. Die Position einer tellurischen Linie kann zum Beispiel durch das Fitten einer Gauß-Funktion in einem Spektrum erfasst und dann mit den Literaturwerten verglichen werden. Atmosphärische Linien treten nur bei Wellenlängen oberhalb von  $5800\text{\AA}$  auf, weshalb uns mit ihrer Hilfe nur den roten Spektralbereich überprüfen konnten. Dabei stellten wir keine Abweichungen fest. Folglich nahmen wir an, dass die Reduktion der Daten des blauen Kanals fehlerbehaftet sei und, da auch die Verwendung von Vakuumwellenlängen ausgeschlossen werden konnten, sahen wir uns gezwungen, die Rohdaten anzufordern und diese selbst zu reduzieren.

### 5.3.2 Datenreduktion und -kallibration

Die Daten des vom Spektrographen aufgenommenen Systems sind in ihrer Rohform zunächst nicht für die quantitative Spektralanalyse geeignet, sie müssen entsprechend bearbeitet werden. Dieser

<sup>24</sup>Die genaue Position der tellurischen Linien wurde einem ESO-Katalog entnommen, abrufbar unter folgendem Link: [ftp://ftp.eso.org/pub/dfs/pipelines/skytools/telluric\\_libs/](ftp://ftp.eso.org/pub/dfs/pipelines/skytools/telluric_libs/)

Vorgang wird auch Datenreduktion genannt. Je nach Art des Spektrographen unterscheiden sich die einzelnen Schritte bei der Datenreduktion leicht, die dahintersteckenden Ideen, die nun im Folgenden beschrieben werden, sind jedoch dieselben.

- **Entfernung von Cosmics:** Hochenergetische, kosmische Teilchen verursachen an den Stellen - meist einzelne Pixel -, an denen sie auf den CCD-Chip treffen, unerwünschte Signale. Deren Anzahl ist proportional zur Belichtungszeit. Da das durch Cosmics hervorgerufene Signal meist eine deutlich höhere Intensität besitzt, lassen sich diese durch einen numerischen Filter aufspüren und beispielsweise durch das Anwenden eines lokalen Mittelwertes beseitigen.
- **Subtraktion des Biasframes:** Die Aufnahme eines Biasframes ist der Funktionsweise einer CCD geschuldet. Eine CCD arbeitet ähnlich einer Photodiode, bei der gemäß des inneren Photoeffekts Photonen aufgrund ihrer mitgeführten Energie freie Elektronen und Löcher in der Verarmungszone des Halbleitermaterials erzeugen und somit einen messbaren Strom generieren, mit dem entscheidenden Unterschied, dass die entstehenden Ladungen nicht einfach abfließen können, sondern in von einem Spannungsgradienten hervorgerufenen Potentialtöpfen gesammelt werden. Ein Potentialtopf entspricht einem Pixel und, um die pro Pixel gesammelten Ladungen bestimmen zu können, werden die Pixelladungen schrittweise zu einer Auslesetechnik verschoben, von dieser nacheinander ausgelesen und in ein digitales Signal umgewandelt. Da die Auslesetechnik nur positive Spannungswerte erfassen kann, muss, um negative Werte zu vermeiden, eine permanente Spannung an die CCD angelegt werden, der sogenannte Offset. Jedoch verfälscht dieser Offset die eigentlichen Messwerte und muss deswegen wieder abgezogen werden. Die Signalstärke des Offsets wird mit Hilfe einer bei geschlossenem Shutter und minimaler Belichtungszeit angefertigten Aufnahme, dem sogenannten Biasframe, detektiert. Gewöhnlich werden mehrere Biasframes aufgenommen, gemittelt und dann vor jeder getätigten Himmelsbeobachtung und auch vom Flatfield abgezogen.
- **Subtraktion des Dunkelstroms:** Wird die Belichtungszeit im Vergleich zur Aufnahme des Biasframes erhöht, so werden neben dem Offsetsignal auch Effekte der thermischen Anregung detektiert, der sogenannte Dunkelstrom. Da Darkframes sowohl den Offset als auch den Dunkelstrom quantifizieren können, kann statt des Biasframes ein Darkframe von den Daten subtrahiert werden. Jedoch fällt der Dunkelstrom bei modernen CCDs so klein aus, dass bei der Kallibration nicht mehr berücksichtigt wird.
- **Entfernung des Himmelshintergrunds:** Manche Spektrographen ermöglichen nicht nur die Aufnahme des Spektrums eines Himmelskörpers sondern auch des ihn umgebenden Himmelsareals. Da das aufgenommene Sternspektrum vom Hintergrundsignal verfälscht wird, können die vom Hintergrund aufgezeichneten Daten genutzt werden, um die genaue Stärke des Signals zu ermitteln und dieses vom Spektrum abzuziehen. Das Hintergrundsignal wird hauptsächlich durch künstliches Licht auf der Erde (wie zum Beispiel die Straßenbeleuchtung) und den Mond verursacht.
- **Flatfieldkorrektur:** Eine weitere Kallibrationsmessung stellt die Aufnahme des sogenannten Flatfields (auch Domefield genannt), einer weißen, durch eine Lichtquelle gleichmäßig ausgeleuchteten Fläche, dar. Bei der Erstellung des Flatfields ist der Shutter im Gegensatz



- **Wellenlängenkallibrierung:** Bisher ist bei Spektren nur die Intensität pro Pixel bekannt. Um Informationen über das eigentliche Aussehen des Spektrums herauslesen zu können, bedarf es einer Transformation der Intensitätswerte pro Pixeleinheit in Wellenlängeneinheiten. Dafür wird ein Vergleichsspektrum einer Lampe wie zum Beispiel einer Thorium-Argon-Lampe benötigt, die sehr schmale, aber gleichzeitig genau bestimmte Emissionslinien aufweist. Das Vergleichsspektrum wird mit derselben Apperatur aufgenommen und durch ein genaues Studium hochaufgelöster, schon kallibrierter Emissionsspektren kann jeder schmalen Emissionslinie der Lampe händisch ihre genaue Wellenlänge zugeordnet werden (siehe Abbildung 31). Meist genügt es, bei wenigen Linien die Zuordnung händisch durchzuführen, damit das Programm auf Basis einer Linienliste die restliche Linienidentifikation durchführen und mit diesen dann die Dispersionsrelation berechnen wie auch anwenden kann. Normalerweise wird die Dispersionsrelation über eine Polynomfunktion dritten Grades berechnet und beschrieben.
- **Rebinning:** Beim Rebinning werden die einzelnen, zweidimensionalen Datenlinien aus dem Bild extrahiert und zu aneinanderhängenden Datenpunkten zusammengefügt. Dabei wird die Pixelskala durch die im vorherigen Schritt gewonnene Wellenlängenskala ersetzt.
- **Normierung:** Abschließend wird das Kontinuum des Sternspektrums zur besseren Vergleichbarkeit mit anderen Sternen und theoretischen Modellen normiert, also das Kontinuum gleich 1 gesetzt (Irrgang, 2014).

Die hier verwendeten Spektren wurden mit einem Doppelspektrographen aufgenommen, bei dem einfallendes Licht in seinen roten und blauen Bestandteil aufgespalten wird. Aufgrund seines Aufbaus bestehen die Rohdaten aus einem hellen, breiten Strich, der vom beobachteten Objekt verursacht wurde und oben und unten umgeben vom Himmelshintergrund ist.<sup>25</sup> Im Himmelshintergrund sind unter anderem die tellurischen Linien und diffuses Streulicht enthalten (siehe Abbildung 32). Für die Kallibration und Reduktion der Rohdaten des Doppelsternsystems PTF1301 wurde das von der ESO entwickelte Programm-Paket MIDAS (Munich Image Data Analysis System) verwendet. MIDAS benötigt für jeden einzelnen der oben beschriebenen Schritte genaue Anweisungen, die es dann der Reihe nach ausführt. Dafür wurde zusammen mit Dr. Andreas Irrgang ein entsprechendes Skript erstellt, das folgende Schritte beinhaltet:

Als erstes wurde definiert, was in die Konsole nach dem Start von MIDAS eingegeben werden muss, um das Skript entsprechend zu starten und mit Rohdateninput zu versehen. An erster Stelle ist der Name des entsprechenden Sternenspektrums einzugeben, danach das zugehörige Kallibrationspektrum sowie der vom Nutzer gewünschte Threshold. Unter einem Threshold versteht man hier die nötige Intensität einer Emissionslinie des Vergleichsspektrums der Kallibrationslampe, damit diese bei der Kallibration berücksichtigt wird. Es bietet sich an, einen kleinen Schwellenwert zu wählen, um möglichst viele Linien zu berücksichtigen, wodurch die Kallibration sehr genau wird. Der Threshold darf aber auch nicht zu klein gewählt werden, da es sonst zu Fehlidentifikationen kommt. Aus diesem Grund erschien uns ein Threshold von 1000 am geeignetsten und dieser Wert wurde im Folgenden für jede Kallibration so gewählt. Abschließend musste noch angegeben werden, ob es sich bei den verwendeten Rohdaten um den roten oder den blauen Teil eines Spektrums handelt.

<sup>25</sup>Die genaue Funktionsweise des DBSP kann auf folgender Website studiert werden: <http://www.astro.caltech.edu/palomar/observer/200inchResources/dbspoverview.html>; Stand: 12.07.16

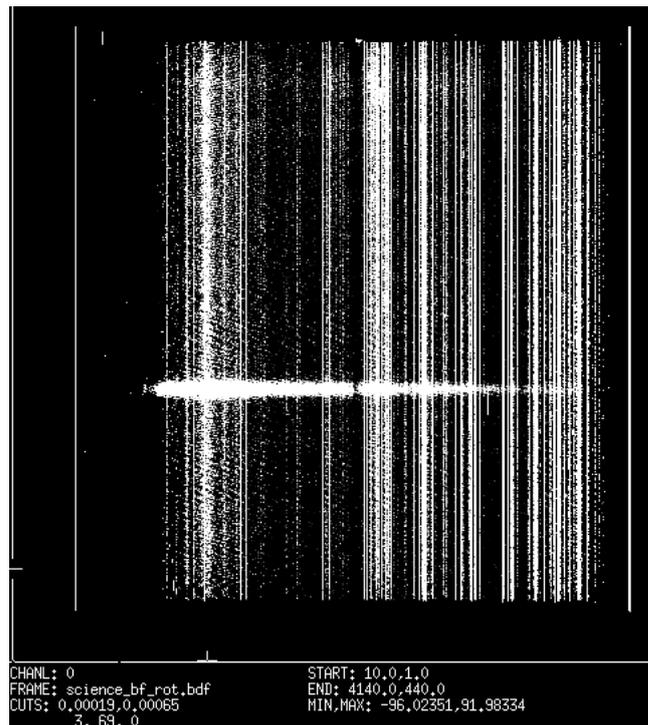


Abbildung 32: Typisches Aussehen eines unbearbeiteten roten Spektrumparts, der mit einem Doppelspektrographen aufgenommen wurde. Das Sternenspektrum von PTF1301 stellt die breite, horizontale Linie in der Mitte des Bildes dar. Die horizontalen Linien sind Teil des Himmelshintergrunds und werden hauptsächlich durch die Erdatmosphäre, den Mond und nächtliche Beleuchtung auf der Erde verursacht.

Durch die Eingabe dieser vier Informationen wird das Reduktions- und Kallibrationskript von MIDAS gestartet. Als erstes erfolgt die Reduktion der Rohdaten. Wie schon zuvor beschrieben, werden in der Praxis mehrere Flatfields und Biasframes aufgenommen und dann zu einem Masterflat und einem Masterbias gemittelt. Anschließend wird der Masterbias von Kallibrations- und Sternspektrum subtrahiert, um aus den Daten die Offsetspannung zu eliminieren. Ferner sind beide Spektren durch das Masterflat zu dividieren und von Cosmics zu befreien.

Im Folgenden wurden die beiden Spektren eingelesen und die zu verwendenden Bereiche eingeschränkt, bei den blauen Daten war zusätzlich eine Rotation um 89.9 Grad nötig, da die vom System erhellen Pixelreihen schief in den Datensätzen lagen. Aufgrund der Rotation der Pixel mussten diese danach noch rebinnt werden. Im roten Spektralbereich konnte dagegen auf eine Rotation verzichtet werden.

Nun wurde festgelegt, welcher Bereich der aufgenommenen Daten das Sternenspektrum darstellt, welcher Teil des umgebenden Himmelshintergrunds ist. Dafür benötigt man zunächst die zentrale Lage des Sterns auf der CCD-Aufnahme. Das Zentrum der Sternposition in der Aufnahme kann mit MIDAS wie folgt bestimmt werden: Aus dem oben gezeigten Rohspektrum kann eine Pixelspalte ausgewählt werden. Für diese trägt MIDAS dann in einem separaten Fenster die gemessene Intensität pro Pixel über die aufeinander folgenden Pixel auf (siehe Abbildung 33). Da im Bereich des Sterns eine signifikant höhere Intensität vorliegt, ist dieser leicht im angezeigten Diagramm auszumachen. Die Randpunkte sind MIDAS anzugeben, das dann das Zentrum der

Sternenposition durch Fit einer Gaußkurve ermittelt. Mit Hilfe des Zentrums und der bekannten Halbwertsbreite des Fits kann dann ein entsprechender Bereich für das Sternenspektrum und den Himmelshintergrund festgelegt werden: Wir wählten als Grenzen für das Spektrum ausgehend vom

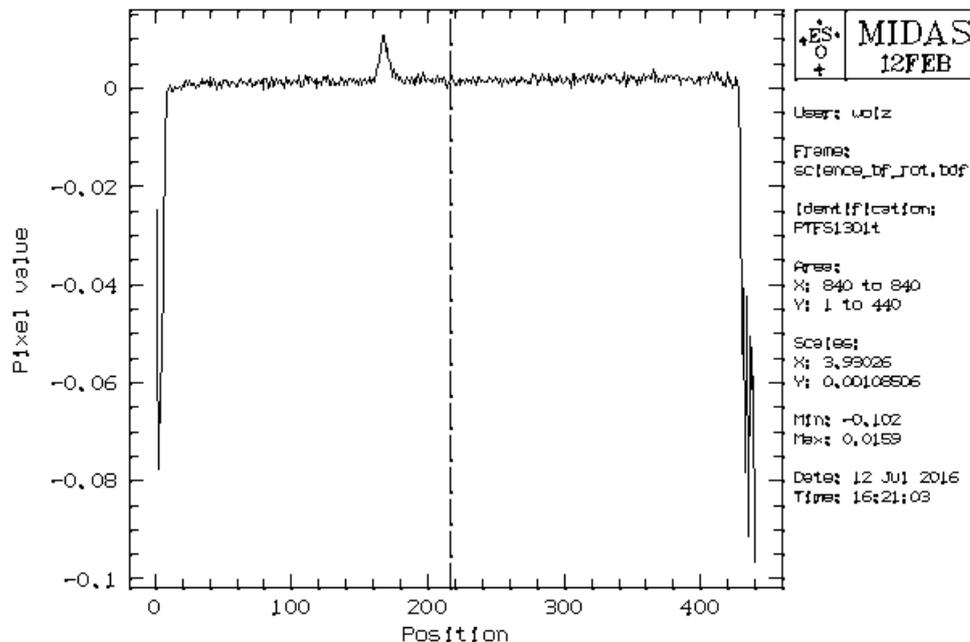


Abbildung 33: Zur Veranschaulichung des eben beschriebenen Vorgehens ist hier die Intensität der entsprechenden, zuvor ausgewählten Pixelspalte über die einzelnen Pixel aufgetragen. Hierbei wurde eine Spalte aus dem in Abb. 32 dargestellten Rohspektrum verwendet. Gut erkannt werden kann die Position des aufgenommenen Sterns zwischen Pixel 160 und Pixel 180.

zuvor bestimmten Zentrum das Fünffache der Halbwertsbreite in beide Richtungen. Den in beide Richtungen anschließenden Himmelshintergrund ließen wir bis zum Zehnfachen der Halbwertsbreite laufen. MIDAS wählt dann in jeder Pixelspalte die innerhalb der entsprechenden Bereiche liegenden Spalten aus, mittelt diese und ordnet sie zu einem oberhalb und unterhalb des Sterns liegenden Himmelshintergrundspektrum (Skyspektrum) sowie dem Sternenspektrum an. Die beiden Skyspektren mittelten wir anschließend und subtrahierten das gemittelte Himmelsspektrum vom Sternenspektrum. An dieser Stelle verfügt man bereits über ein richtiges Spektrum, dieses ist jedoch noch nicht wellenlängenkalibriert. Da wir später auch das Skyspektrum benötigen, wurde das Skript so geschrieben, dass MIDAS dieses in einer eigenen Datei abspeichert.

Die Kallibration erfolgt nun im nächsten Schritt. Dafür zeigt MIDAS dem Benutzer das Emissionsspektrum der Kallibrationslampe an, in dem dieser einzelne Linien markieren und die zugehörige Wellenlänge eingeben kann. Im Falle von PTF1301 wurde im roten Spektralbereich eine HeNeAr-Lampe verwendet, im blauen dagegen eine FeAr-Lampe. Mit Hilfe des IRAF-Spektralatlas<sup>26</sup>, in dem für verschiedene Kallibrationslampen die Laborwellenlänge jeder einzelnen Emissionslinie vermerkt ist, ordneten wir zuvor den in den verwendeten Kallibrationsspektren vorkommenden Linien eine Wellenlänge händisch zu, gut zu sehen in Abbildung 31, und waren dadurch instan-

<sup>26</sup>Abrufbar unter folgender Webadresse: <http://iraf.noao.edu/specatlas/>; Stand: 13.07.16

de, in MIDAS die Emissionslinien des Vergleichspektrums mit der zugehörigen Wellenlänge zu versehen. Dies musste nicht für alle Linien vorgenommen werden, da, wenn bereits einige Linien zugeordnet wurden, MIDAS die restlichen Linien durch einen Abgleich mit einer Linienliste bestimmen kann. Abschließend vollzieht MIDAS eigenständig die Kallibration des Stern- und des Skyspektrums unter Verwendung des zuvor kalibrierten Vergleichsspektrums und speichert die fertig reduzierten sowie kalibrierten Spektren als fits-Datei ab.

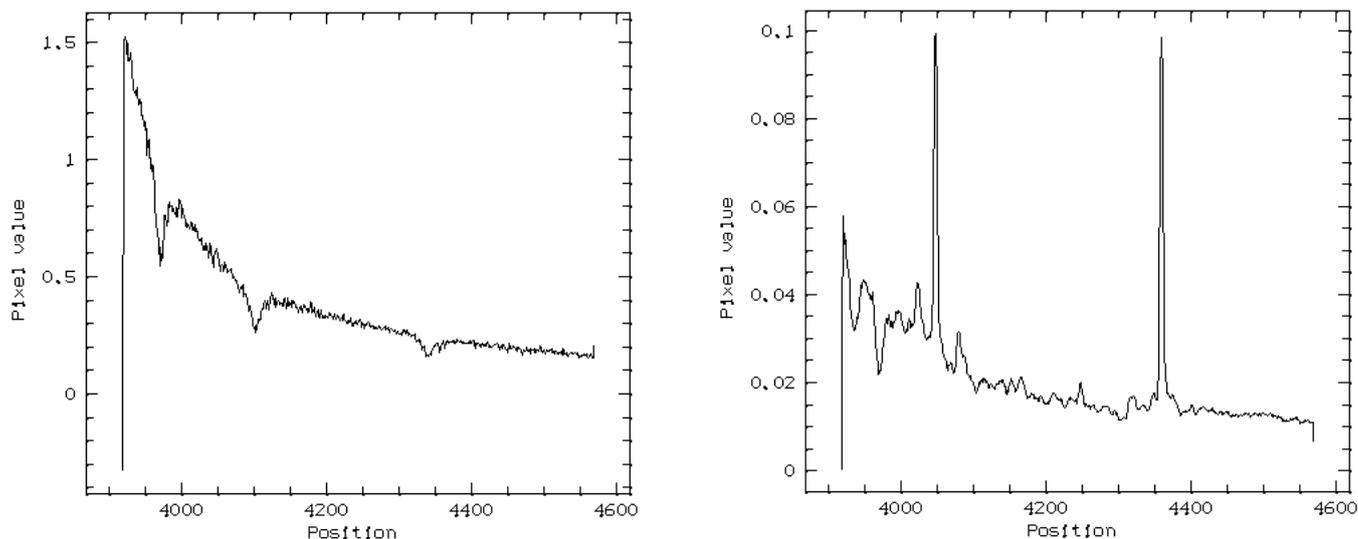


Abbildung 34: Links: Reduziertes und kalibriertes blaues Spektrum aus der ersten Beobachtungsnacht. Gut zu sehen sind die drei Absorptionslinien  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  und  $H_\epsilon$ . Rechts: Skyspektrum mit den beiden Quecksilber-Linien.

Bei den Spektren von PTF1301 fitteten wir zunächst den blauen Bereich, den wir zuvor als problematisch ausgemacht hatten, da die tellurischen Linien im Roten richtig positioniert waren. Der Fit verlief ohne Probleme, MIDAS konnte ausreichend viele Linien im Kallibrationsspektrum zuordnen. Die genaue Lage der Absorptionslinienminima wurde jeweils mit einem Gaußfit bestimmt. Dabei ergaben sich im Blauen ähnliche Werte wie bei der Analyse der vorreduzierten Daten mit SPAS, ein Fehler bei der Datenreduktion am Caltech konnte somit also ausgeschlossen werden. Beim Vergleich der einzelnen Linienfits zeichnete sich jedoch ein Trend ab: je kleiner die zugehörige Wellenlänge einer Absorptionslinie, desto stärker war diese rotverschoben. Dieser Trend zeigte sich auch im Spektrum des Himmelshintergrunds, welches im Blauen die Emissionslinien von Quecksilber bei 4046 und 4358Å enthält. Da diese von der nächtlichen Beleuchtung auf der Erde hervorgerufen werden, sollten die beiden Hg-Linien keine Verschiebung aufweisen und sich an der Position ihrer Ruhewellenlänge  $\lambda_0$  befinden. Dies war jedoch nicht der Fall, es konnten unterschiedlich starke Abweichungen von  $\lambda_0$  bei beiden Emissionslinien nachgewiesen werden, wobei auch hier die Rotverschiebung bei der blauerer Emissionslinie stärker ausgeprägt war. Dieser Umstand brachte den entscheidenden Vorteil mit sich, dass mit dem Wissen um die genaue Größe der Verschiebung im Skyspektrum ebenfalls Rückschlüsse auf die Verschiebung der Absorptionslinien im Sternenspektrum ermöglicht wurden. Wegen der ungleichen Rotverschiebung im blauen Spektrum konnten jedoch nur nahe der Hg-Linien befindliche Spektrallinien benutzt werden, nämlich  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  und  $H_\epsilon$ . Für diese drei Linien wurde in jedem der einundzwanzig Spek-

tren die genaue Position durch einen Gaußfit bestimmt, die Differenz zur Ruhewellenlänge  $\lambda_0$  berechnet und diese Differenz um die gemittelte Abweichung der Hg-Linien bereinigt. Es gilt also:  $\Delta\lambda = \lambda_{gem} - \lambda_0 - \Delta\lambda_{Hg,aver.}$ . Mit Hilfe der Doppler-Formel konnte dann auf  $v_{rad}$  geschlossen werden, die dann noch baryzentrisch korrigiert werden musste. Dabei ergaben sich die in Tabelle 4 aufgelisteten Ergebnisse.

Tabelle 4: Auflistung der mit MIDAS erhaltenen Radialgeschwindigkeitswerte für den blauen Spektralbereich. In der letzten Spalte wird der Mittelwert der drei bestimmten Geschwindigkeiten angegeben. Der Fehler wurde über eine Gaußsche Fehlerfortpflanzung bestimmt.

<i>BJD</i>	$H_\gamma: v_{rad}$	$H_\delta: v_{rad}$	$H_\epsilon: v_{rad}$	$v_{rad,ges} \left[ \frac{km}{s} \right]$
2457015.59468889	54	50	39	$48 \pm 8$
2457015.61456725	-71	-80	-14	$-55 \pm 6$
2457015.64339769	-72	-31	16	$-29 \pm 12$
2457015.66173043	59	61	75	$65 \pm 8$
2457015.66406481	40	14	58	$37 \pm 20$
2457015.66639895	110	46	138	$98 \pm 8$
2457015.66873322	23	22	82	$42 \pm 9$
2457015.67106749	75	49	124	$82 \pm 5$
2457015.67340174	68	54	90	$71 \pm 7$
2457015.67573611	135	103	93	$110 \pm 25$
2457015.67807026	97	116	124	$112 \pm 18$
2457015.68040463	64	81	121	$89 \pm 7$
2457015.68273876	72	49	106	$76 \pm 8$
2457047.63589793	-64	-36	-9	$-36 \pm 12$
2457047.63823219	-108	-85	-37	$-77 \pm 18$
2457047.64056645	-13	-60	11	$-21 \pm 11$
2457047.64290059	-100	-98	-8	$-69 \pm 8$
2457047.64523496	-97	-104	-54	$-85 \pm 8$
2457047.64756923	-80	-73	-30	$-61 \pm 9$
2457047.64990348	-105	-99	-62	$-89 \pm 11$
2457047.65223775	-114	-87	-65	$-89 \pm 14$

Bei genauerer Betrachtung der Tabelle zeigen sich deutliche Abweichungen zwischen den einzelnen Linien, wobei  $H_\epsilon$  im Vergleich zu  $H_\gamma$  und  $H_\delta$  meist deutlich rotverschoben ist. Außerdem zeigen

die Werte keinen Trend, der zu einer sinusförmigen Radialgeschwindigkeitskurve passen könnte. Ferner versuchten wir auch die roten Daten zu reduzieren und zu kalibrieren. Die ersten Ansätze schlugen aber fehl, MIDAS konnte selbst händisch angegebene Emissionslinien nicht richtig zuordnen. Nach einer Überprüfung des Skripts auf seine Richtigkeit untersuchten wir die Kalibrationspektren nochmal genauer. Durch wiederholten Abgleich mit den Linienkatalogen stießen wir auf Linien im Spektrum der HeNeAr-Lampe, die dieser nicht zuordbar waren, aber nicht im Wellenlängenintervall von  $H_\alpha$ , der einzigen Absorptionslinie im roten Sternspektrum, auftraten (Abbildung 35). Eine Einschränkung des zu extrahierenden Spektralbereichs ermöglichte die er-

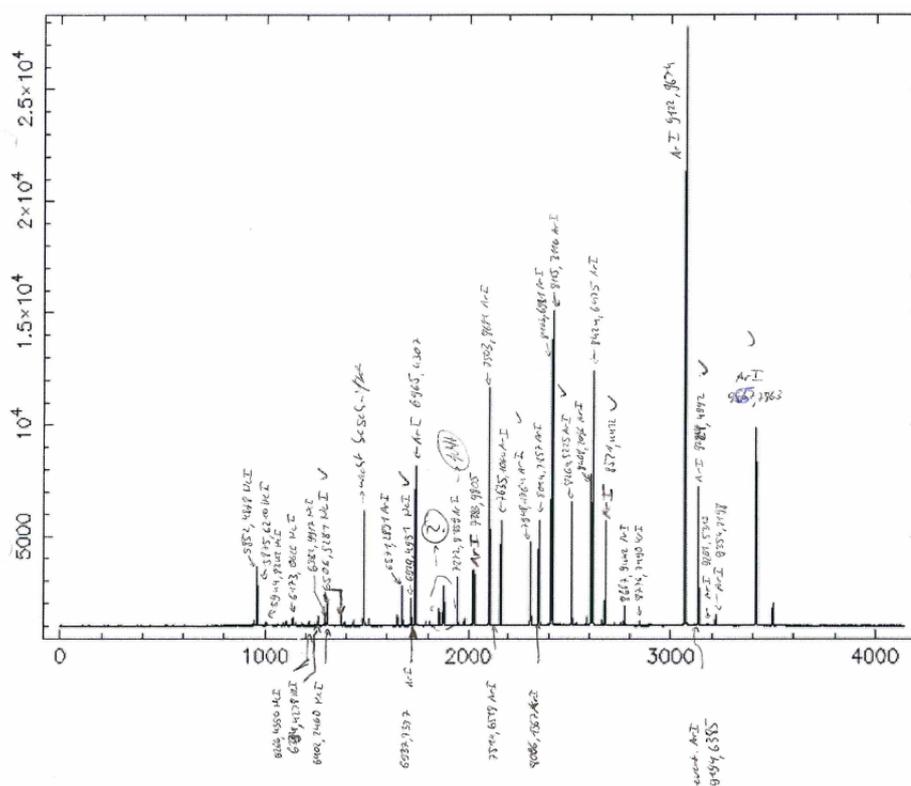


Abbildung 35: Kallibrationsspektrum für den roten Spektralbereich, aufgenommen mit einer Helium-Neon-Argon-Lampe (HeNeAr). Mit einem Fragezeichen ist der Bereich des Spektrums markiert, in dem nicht mit NIST zuordbare Linien auftauchten.

folgreiche Durchführung der Kalibration des roten Spektrums.

Auch für die selbstreduzierten Spektren des roten Bereichs wollten wir die Radialgeschwindigkeiten bestimmen. Da die bereits zuvor im Blauen angewendete Gaußfit-Methode mit MIDAS keine allzu guten Ergebnisse lieferte, verzichteten wir auf dieses Vorgehen im Roten und verwendeten dafür die Kreuzkorrelation (engl.: cross correlation). Mit Hilfe der Kreuzkorrelation kann der Übereinstimmungsgrad zwischen zwei Spektren in Abhängigkeit von der Verschiebung herausgefunden werden. Die Kreuzkorrelation berücksichtigt, dass der Betrag der Dopplerverschiebung wellenlängenabhängig ist. In unserem Fall wurde ein Modellspektrum selber Auflösung mit dem Sternenspektrum verglichen und solange verschoben, bis die Übereinstimmung einen maximalen Wert erreicht (siehe Abbildung 36). Aus der Größe der notwendigen Verschiebung kann dann die Radialgeschwindigkeit berechnet werden. Um dem zuvor erwähnten Shift in den blauen Daten

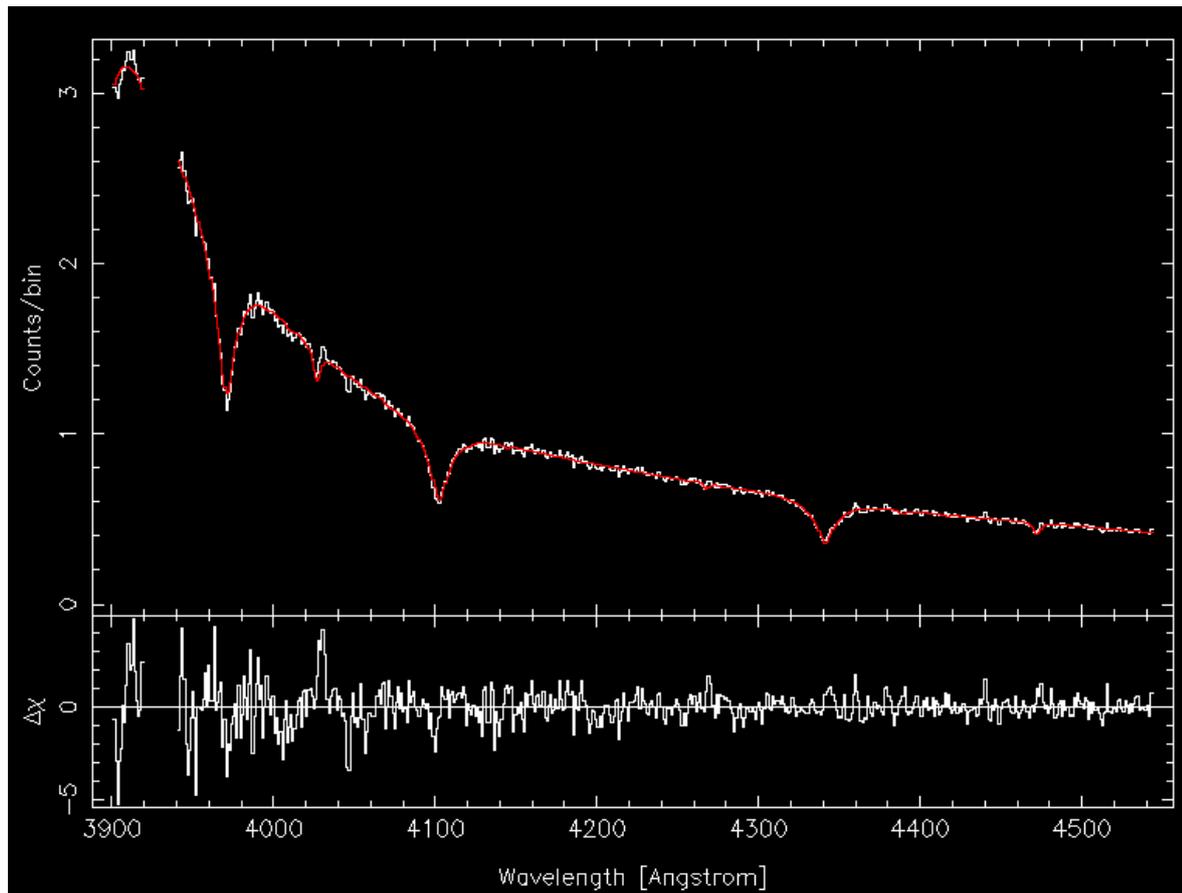


Abbildung 36: Plot des an einen Teil des blauen Spektrums gefitteten Modells (rot dargestellt). Die Ausgabe des Plots erfolgte mit ISIS. Unterhalb des Spektrums werden zusätzlich die Abweichungen des Modells vom Sternenspektrum angegeben.

Rechnung zu tragen, wurde der Fitbereich für das Modellspektrum eingegrenzt. Für den Fit des Modells an das Sternenspektrum und die Berechnung der Radialgeschwindigkeiten aus der Kreuzkorrelation wurde das Programm ISIS (Interactive Spectral Interpretation System) verwendet. Für die Radialgeschwindigkeiten des blauen und roten Spektralbereichs erhielten wir dabei folgende, in Tabelle 5 aufgelistete Resultate:

Tabelle 5: Ergebnisse der Spektralanalyse für die selbstreduzierten Spektren. Hierfür wurde ISIS verwendet. Auch hier sind die großen Unterschiede zwischen dem roten und dem blauen Kanal deutlich erkennbar.

$BJD_{blue}$	$v_{rad,blue} [\frac{km}{s}]$	$v_{rad,blue} [\frac{km}{s}]$ ohne $H_{\epsilon}$	$BJD_{red}$	$v_{rad,red} [\frac{km}{s}]$
2457015.59468889	$33 \pm 8$	$12 \pm 14$	2457015.59472546	$-27^{+18}_{-13}$
2457015.61456725	$-67 \pm 6$	$-108 \pm 7$	2457015.61460626	$-136^{+22}_{-21}$
2457015.64339769	$-30^{+12}_{-11}$	$-92^{+9}_{-8}$	2457015.64340428	$-93^{+18}_{-16}$
2457015.66173043	$49 \pm 8$	$25 \pm 10$	2457015.66173878	$-70^{+22}_{-23}$

Tabelle 5: (Fortsetzung)

2457015.66406481	$36 \pm 8$	$-4 \pm 12$	2457015.66408993	$-76 \pm 40$
2457015.66639895	$54 \begin{smallmatrix} +9 \\ -10 \end{smallmatrix}$	$17 \pm 14$	2457015.66644120	$-53 \begin{smallmatrix} +26 \\ -27 \end{smallmatrix}$
2457015.66873322	$49 \pm 9$	$0 \pm 15$	2457015.66879248	$-37 \pm 50$
2457015.67106749	$89 \pm 9$	$38 \pm 13$	2457015.67114363	$33 \begin{smallmatrix} +40 \\ -50 \end{smallmatrix}$
2457015.67340174	$69 \begin{smallmatrix} +10 \\ -9 \end{smallmatrix}$	$18 \begin{smallmatrix} +14 \\ -13 \end{smallmatrix}$	2457015.67349478	$-22 \begin{smallmatrix} +29 \\ -30 \end{smallmatrix}$
2457015.67573611	$90 \pm 11$	$59 \begin{smallmatrix} +15 \\ -14 \end{smallmatrix}$	2457015.67584607	$-24 \pm 29$
2457015.67807026	$82 \pm 9$	$65 \pm 15$	2457015.67819735	$-47 \pm 40$
2457015.68040463	$82 \begin{smallmatrix} +16 \\ -17 \end{smallmatrix}$	$47 \begin{smallmatrix} +26 \\ -25 \end{smallmatrix}$	2457015.68054861	$-117 \pm 40$
2457015.68273876	$44 \pm 11$	$-3 \pm 14$	2457015.68289977	$-127 \pm 40$
2457047.63589793	$-69 \pm 9$	$-102 \begin{smallmatrix} +12 \\ -11 \end{smallmatrix}$	2457047.63593913	$-139 \pm 40$
2457047.63823219	$-91 \begin{smallmatrix} +8 \\ -7 \end{smallmatrix}$	$-114 \pm 10$	2457047.63829029	$-113 \begin{smallmatrix} +19 \\ -20 \end{smallmatrix}$
2457047.64056645	$-103 \pm 8$	$-128 \pm 11$	2457047.64064146	$-114 \pm 21$
2457047.64290059	$-87 \pm 7$	$-134 \pm 10$	2457047.64299261	$-135 \begin{smallmatrix} +26 \\ -25 \end{smallmatrix}$
2457047.64523496	$-141 \pm 15$	$-160 \pm 11$	2457047.64534388	$-191 \begin{smallmatrix} +25 \\ -23 \end{smallmatrix}$
2457047.64756923	$-120 \pm 7$	$-138 \pm 10$	2457047.64769504	$-120 \begin{smallmatrix} +27 \\ -26 \end{smallmatrix}$
2457047.64990348	$-113 \pm 7$	$-137 \pm 10$	2457047.65004619	$-123 \begin{smallmatrix} +24 \\ -25 \end{smallmatrix}$
2457047.65223775	$-119 \pm 8$	$-128 \pm 12$	2457047.65239723	$-89 \begin{smallmatrix} +29 \\ -28 \end{smallmatrix}$

Es zeigte sich, dass die Werte im Großen und Ganzen mit den zuvor mit MIDAS errechneten Geschwindigkeiten übereinstimmen, auch wenn einige Veränderungen auszumachen sind. Werden die Radialgeschwindigkeitswerte von  $H_\epsilon$  nicht berücksichtigt, ist bei ungefähr der Hälfte der Spektren eine so große Annäherung zwischen den Geschwindigkeiten der roten und blauen Spektren möglich, dass die Ergebnisse im Fehlerintervall des jeweils anderen Spektrenteils liegen. Dennoch trat weiterhin bei vielen Spektren ein sehr großer Unterschied zwischen den beiden Kanälen auf. Da mit der Überprüfung der Datenreduktion und -kallibration diese als potentielle Fehlerquelle ausgeschlossen werden konnten, blieb neben der Möglichkeit, dass die zu wenigen und ungenauen Kallibrationsspektren die Ursache der großen Radialgeschwindigkeitsunterschiede darstellen könne, noch die Option offen, dass der verschieden stark ausgeprägte Linienshift innerhalb eines Spektrums vom Doppelsternsystem selbst hervorgerufen werden könnte, ein Phänomen, das schon bei anderen Systemen beschrieben wurde, z.B. bei HS 2333+3927 (Heber et al., 2004). Bei diesem Doppelstern fiel den Forschern bei der Analyse auf, dass abhängig von der vorliegenden Phase  $\Phi$  das Linienprofil von  $H_\alpha$  stark variierte. Um Informationen über den Ursprung dieser Veränderungen zu erhalten, plotteten sie ein photosphärisches Modell, das sie aus dem Bestfit der blauen Linien gewannen, über die aufgenommene  $H_\alpha$ -Linie des Systems und verglichen beide miteinander. Bei  $\Phi \approx 0$  stimmten die beiden Linien sehr gut überein, während bei  $\Phi \approx 0.5$  die gemessene Balmerlinie deutlich schwächer ausgebildet war, als es das Bestfit-Modell eigentlich erwarten ließe. Vermutlicher Grund für die Abweichung ist, dass die aufgeheizte Seite des Begleiters Licht

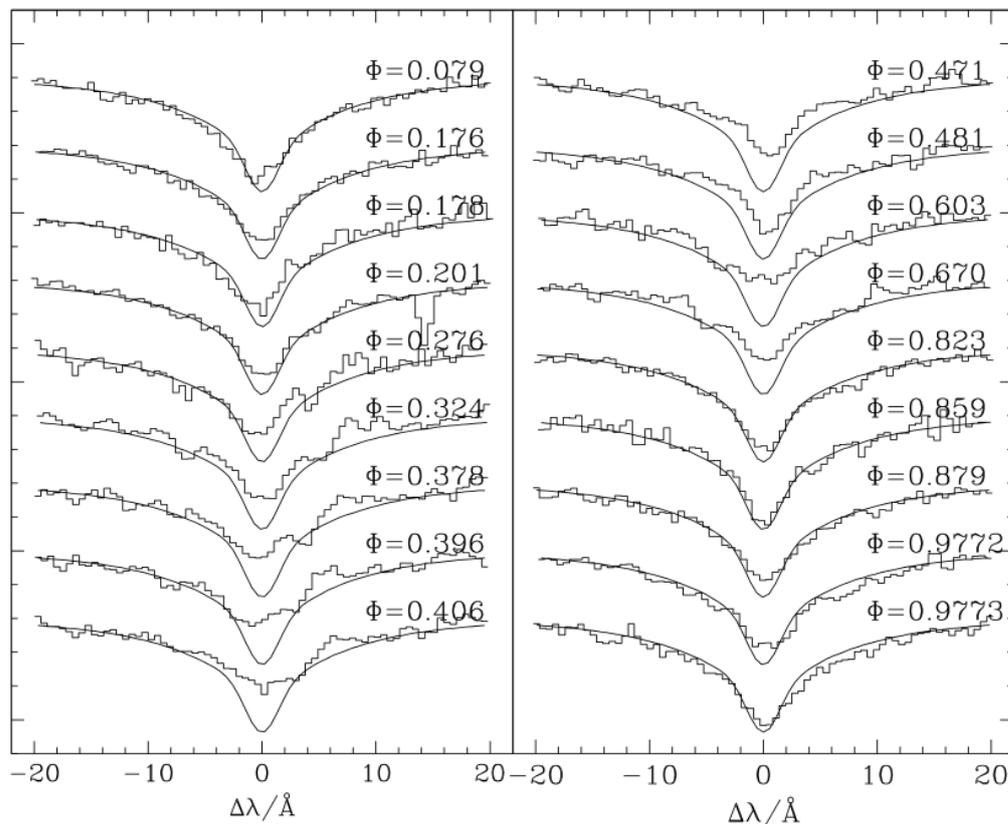


Abbildung 37: Variationen der  $H_\alpha$ -Linie bei HS 2333+3927. In den Plots der Spektren und des Modells wurde die jeweilige Phase  $\Phi$  mit angegeben. Das Modell beruht auf folgenden Parametern:  $\log(g) = 5.7$  dex,  $T_{eff} = 36500$  K und  $\log(y) = -2.15$  dex (Heber et al., 2004).

im Wellenlängenbereich von  $H_\alpha$  emittiert (Reflektionseffekt) und somit die Spektrallinie auffüllt, wodurch diese schwächer ausgeprägt erscheint (Heber et al., 2004). Da sich der Begleiter entgegengesetzt zur Primärkomponente bewegt, hat der Reflektionseffekt ebenso Auswirkungen auf die gemessenen Radialgeschwindigkeiten von  $H_\alpha$ .

### 5.3.3 Bestimmung der Radialgeschwindigkeitskurve

Aufgrund des Vorhandenseins eines deutlich sichtbaren Reflektionseffekts in der Lichtkurve von PTF1301 erschien es uns möglich, in den roten Spektren um  $H_\alpha$  ähnliche Tendenzen zu entdecken, wie sie bei HS 2333+3927 aufgetreten waren. Jedoch wiesen die am Palomar Observatorium aufgenommenen Spektren eine zu geringe Auflösung auf, als dass in diesen eine Überlagerung der  $H_\alpha$ -Absorptionslinie durch Emissionen des Begleiters hätte nachgewiesen werden können. Deshalb nahm Dr. Thomas Kupfer für uns nochmals zweiundzwanzig, hochaufgelöste Spektren von PTF1301 am Keck-Observatorium, auf dem Gipfel des Mauna Kea Vulkans in Hawaii gelegen, mit dem ESI-Spektrographen (Echelle Spectrograph and Imager<sup>27</sup>) auf, reduzierte diese gleich

<sup>27</sup>weitere Informationen zu diesem Spektrographen sind auf folgender Website zu finden: <http://www2.keck.hawaii.edu/inst/esi/>; Stand: 15.07.16

im Anschluss und korrigierte die Spektren heliozentrisch. Die Observation fand in der Nacht vom 8. auf den 9. Juli 2016 statt, der Wert der Auflösung  $R$  betrug 8000. Die aufgezeichneten Spektren deckten einen Bereich von 3950 bis 10500Å ab, sodass jedes Spektrum die ersten fünf Linien der Balmerserie sowie die Spektrallinie des Helium bei 4472Å enthielt. Unter Zuhilfenahme von SPAS wurden die neuen, hochauflösenden Spektren mit demselben Vorgehen, das zu Beginn der quantitativen Spektralanalyse beschrieben und verwendet wurde, untersucht. Dabei war die  $H_\epsilon$  Linie nicht mehr benutzbar, da sie sich zu nahe am Rand der Aufnahme befand und ihre genaue Ausprägung im Rauschen unterging. Es ergaben sich dabei für die Radialgeschwindigkeiten der übrigen Linien sowie für das Sternspektrum insgesamt die in Tabelle 6 aufgelisteten Werte.

Tabelle 6: Unten stehende Tabelle enthält die in der Spektralanalyse mit SPAS erhaltenen Radialgeschwindigkeiten für alle verwendbaren Absorptionslinien. Es wurde sowohl die einzelnen Radialgeschwindigkeiten der Spektrallinien als auch die insgesamt Radialgeschwindigkeit jedes Spektrums angegeben. Nicht verwendbare Ergebnisse einzelner Linien wurden mit n.v. markiert. Die Spektren wurden gegen Ende der Beobachtungsnacht aufgenommen, weshalb das Rauschen bei den letzten Spektren deutlich zunahm. Dieser Umstand wirkte sich auch auf die Größe der Fehler aus.

$MJD$	$H_\alpha: v_{rad}$	$H_\beta: v_{rad}$	$H_\gamma: v_{rad}$	$H_\delta: v_{rad}$	$He_{4472} v_{rad}$	$v_{rad,ges} [\frac{km}{s}]$
57578.528575	-107±10	-109±6	-113± 10	-81±10	-105±12	-103±5
57578.533350	-112±12	-128±7	-117±7	-111±10	-124±11	-118±4
57578.538190	-122±10	-139±8	-124±13	-127±11	-124±13	-127±5
57578.542983	-118±13	-130±8	-120±10	-110±12 ±	-130±10	-121±5
57578.547812	-115±16	-128±8	-103±11	-106±12	n.v.	-113±5
57578.552623	-99±14	-100±9	-90±9	-86±10	n.v.	-94±5
57578.557427	-56±9	-81±8	-65±10	-77±11	n.v.	-70±6
57578.562244	-64±12	-66±9	-73±10	-65±10	n.v.	-67±5
57578.567031	-47±9	-50±9	-34±10	-49±10	-34± 17	-44±10
57578.571842	-20±13	-21±9	-18±8	-21±10	-24±13	-21±5
57578.576617	-7±10	-8±7	-3±11	8±12	n.v.	-3±5
57578.581428	35±9	40±9	2±10	18±12	n.v.	23±5
57578.586215	25±18	35 ± 9	39±10	21±13	n.v.	30±6
57578.591026	39±12	31±9	12±10	13±16	n.v.	24±7
57578.595813	29±15	17±7	0±10	4±13	n.v.	12±6
57578.600612	-3±15	3±10	24±16	-34±15	7±22	-1±7
57578.605399	-6±24	-18±11	-37±14	-22±17	-22±12	-21±7
57578.610210	-34±24	-40±13	-74±22	32±20	n.v.	-48±10
57578.614997	-80±20	-92±11	-92±17	-65±14	n.v.	-82±8
57578.619820	-104±19	-100±8	-93±15	-88±12	n.v.	-96±8

Tabelle 6: (Fortsetzung)

57578.624607	-131±19	-133±13	-124±16	-112±14	n.v.	-125± 8
57578.629382	-100±39	-115±21	-154±23	-129±23	n.v.	-125±14

Auffallend dabei ist, dass die Radialgeschwindigkeiten innerhalb eines Spektrums bei allen Absorptionslinien sehr nahe beieinander liegen und weder eine stärkere werdende Rotverschiebung im blauen Spektralbereich noch ein großer Unterschied zwischen  $H_\alpha$  im roten Kanal und den bei Wellenlängen des blauen Kanals befindlichen Absorptionslinien mehr auftritt. Wir finden somit keinen Hinweis auf die zuvor vermutete Überlagerung der  $H_\alpha$ -Absorptionslinie des sdB Sterns durch Emissionen der aufgeheizten Seite seines Begleiters. Die bereits beschriebenen Unstimmigkeiten, auf die wir bei der Spektralanalyse der am Palomar Observatorium aufgenommenen Spektren gestoßen waren, sind nach dem Ausschluss eines starken Einflusses des Reflektionseffektes auf  $H_\alpha$  wohl doch auf Ungenauigkeiten bei der Observation zurückzuführen. Als Beispiel wurden bereits die wenigen Kallibrationsaufnahmen, die nur am Anfang und am Ende der Beobachtungsnacht erstellt wurden und nicht, wie bei einem Cassegraininstrument üblich, vor und nach jeder Messung, genannt. Unerklärlich bleiben ebenfalls die nicht indentifizierbaren Linien in den Vergleichsspektren sowie auch die Zeitunterschiede bei Öffnung des Shutters zwischen blauem und rotem Kanal. Wenn die im Anhang befindlichen Protokolle der beiden, hier relevanten Beobachtungsnächte genauer studiert werden, fällt auf, dass während der Beobachtungen auch die Breite des Spaltes mehrmals geändert wurde, ohne weitere Kallibrationsspektren aufzunehmen. Auch dies könnte einen Einfluss auf die Spektren und die Position der Absorptionslinien ausgeübt haben. Daher wäre es sehr interessant und empfehlenswert, ein korrekt aufgenommenes Sternenspektrum mit den zugehörigen Kallibrationsspektren auf diesselben Störeffekte zu untersuchen, denn bei Beibehaltung des aktuellen Aufnahmemodus ist der Einsatz von derart erzeugten Spektren für Radialgeschwindigkeitsanalysen aus wissenschaftlicher Sicht in Frage zu stellen.

Mit den neuen, am Keck-Observatorium aufgezeichneten Daten konnte nun die Radialgeschwindigkeitskurve (engl.: radial velocity curve) erstellt werden. Die vorreduzierten Spektren waren bereits heliozentrisch korrigiert, sodass keine Anpassung mehr vorgenommen werden musste. Da mit PTF1301 ein sehr enges Doppelsternsystem mit kleiner Periode und starker gravitativer Beeinflussung untersucht wurde, kann von einem kreisförmigen Orbit ausgegangen werden ( $e = 0$ ). Somit ist die Geschwindigkeit beider Sterne zu jedem Zeitpunkt  $t$  konstant und die gemessenen Radialgeschwindigkeiten erzeugen - auch aufgrund der hohen Inklination - eine sinusförmige Radialgeschwindigkeitskurve (Carroll & Ostlie, 2007).

Mit Hilfe eines in Zusammenarbeit mit Dr. Andreas Irrgang erstellten ISIS-Skripts wurden die Beobachtungszeiten, die Geschwindigkeiten und deren Fehler aus einer entsprechend gegliederten „.dat“-Datei eingelesen und anschließend durch ein in ISIS integriertes interaktives Fitprogramm gephasst und gefittet. Wir benutzten die aus der Photometrie bereits sehr genau bekannte Periode des Doppelsternsystems von  $P = 0.00933731$ d. Für die in Abbildung 38 ersichtliche Radialgeschwindigkeitskurve ergaben sich folgende Resultate: die Systemgeschwindigkeit  $\gamma_1$  beträgt  $-51.1 \pm 1.2 \frac{km}{s}$ , die Halbamplitude  $K_1$  besitzt einen Wert von  $74.2 \pm 1.7 \frac{km}{s}$  und der Fit der Periode  $P$  ergab  $0.093373 \pm 0.000006$ d, womit dieses Ergebnis sehr gut mit der aus der Photometrie ermit-

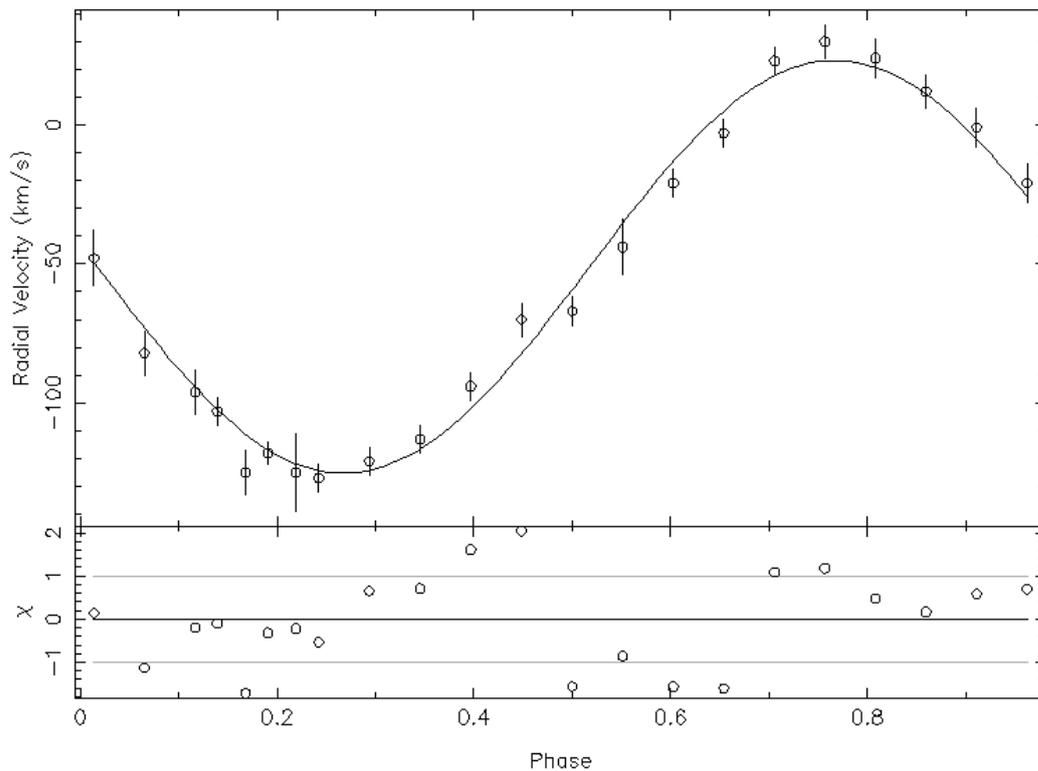


Abbildung 38: Plot der gefitteten und gephasen Radialgeschwindigkeitskurve von PTF1301. Unterhalb der Graphik wurden die Abweichungen jedes Datenpunktes von der Fitkurve eingefügt.

telten Periode übereinstimmt. Die Fehler wurden in ISIS durch einen „confidence loop“<sup>28</sup> ermittelt, das reduzierte  $\chi^2$  des verwendeten Fits betrug 1.42. Jeder Punkt auf der Fitkurve kann anhand der drei ermittelten Parameter beschrieben werden, da gilt:  $v_{rad}(\Phi) = \gamma_1 + K_1 \sin(2\pi(\Phi - \Phi_0))$ , mit  $\Phi_0$  dem Beginn der Phase (Wade & Horne, 1988).

Die aus der Radialgeschwindigkeitsanalyse erhaltenen Werte können nun in die Massenfunktion eingesetzt werden. Für PTF1301 ergab sich dabei:

$$f(M_{1,2}) = \frac{K_1^3 P}{2\pi G} = \frac{M_2^3 \sin^3(i)}{(M_1 + M_2)^2} = 0.00395 \pm 0.00028 M_\odot \quad (35)$$

Die Masse von sdB Sternen ist sehr gut bestimmt. Sie wurde durch Heber (1986) und Saffer et al. (1994) auf ungefähr 0.5 Sonnenmassen genähert, ein Ergebnis das astroseismologische Untersuchungen stützen konnten: Brassard et al. (2001) erhielten für die sdB Masse  $M_{sdB} = 0.49 \pm 0.02 M_\odot$ . Ferner zeigten Sweigart (1987), dass die Masse heißer Unterzwerge eine Metallizitätsabhängigkeit aufweist und sich im Bereich von 0.46 bis 0.5 Sonnenmassen bewegt. Neuere Forschungen konnten zudem zeigen, dass die Masse eines sdB Sterns von der Art seiner Entstehung abhängt und für heiße Unterzwerge in engen Doppelsternsystemen zwischen 0.4 und 0.49 Sonnenmassen liegt (siehe Kapitel 3.1. und Podsiadlowski et al. (2008)). In dieser Arbeit nehmen wir für diesen sdB Stern

<sup>28</sup>Die Funktionsweise dieses Verfahrens wird auf folgender Website ausführlich beschrieben: [http://space.mit.edu/home/mnowak/isis\\_vs\\_xspec/fits.html](http://space.mit.edu/home/mnowak/isis_vs_xspec/fits.html); Stand: 19.07.16

eine kanonische Masse von 0.47 Sonnenmassen an. Da nun in der Massenfunktion alle Parameter außer  $M_2$  bekannt sind, ist die Bestimmung der Begleitermasse numerisch möglich. Wir erhielten:  $M_2 = 0.1119 \pm 0.0030 M_\odot$ . Das Massenverhältnis  $q$  beläuft sich somit auf  $q = 0.238 \pm 0.006$ .

### 5.3.4 Ermittlung der Atmosphärenparameter

Neben der Festsetzung der Radialgeschwindigkeiten können mit Hilfe der quantitativen Spektralanalyse ebenfalls Rückschlüsse auf die Größe der Atmosphärenparameter des sdB Sterns gezogen werden. Zu den Atmosphärenparameter zählen, wie bereits in Kapitel 5.1.2. beschrieben, die Effektivtemperatur  $T_{eff}$ , die Schwerebeschleunigung  $\log(g)$  sowie die Heliumhäufigkeit in der Atmosphäre  $\log(y) = \log(\frac{n_{He}}{n_H})$ . Im Gegensatz zu den großen Radialgeschwindigkeitsvariationen zwischen den roten und blauen Daten traten bei allen drei Atmosphärenparameter keine großen Unterschiede auf, die Werte lagen sehr nahe beieinander. Für die Bestimmung der Parameter wurde wieder SPAS verwendet, das in mehreren LTE-Modellgittern (Local Thermodynamical Equilibrium<sup>29</sup>) unterschiedlicher Heliumhäufigkeit mit Hilfe des Simplexverfahrens nach einem Minimum der  $\chi^2$ -Funktion sucht. Die Vertices des Simplex mit dem kleinsten  $\chi^2$  liefern dann die Atmosphärenparameter. Die LTE-Modelle wurden von Heber et al. (2000) übernommen. Die 21 Spektren aus den beiden Beobachtungsnächten wurden einzeln gefittet und die für jedes Spektrum einzeln erhaltenen Parameter gemittelt. Alle Werte sind in Tabelle 7 aufgelistet, die für die Mittelwerte angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

Tabelle 7: Ergebnisse der quantitativen Spektralanalyse für die Atmosphärenparameter Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung und Heliumgehalt auf. Die Spektren wurden mit SPAS ausgewertet. Die erste Spalte gibt den Aufnahmezeitpunkt (Mitte der Belichtung) an.

BJD	$T_{eff}$ [K]	$\log(g[\frac{cm}{s^2}])$	$\log(y[\frac{n_{He}}{n_H}])$
2457015.59468889	28256	5.80	-2.44
2457015.61456725	28173	5.76	-2.49
2457015.64339769	30006	5.68	-2.69
2457015.66173043	30422	5.73	-2.62
2457015.66406481	29511	5.80	-2.65
2457015.66639895	29813	5.81	-2.42
2457015.66873322	30171	5.76	-3.13
2457015.67106749	30512	5.63	-2.37
2457015.67340174	30450	5.79	-2.35
2457015.67573611	28710	5.62	-2.59
2457015.67807026	29533	5.97	-2.58

<sup>29</sup>LTE-Modelle sind neben Non LTE-Modellen die wichtigste Möglichkeit, Aussagen über die Geschwindigkeitsverteilung, die Teilchendichte sowie den Entartungs- und Ionisierungsgrad des Sternplasmas zu geben. Mathematisch und physikalisch basieren die LTE-Modelle auf der Boltzmann-Statistik, der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung und der Sahaschen Ionisationsgleichung(Irrgang, 2014).

Tabelle 7: (Fortsetzung)

2457015.68040463	29174	5.80	-2.85
2457015.68273876	29196	5.83	-2.36
2457047.63589793	28321	5.80	-2.41
2457047.63823219	28508	5.85	-2.44
2457047.64056645	28918	5.85	-2.68
2457047.64290059	28368	5.67	-2.93
2457047.64523496	28934	5.77	-2.21
2457047.64756923	29480	5.87	-2.47
2457047.64990348	29098	5.79	-2.57
2457047.65223775	29337	5.89	-2.56
<b>Mittelwert &amp; stat. Fehler</b>	29280 ± 730	5.78 ± 0.09	-2.57 ± 0.09

Die Parameterwerte der Atmosphäre von PTF 1301 entsprechen den Erwartungen, dass es sich hierbei um die Spektren eines typischen sdB Sterns handelt. Um die erhaltenen Werte genauer einordnen zu können, verglichen wir sie zudem mit den Ergebnissen, die Forscher bei ähnlichen Doppelsternsystemen für die Effektivtemperatur, die Schwerebeschleunigung und den Heliumgehalt bestimmten. Gewöhnlich werden hierzu in zwei separaten Diagrammen die Schwerebeschleunigung und die Heliumhäufigkeit jeweils über die Effektivtemperatur des heißen Unterzweigs aufgetragen. Da uns zum Vergleichszeitpunkt bereits bekannt war, dass es sich bei PTF1301 um ein HW Vir System handelt, verwendeten wir ausschließlich die Parameter der siebzehn bisher bekannten HW Vir Systeme. Deren Werte für die drei Atmosphärenparameter sind in Tabelle 10 im Anhang dieser Arbeit zu finden.

Zunächst trugen wir die analysierten Schwerebeschleunigungen der sich in einem HW Vir System befindlichen heißen Unterzweige über deren Effektivtemperatur auf und zeichneten die hierzu errechneten Fehler ein (Abb. 39). Zur besseren Einordnung der Werte wurden ferner die Heliumhauptreihe (engl.: helium mean sequence, HeMS) und der extreme Horizontalast für das Nullalter (engl.: zero age extreme horizontal branch, ZAEHB) sowie für das Alter, bei dem das Heliumbrennen der heißen Unterzweige erlischt, (engl.: terminal age extreme horizontal branch, TAEHB) im Diagramm skizziert. Das Diagramm wurde außerdem um verschiedene Sternentwicklungsmodelle für verschiedene Sternmassen aus dem Dorman-Katalog ergänzt (Dorman et al., 1993). Da PTF1301 sehr nahe an der ZAEHB-Linie liegt, existiert dieses enge Doppelsternsystem in dieser Form erst seit einigen Millionen Jahren, hat also erst vor kurzem die common envelope Phase beendet. Des Weiteren zeigt sich, dass PTF1301 sich im selben Bereich bezüglich Temperatur und Schwerebeschleunigung befindet wie die meisten anderen sdB Sterne in HW Vir Systemen.

Ebenso trugen wir die ermittelten Werte für die Heliumhäufigkeiten jedes Systems über die zugehörigen Temperaturen auf (Abb. 40). Zudem wurden die von Edelman (2003) beschriebenen Geraden, in deren Nähe sich die meisten heißen Unterzweige befinden. Selbiges gilt, wie gut in Abbildung 40 zu erkennen, auch für die meisten HW Vir Systeme, inklusive dem in dieser Arbeit untersuchten Doppelstern.

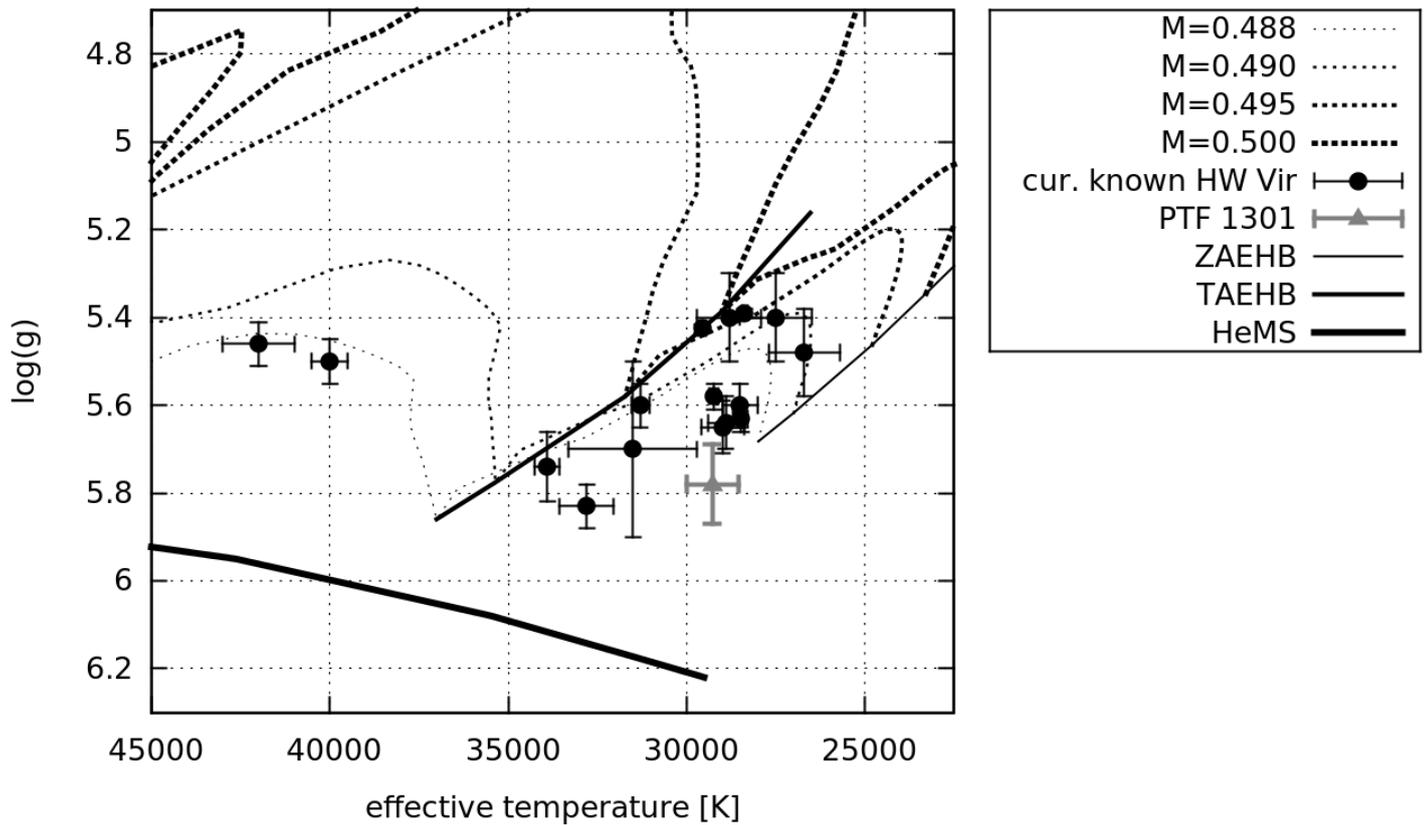


Abbildung 39: Position von PTF 1301 (graues Dreieck) in einem  $T_{eff}$ - $\log(g)$ -Diagramm. Als Vergleichsreferenz sind die bisher bekannten HW-Vir-Systeme eingetragen (siehe Tabelle 10) Die eingetragenen Fehler sind dabei die statistischen Fehler, die tatsächlichen dürften etwa doppelt so groß sein. Ebenfalls im Diagramm eingetragen ist die Helium Hauptreihe (HeMS), zero-age (ZAEHB) und terminal-age extreme horizontal branch (TAEHB) sowie Sternentwicklungsmodelle für verschiedene Sternmassen (Dorman et al., 1993)

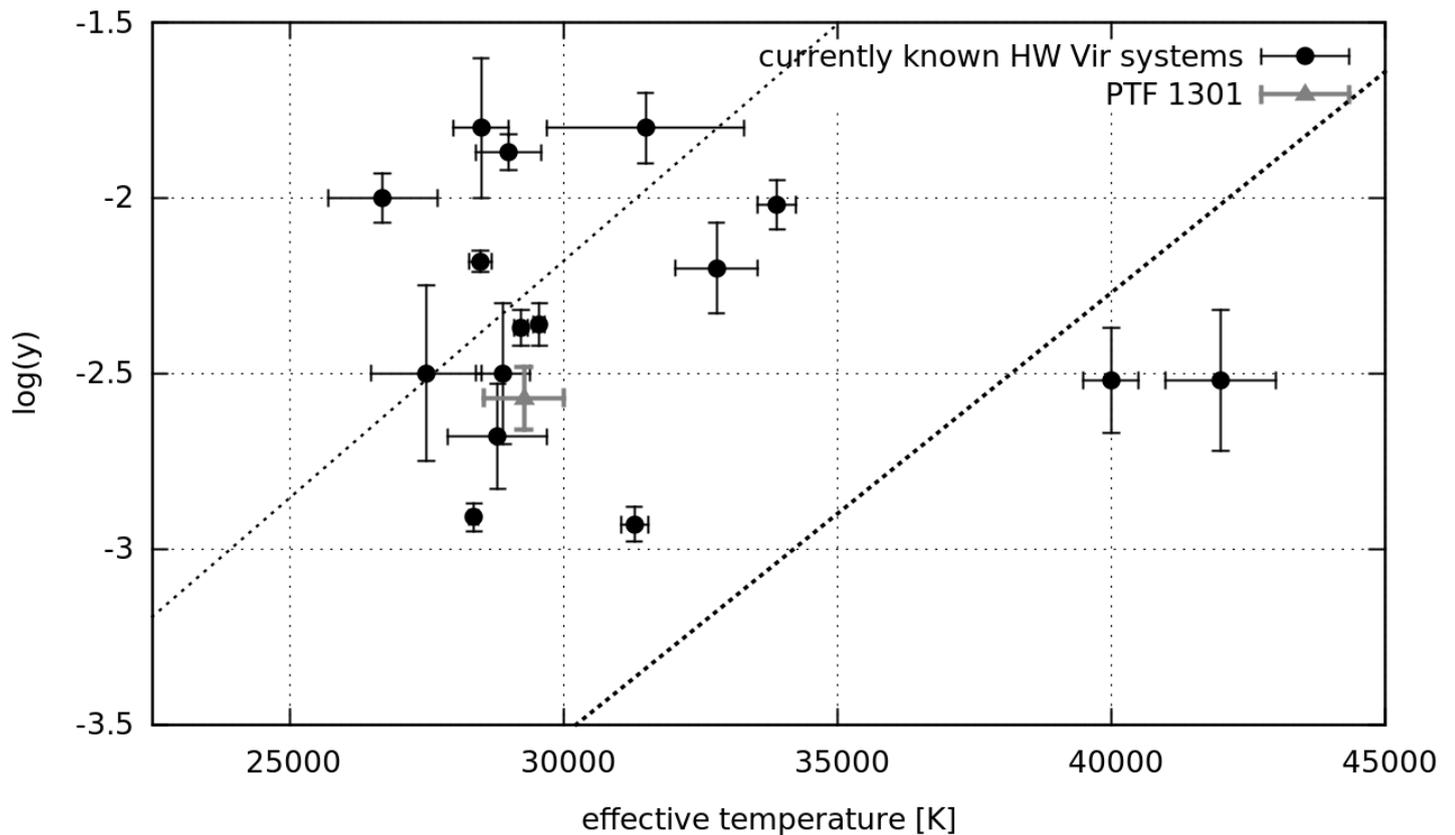


Abbildung 40: Position von PTF 1301 (graues Dreieck) in einem  $T_{eff}$ - $\log(y)$ -Diagramm. Auch hier sind die 17 bisher bekannten HW-Vir-Systeme zum Vergleich mit den zugehörigen statistischen Fehlern eingetragen. Die meisten sdB-Sterne liegen dabei in der Nähe der oberen Geraden mit  $\log(y) = -3.53 + 1.35 \cdot \left(\frac{T_{eff}}{10^4[K]} - 2.00\right)$ . Der Heliumgehalt einiger heißer Unterzweige des Spektraltyps B werden aber durch die untere Gerade  $\log(y) = -4.79 + 1.26 \cdot \left(\frac{T_{eff}}{10^4[K]} - 2.00\right)$  beschrieben (Edelmann, 2003)

## 5.4 Lichtkurvenanalyse

Für die photometrische Analyse hatten wir drei verschiedene, simultan mit ULTRACAM aufgenommene Lichtkurven zur Verfügung, die mit drei in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen sensitiven Filtern generiert wurden. Die für die Lichtkurven verwendeten Filter besaßen ihre zentralen Wellenlängen im blauen, im roten und im grünen Spektralbereich (siehe Kapitel 5.2.). Alle drei Lichtkurven weisen einen deutlichen Reflektionseffekt und zwei Bedeckungen, ein starkes Primär- und ein deutlich schwächeres Sekundärminimum, auf. Zur Auswertung der photometrischen Daten wurde das Programm MORO (Drechsel et al., 1995) benutzt.

Als erstes bestimmten wir mit Gnuplot die genaue Lage des Primärminimums, damit Aussagen über die Ephemeride getroffen werden konnten, unter Verwendung eines Gaußfits an die jeweilige Lichtkurve. Anschließend phasten wir die drei Lichtkurven und normierten sie, indem wir den Wert jeder Lichtkurve zur Phase  $\Phi = 0.25$  gleich 1 setzten (siehe Abbildung 41, links). Für die Analyse mit MORO musste zusätzlich die Anordnung der Lichtkurve verändert werden: während bei der Aufnahme mit ULTRACAM das Primärminimum im Zentrum bei  $\Phi = 0$  steht und das Sekundärminimum aufgesplittet wurde, benötigt MORO die Bedeckung des Begleiters durch die Primärkomponente im Zentrum bei einer Phase von 0.5, sodass das Primärminimum sich bei Phase 0 und 1 befindet, also aufgeteilt wurde. Das Ergebnis wurde im rechten Teil der Abbildung 41 festgehalten. Dabei zeigte sich auch, dass der blaue Kanal kein gut ausgebildetes Sekundärminimum aufweist und wir deshalb, auch wenn das Primärminimum sehr gut getroffen wurde, die blauen Daten für die Lichtkurvenanalyse nicht verwenden konnten.

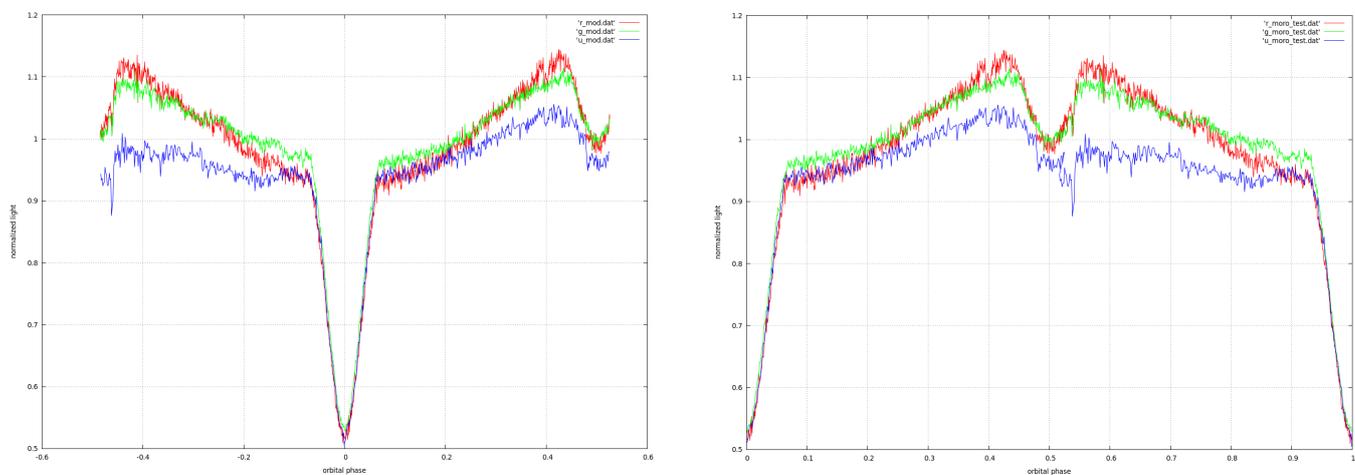


Abbildung 41: Links: Original aufgenommene Lichtkurve von PTF 1301. Rechts: Modifizierte Lichtkurve wie MORO sie benötigt. Dabei muss das Sekundärminimum genau bei der halben Periode des Doppelsternsystems liegen, das Primärminimum ist in zwei Hälften aufgeteilt.

Wie schon an vorangegangener Stelle beschrieben, verwendet MORO für die Bestimmung der Parameter den Wilson-Devinney-Mode, der über  $12 + 5n$  freie Parameter verfügt. Da im Falle dieser Arbeit zwei Lichtkurven simultan gefittet werden sollen, liegen dem Programm somit 22 freie, teilweise korrelierende Parameter vor - zu viele, als dass immer eine korrekte Lösung gefunden werden könnte. Deswegen ist es ratsam, einige Werte aus der Literatur und aus der vorangegan-

genen Spektroskopie zu übernehmen. Im Falle dieser Arbeit ist dies für zehn Parameter möglich, die im Folgenden kurz beschrieben werden sollen.

Die Werte für die Gravitationsverdunklungsexponenten für den Primärstern  $g_1$  und seinen Begleiter  $g_2$  konnten aus der Fachliteratur rezipiert werden. Da der sdB Stern eine radiative Hülle besitzt, kann der Gravitationsverdunklungsexponent  $g_1 = 1$  gesetzt werden (von Zeipel, 1924). Der Begleiter ist dagegen ein massearmer Hauptreihenstern und besitzt deswegen in den äußeren Schichten eine große Konvektionszone, weshalb wir für den Sekundärstern nach Lucy (1967)  $g_2 = 0.32$  annehmen können. Die Effektivtemperatur des sdB Sterns hatten wir dagegen bereits in der Spektralanalyse bestimmt und konnten den dabei erhaltenen Wert für die photometrische Analyse übernehmen. Die Albedo des heißen Unterzwerges  $A_1$  wurde auf 1 gesetzt, da bisher mit MORO untersuchte HW Vir immer Ergebnisse um diesen Wert aufwies (z.B. Schaffenroth et al., 2014b). Aufgrund der niedrigen Oberflächentemperatur eines M-Sterns und der starken Korrelation zwischen Temperatur und Leuchtkraft ( $L \propto T_{eff}^4$ ), ist der vom Begleiter auf den Primärstern ausgeübte Strahlungsdruck  $\delta_2$  vernachlässigbar klein, er wurde von uns auf Null gesetzt.

Bei dem hier benutzten Programmmodus 2, der für getrennte und halbgetrennte Systeme geeignet ist, geht MORO von einem Zusammenhang zwischen der Effektivtemperatur des Begleiters und seiner Leuchtkraft aus;  $L_2$  und  $T_{eff,sec}$  sind also gekoppelt. Dementsprechend muss für den M-Stern ein Wert festgesetzt werden. Aufgrund der Masse-Leuchtkraftbeziehung ist die Leuchtkraft des Begleiters als sehr klein anzunehmen - wir setzten  $L_2$  auf ein Zehntausendstel der Sonnenleuchtkraft fest. Der Randverdunklungskoeffizient des heißen Unterzwergs wurde durch Interpolation der zugehörigen Werte aus der Tabelle von Wade & Rucinski (1985) gewonnen und bei  $x_1 = 0.190$  fixiert. Ferner überprüften wir durch das Setzen verschiedenster Parameter, ob es Anzeichen für eine weitere, dritte Lichtquelle bei PTF1301 gibt. Dies war bei keiner einzigen Fit der Fall, folglich nahmen wir  $l_3 = 0$  an. Für die genaue Ermittlung der Fitfunktion benötigt MORO zusätzlich die Position der zentralen Wellenlänge der verwendeten Filter. Deren Werte wurden bereits in Kapitel 5.2. genannt und sind nochmals in Tabelle 8 zu finden. Insgesamt wurde die Zahl der freien Parameter durch die Verwendung von Literaturwerten und Ergebnissen der Spektralanalyse fast halbiert.

Wegen der zunächst sehr inhomogenen Ergebnisse aus der Analyse der Palomar DBSP Spektren wurde ein sehr großer Bereich potentiell möglicher Massenverhältnisse untersucht. Dabei zeigte sich, dass der Begleiter für  $q \leq 0.13$  seine Rochegrenze erreicht, womit eine untere Grenze für das Massenverhältnis gefunden werden konnte. Dementsprechend untersuchten wir die darüber liegenden Bereiche bis  $q = 0.30$ . Dieses Intervall wurde in Schritten der Größe 0.01 durchfahren und jeder Wert des Massenverhältnisses wurde während der Variation der Startwerte der anderen freien Parameter fixiert. So entstanden für jedes Massenverhältnis 300 verschiedene Fits der beiden Lichtkurven. In diesen suchten wir dann nach den Lösungen mit den kleinsten Standardabweichungen  $\sigma_{fit}(x)$ , indem wir mit Hilfe eines Python-Skripts die Standardabweichungen jedes Fits uns haben auslesen und dann ordnen lassen. Bei der Überprüfung der Ergebnisse zeigten sowohl die grüne als auch die rote Lichtkurve Asymmetrien in ihren Verläufen, die auf Unzulänglichkeiten bei der Airmass-Korrektur hindeuten. Besonders der linke Flügel war davon betroffen. Zudem sind an manchen Stellen kurzperiodische Schwankungen zu sehen, sie könnten auf Pulsationen des sdB Sterns hindeuten. Da MORO Asymmetrien beim Fit nicht berücksichtigen kann, zeigten sich an manchen Stellen des Verlaufs zwischen Sekundär- und Primärminimum deutlich sichtbare Abweichungen der Messpunkte von der Fitfunktion. Aus diesem Grund erfolgte der Fit für alle Massenverhältnisse erneut, diesmal jedoch wurde das Intervall zwischen den Phasen 0 und 0.5 doppelt so stark gewichtet wie die andere Hälfte. Die Ergebnisse verdeutlichten die Richtigkeit

dieses Vorgehens: die Standardabweichung fiel bei der neuen Gewichtung der Lichtkurve geringer aus als zuvor. Um den Fit mit der kleinsten Standardabweichung auszumachen, verwendeten wir auch hier wieder das Python Skript.

Dank der neuen, am Keck-Observatorium aufgenommenen Spektren, war eine deutliche engere Eingrenzung des zu untersuchenden Bereichs auf ein Massenverhältnis von  $q = 0.238 \pm 0.006$  möglich. Dementsprechend wurde in den gelisteten Ergebnisse nach den kleinsten Sigawerten für  $q = 0.24$  gesucht und die fünf kleinsten ausgewählt. Die daraus resultierenden Parameter wurden gemittelt und der zugehörige Standardfehler berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 zu finden, die gefitteten Lichtkurven des Bestfits für  $q = 0.24$  sind in den Abbildungen 42 für den grünen Kanal und in Abbildung 43 für den roten Kanal dargestellt.

Tabelle 8: Ergebnisse der mit MORO (Drechsel et al., 1995) durchgeführten Lichtkurvenanalyse für  $q=0.24$

festgesetzte Parameter			
Gravitationsverdunklungsexponent	$g_1$		1.000
	$g_2$		0.320
Effektivtemperatur Primärkomponente	$T_{eff,prim}$	[K]	28600
Bolometrische Albedo	$A_1$		1.000
Strahlungsdruckverformung	$\delta_2$		0.000
Leuchtkraft	$L_2$	$[L_\odot]$	0.0001
Randverdunklungskoeffizient	$x_1^a$		0.190
Offset durch weiteren Begleiter	$l_3^b$		0.000
	$\lambda_{green}^c$	[mm]	0.4285
Zentrale Wellenlänge	$\lambda_{red}^c$	[mm]	0.6261
gefittete Parameter			
Inkination	$i$	[°]	$79.88 \pm 0.13$
Effektivtemperatur Begleiter	$T_{eff,sec}$	[K]	$2705 \pm 680$
Bolomerische Albedo	$A_2$		$1.47 \pm 0.34$
Roche-Potential	$\Omega_1$		$4.24 \pm 0.17$
	$\Omega_2$		$2.51 \pm 0.02$
Strahlungsdruckverformung	$\delta_1$		$0.003 \pm 0.004$
	$L_1(\lambda_1)$	$[L_\odot]$	$12.214 \pm 0.015$
	$L_1(\lambda_2)$		$11.927 \pm 0.018$
Relative Luminosität	$\frac{L_1}{L_1+L_2}^d$		$0.99943 \pm 0.00032$
Randverdunklungskoeffizient	$x_2^d(\lambda_1)$		$0.34 \pm 0.29$
	$x_2^d(\lambda_2)$		$0.34 \pm 0.29$

Tabelle 8: (Fortsetzung)

Roche Radien			
	$r_{1,pole}$	[a]	$0.2447 \pm 0.0009$
	$r_{1,point}$	[a]	$0.2487 \pm 0.0009$
	$r_{1,side}$	[a]	$0.2470 \pm 0.0009$
	$r_{1,back}$	[a]	$0.2482 \pm 0.0009$
	$r_{2,pole}$	[a]	$0.2086 \pm 0.0019$
	$r_{2,point}$	[a]	$0.229 \pm 0.014$
	$r_{2,side}$	[a]	$0.2136 \pm 0.0021$
	$r_{2,back}$	[a]	$0.225 \pm 0.005$

Bemerkungen:

- <sup>a</sup> Wert gemäß Wade & Rucinski (1985)
- <sup>b</sup> Bei ersten Probestarts mit verschiedenen Parametern war der für eine dritte Lichtquelle erhaltene Wert vernachlässigbar klein.
- <sup>c</sup> Zentrale Wellenlänge der bei ULTRACAM verwendeten Filter.<sup>30</sup>
- <sup>d</sup>  $L_2$  ist kein freier Parameter per se, sondern wird vielmehr durch  $T_{eff,sec}$  und  $r_2$  neu bestimmt. Die Fehlerrechnung erfolgte mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung.

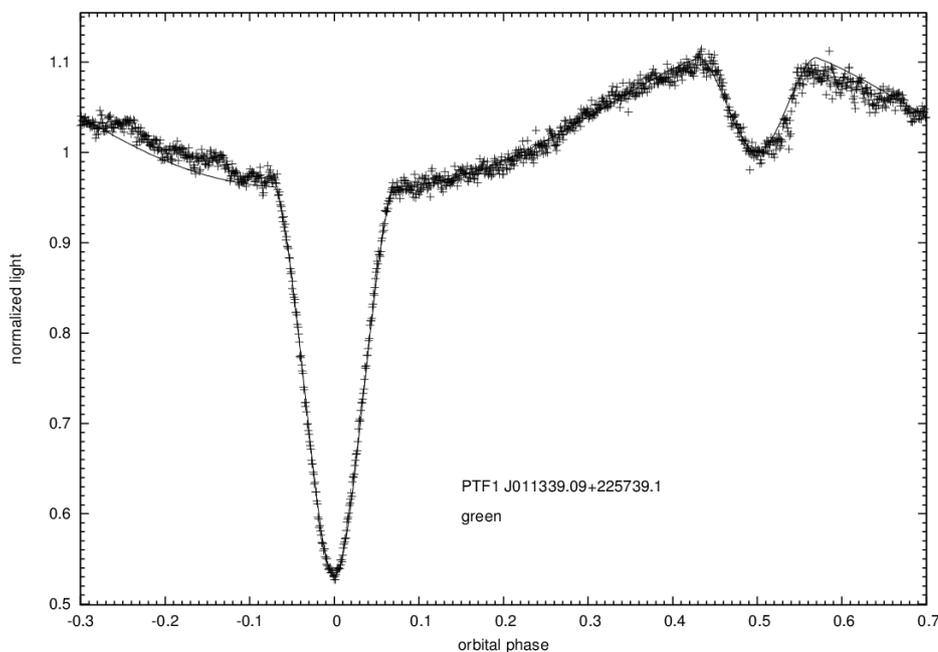


Abbildung 42: ULTRACAM Lichtkurve (grüner Kanal) von PTF1301. Das Primärminimum befindet sich bei  $\Phi = 0$ , das Sekundärminimum bei  $\Phi = 0.5$ .

<sup>30</sup><http://www.vikdhillon.staff.shef.ac.uk/ultracam/>; Stand: 16.05.16

Die von MORO berechneten Werte liegen fast alle im Bereich des zu Erwartenden, der Inklinationwinkel besitzt aufgrund der Bedeckung einen großen, sehr genau bestimmbareren Wert von  $i = 79.88 \pm 0.13^\circ$ , die Temperatur des M-Sterns liegt im für massearme Hauptreihensterne üblichen Fenster, die Leuchtkraft des heißen Untergirges beträgt in den untersuchten Bereichen etwa das Zwölfache der Sonne und die Auswirkungen der Strahlungsdruckverformung bleiben überschaubar. Ungewöhnlich scheint dagegen der hohe Albedowert des Begleitsterns: wir erhalten mit  $A_2 = 1.47$  einen Wert deutlich oberhalb von 1. Dieser Umstand kann jedoch darauf zurückgeführt werden, dass das verwendete Konzept der Reflektion hier nicht weit genug greift und die auf den Begleiter einfallende Strahlung komplexe Vorgänge in dessen Atmosphäre verursacht, die ebenfalls berücksichtigt werden müssten (siehe (Schaffenroth et al., 2013) und (Schindewolf et al., 2015)).

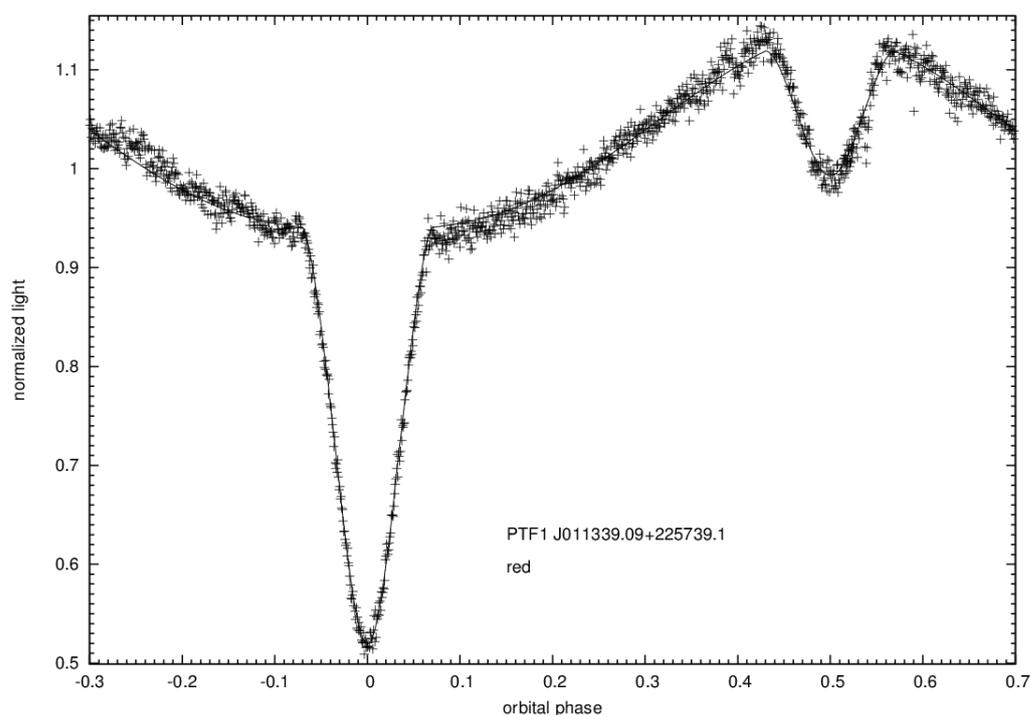


Abbildung 43: ULTRACAM Lichtkurve (roter Kanal) und Fitkurve von PTF1301. Im Gegensatz zur Kurve des grünen Kanals treten im roten deutlich kleinere Abweichungen auf.

Die Ergebnisse für die Rocheradien, ebenfalls in Tabelle 8 zu finden, zeigen, dass der Primärstern weit von seiner Rochegrenze entfernt ist, er weist eine nahezu perfekte Kugelform auf. Anders sieht es dagegen bei seinem Begleiter aus: der M-Zwerg füllt einen deutlich größeren Teil seines Rochevolumens aus und weist leichte ellipsoidale Verformungen in Richtung des inneren Lagrangepunktes  $L_1$  auf (siehe Werte Tabelle 8 und Abbildung 44). Das Doppelsternsystem PTF1301 kann dennoch den getrennten Systemen zugeordnet, da der Begleiter den inneren Lagrangepunkt nicht berührt.

Mit Hilfe der Inklination und der in der quantitativen Spektralanalyse gewonnenen Werte konnte auch die Separation  $a$  des Doppelsternsystems zu  $a = \frac{K_1 P}{2\pi} \frac{M_1 + M_2}{M_2 \sin i} = 0.7226 \pm 0.0018$  berechnet werden. Der Fehler wurde mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ermittelt. Ebenfalls lassen sich unter Verwendung der mittleren Rocheradien und der Separation die Sternradien der

beiden Doppelsternkomponenten berechnen. Es ergab sich für den sdB Stern ein Radius von  $R_{sdB} = 0.1786 \pm 0.0014 R_{\odot}$ , der Radius des M-Sterns ließ sich auf  $R_{comp} = 0.158 \pm 0.09 R_{\odot}$  bestimmen. Damit sind beide Sterne beinahe gleich groß, weisen jedoch deutliche Massenunterschiede auf.

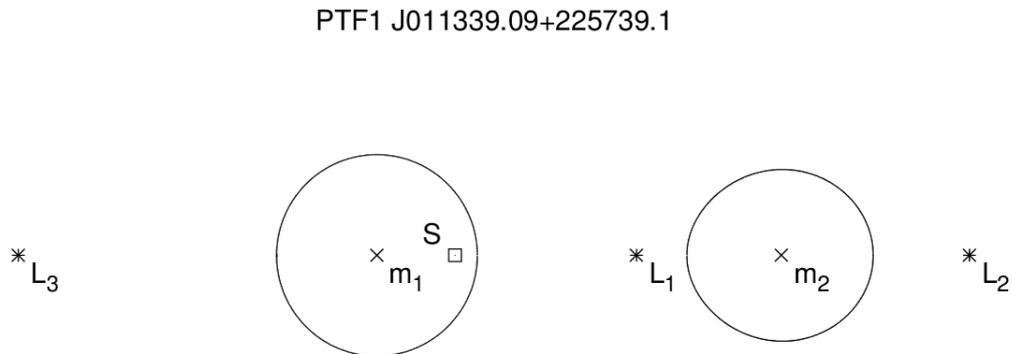


Abbildung 44: Skizze der aus der Lichtkurvenanalyse mit MORO erhaltenen Sterngeometrie. Die drei Lagrangepunkte und das Baryzentrum wurden ebenfalls eingetragen. Während der Primärstern kugelförmig erscheint, weist der Begleiter Verformungen auf.

## 6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die spektroskopische wie auch die photometrische Analyse stützten den anfänglichen Verdacht, dass es sich bei PTF1301 um einen bedeckenden, sehr engen Doppelstern bestehend aus einem heißen Unterzweig mit einer Effektivtemperatur von 29280 K und einer Schwerebeschleunigung von 5.78 dex und einem kühlen Hauptreihenstern der Spektralklasse M, also ein HW Vir System handelt. Damit ist PTF1301 zweifelsfrei das achtzehnte bekannte HW Vir System. Der M-Zwerg besitzt eine Temperatur von ungefähr 2800K, seine Masse konnten wir sehr genau bestimmen: sie beträgt  $M_2 = 0.1119 \pm 0.0030$  Sonnenmassen und liegt damit im unteren Bereich der im Intervall von 0.08 bis ungefähr 0.4 Sonnenmassen liegenden M-Sternsequenz. Die Periode konnten wir äußerst exakt berechnen: sie belief sich auf  $P = 0.0933731 \pm 0.0000003$  d. Die Inklination besitzt, wie bei bedeckenden Systemen üblich, mit  $i = 79.88 \pm 0.13^\circ$  einen großen Wert und der Abstand der beiden Sterne beträgt weniger als einen Sonnenradius. Alle wichtigen Werte sind nochmals in Tabelle 9 zusammengefasst.

Tabelle 9: Aus Spektroskopie und Photometrie resultierende Werte für die Komponenten von PTF1301. Die Fehler der Radien und der Separation wurden mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung bestimmt.

<b>PTF1301</b>		
$K_1$	$[\frac{km}{s}]$	$74.2 \pm 1.7$
$i$	$[^\circ]$	$79.88 \pm 0.13$
$M_{sdB}$	$[M_\odot]$	0.47
$M_{comp}$	$[M_\odot]$	$0.1119 \pm 0.0030$
$a$	$[R_\odot]$	$0.7226 \pm 0.0018$
$R_{sdB}$	$[R_\odot]$	$0.1786 \pm 0.0014$
$R_{comp}$	$[R_\odot]$	$0.158 \pm 0.008$
$\log(g)$ (sdB, spec)	$[\frac{cm}{s^2}]$	$5.78 \pm 0.09$

## 7 Ausblick

Bereits in den letzten Jahren hat sich die Zahl der publizierten HW Vir Systeme vervielfacht: Waren 2010 erst sieben derartige Doppelsterne bekannt (For et al., 2010), so wurde mit dieser Arbeit bereits das achtzehnte HW Vir System beschrieben. Für die Entdeckung dieser Systeme wurden Daten aus den verschiedensten Projekten verwendet. Um mehr über die Eigenschaften von bedeckenden Doppelsternen mit einem heißen Unterzwerg als Primärstern und einem M-Zwerg als Begleiter herauszufinden, benötigt man jedoch eine deutlich größere Stichprobe von bedeckenden, engen Systemen. Wegweisend für die zukünftige Forschung könnte das OGLE-Projekt sein, bei dem insbesondere nach bedeckenden Doppelsternen mit einem sdB Stern als Primärstern Ausschau gehalten wird und in dessen Daten bereits sechsunddreißig potentielle HW Vir Kandidaten ausgemacht werden konnten ((Pietrukowicz et al., 2013) und (Soszyński et al., 2015)). Sollten sich alle Objekte tatsächlich als HW Vir Systeme entpuppen, würde dies eine Verdreifachung der bisher bekannten HW Vir darstellen. Um diese Systeme genauer untersuchen zu können, wurde das EREBOS-Projekt (Eclipsing Reflection Effect Binaries from the OGLE Survey) im Mai 2015 ins Leben gerufen, eine Kollaboration verschiedener Institutionen (u.a. ist die Universität Innsbruck daran beteiligt). Bereits in näherer Zukunft sollten die ersten Ergebnisse dieses Projektes publik gemacht werden.

Ebenfalls wird die Suche nach extrasolaren Planeten bei HW Vir Systemen voranschreiten. Mit Hilfe der Methode der „Eclipse Timing Variations“ gelang es bereits bei fünf der nun achtzehn bekannten HW Vir zirkumbinäre Planeten nachzuweisen (Heber, 2016). Ihre Zahl wird sich in Zukunft wohl deutlich vergrößern, zumal mit jedem Jahr weitere HW Vir Systeme entdeckt und beschrieben werden. Deshalb bietet sich ebenfalls für das in dieser Arbeit beschriebene Doppelsternsystem PTF1301 eine langfristig angelegte photometrische Beobachtungskampagne an, um nach Laufzeitvariationen des vom System ausgesendeten Lichtes, verursacht durch umkreisende Planeten, zu fahnden.

## 8 Anhang

Tabelle 10: In der folgenden Tabelle sind alle kurzperiodischen Doppelsternsysteme der post Common-Envelope-Phase (PCEBs) aufgelistet, die aus einem sdB-Stern und einem M-Zwerg (dM) oder braunen Zwerg (BD) bestehen. Ebenfalls in der Tabelle enthalten ist das in dieser Arbeit besprochene, neuentdeckte HW Vir System PTF 1301. Die angegebenen Fehler sind dabei statistischer Natur. Mit Berücksichtigung des systematischen Fehlers dürften die Fehler etwa doppelt so groß ausfallen.

Systemname	Periode [d]	$T_{eff}$ [K]	$\log(g [\frac{cm}{s^2}])$	$\log(y [\frac{n_{He}}{n_H}])$	Referenz
<b>Bisher bekannte HW Vir Systeme</b>					
NSVS 07826247	0.16177042	29230 $\pm$ 125	5.58 $\pm$ 0.03	-2.37 $\pm$ 0.05	1)
2M1938+4603	0.1257653	29564 $\pm$ 106	5.425 $\pm$ 0.009	-2.36 $\pm$ 0.06	2)
NY Vir	0.101015999	31300 $\pm$ 250	5.60 $\pm$ 0.05	-2.93 $\pm$ 0.05	3)
PTF1 J07245+1253	0.0998025	33900 $\pm$ 350	5.74 $\pm$ 0.08	-2.02 $\pm$ 0.07	4)
HS 0705+6700	0.095646644	28800 $\pm$ 900	5.40 $\pm$ 0.10	-2.68 $\pm$ 0.15	5)
HS 2231+2441	0.110588	28370 $\pm$ 80.0	5.39 $\pm$ 0.01	-2.91 $\pm$ 0.04	6)
HW Vir	0.116719599	28488 $\pm$ 208	5.63 $\pm$ 0.03	-2.18 $\pm$ 0.03	7), 8)
BUL-SC 16335	0.125050278	31500 $\pm$ 1800	5.70 $\pm$ 0.20	-1.80 $\pm$ 0.10	9), 10)
EC 10246-2707	0.118507994	28900 $\pm$ 500	5.64 $\pm$ 0.06	-2.50 $\pm$ 0.20	11)
SDSS J1922+372220	0.168876	27500 $\pm$ 1000	5.40 $\pm$ 0.10	-2.50 $\pm$ 0.25	12)
AA Dor	0.261539736	42000 $\pm$ 1000	5.46 $\pm$ 0.05	-2.52 $\pm$ 0.20	13), 14)
NSVS 14256825	0.11037	40000 $\pm$ 500	5.50 $\pm$ 0.05	-2.52 $\pm$ 0.15	15)
ASAS 10232	0.13927	28500 $\pm$ 500	5.60 $\pm$ 0.05	-1.80 $\pm$ 0.20	16)
SDSS J082053+000843	0.096	26700 $\pm$ 1000	5.48 $\pm$ 0.10	-2.00 $\pm$ 0.07	17)
SDSS J162256+473051	0.0696859	29000 $\pm$ 600	5.65 $\pm$ 0.06	-1.87 $\pm$ 0.05	18)
V2008-1753	0.065817833	32800 $\pm$ 750	5.83 $\pm$ 0.05	-2.20 $\pm$ 0.13	19)
VSX J075328+722424	0.2082535	26200	n. v.	n. v.	20)
<b>PTF1 J011339+225739</b>	<b>0.093348</b>	<b>28600<math>\pm</math>600</b>	<b>5.69<math>\pm</math>0.10</b>	<b>-2.21<math>\pm</math>0.09</b>	<b>this work</b>
<b>Bisher bekannte, nicht bedeckende PCEBs mit Reflektionseffekt</b>					
HS 2333+3927	0.1718023	36500 $\pm$ 1000	5.70 $\pm$ 0.10	-2.15 $\pm$ 0.15	21)
PHL 457	0.3131	26500 $\pm$ 500	5.38 $\pm$ 0.05	-2.54 $\pm$ 0.10	22), 41)
CPD-64 481	0.27726315	27500 $\pm$ 500	5.60 $\pm$ 0.05	-2.47 $\pm$ 0.03	22), 23)
HS2043+0615	0.30156	26157 $\pm$ 374	5.28 $\pm$ 0.05	-2.38 $\pm$ 0.07	24), 25)
V 1405 Ori	0.398	35100 $\pm$ 800	5.66 $\pm$ 0.11	-2.50 $\pm$ 0.20	25)
KBS 13	0.2923	29700 $\pm$ 100	5.70 $\pm$ 0.10	-1.70 $\pm$ 0.10	26)

Tabelle 10: (Fortsetzung)

GALEX J0321+4727	0.26584	29200 $\pm$ 300	5.50 $\pm$ 0.10	-2.60 $\pm$ 0.10	27)
J204613-045418	0.24311	31600 $\pm$ 600	5.55 $\pm$ 0.10	-3.00 $\pm$ 0.05	28)
BPS CS 22169-0001	0.1780	39300 $\pm$ 500	5.60 $\pm$ 0.05	-2.68 $\pm$ 0.18	23), 29)
PG 1017-086	0.073	30300 $\pm$ 80	5.61 $\pm$ 0.02	-2.80 $\pm$ 0.03	30)
PG 1329+159	0.249699	29100 $\pm$ 873	5.62 $\pm$ 0.1	-2.40 $\pm$ 0.1	31), 32)
PG 1438-029	0.336	27700 $\pm$ 1000	5.55 $\pm$ 0.15	-2.30 $\pm$ 0.15	33), 34)
HE 0230-4323	0.451	31552 $\pm$ 100	5.60 $\pm$ 0.02	-2.58 $\pm$ 0.04	23), 24), 35)
JL 82	0.7371	26500 $\pm$ 500	5.22 $\pm$ 0.10	-2.55 $\pm$ 0.10	23), 30), 35)
FBS 0117+396	0.252	28500 $\pm$ 500	5.42 $\pm$ 0.10	-3.05 $\pm$ 0.10	36)
UVEX J0328+5035	0.11017	28500	5.50	n. v.	37)
Feige 48	0.376	29500 $\pm$ 300	5.50 $\pm$ 0.05	-2.93 $\pm$ 0.05	38), 39)
KIC 11179657	0.3944769	26000 $\pm$ 800	5.14 $\pm$ 0.13	n. v.	40)
KIC 02991403	0.4430428	27300 $\pm$ 200	5.43 $\pm$ 0.03	n. v.	40)

Referenzen: 1) For et al. (2010), 2) Østensen et al. (2010a), 3) Vučković et al. (2007), 4) Schindewolf et al. (2015), 5) Drechsel et al. (2001), 6) Østensen et al. (2007), 7) Lee et al. (2009), 8) Wood & Saffer (1999), 9) Polubek et al. (2007), 10) Geier et al. (2014), 11) Barlow et al. (2013), 12) Schaffenroth (2015), 13) Rauch (2004), 14) Kudritzki et al. (1982), 15) Almeida et al. (2012), 16) Schaffenroth et al. (2013), 17) Geier et al. (2011c), 18) Schaffenroth et al. (2014b), 19) Schaffenroth et al. (2015), 20) Pribulla et al. (2013), 21) Heber et al. (2004), 22) Schaffenroth et al. (2014a), 23) Nagel (2012), 24) Lisker et al. (2005), 25) Geier et al. (2014), 26) Østensen et al. (2010b), 27) Kawka et al. (2010), 28) Geier et al. (2011b), 29) Geier et al. (2010), 30) Maxted et al. (2002), 31) Maxted et al. (2001), 32) Morales-Rueda et al. (2003), 33) Saffer et al. (1994), 34) Green et al. (2005), 35) Edelmann et al. (2005), 36) Østensen et al. (2013), 37) Kupfer et al. (2014), 38) Heber et al. (2000), 39) O’Toole & Heber (2006), 40) Kawaler et al. (2010), 41) Geier et al. (2013)

Electronic Log									
Date:	2014-12-23								
Telescope:	P200+OBSP								
Observer:	Bellini								
Comments:	Weather: lost 0.5 hr due to FLI crash. Later time to TCS crash Malfunctions: seeing 1.3-1.5 early, up to 3" later General: /lustre/PT/observation_date/variable/P200_20141223 Data set:								
Calibration									
Slit Mask:	0.5"								
Dichroic:	D55								
B Grating:	600/4000								
B Angle:	27d17'								
R Grating:	316/7500								
R Angle:	24d38.2'								
B focus:									
R focus:									
Name	Blue	Exptime	Red	Exptime	Comments				
bias	1-10	0	1-10	0					
HeNeAr									
Felr	11-12, 101-102	120	11-12, 104-105	0.4					
Hg	2 exp	1	2 exp	0.2	(if needed)				
Setup 2									
Slit Mask:	1.5"								
Dichroic:	D55								
B Grating:	600/4000								
B Angle:	27d17'								
R Grating:	316/7500								
R Angle:	24d38.2'								
B focus:									
R focus:									
Name	Blue	Exptime	Red	Exptime	Comments				
Incond.	10 exp	1.5	10 exp	0.8	(if needed)				
Dome	13-17, 96-100	40	13-17, 96-103	40	high lamps, blue 915, red 915-98 bad				
	31-34	400	31-34	400					
Flux Standard:	Feige 110	60	36-37, 56	60					
	Feige 34	60	82-83	60					
Targets:	1423s	35	35	300	UT 1:30 (sell pretty bright twilight, but red side may be usable)				
	1423v	40	40	120	UT 1:45				
	1421ad	41	41	120	UT 1:50				
	1421ac	42	42	300	UT 1:55				
	1423s	43	43	300	UT 2:03				
	1301t	44	44	300	UT 2:15				
	1401fp	45	45	120	fat fingered				
	1401fb	46	46	240	UT 2:30				
	1423s	47	47	300	UT 2:40				
	1301t	48	48	300					
	1401do	49	49	300					
	1405ah	50	50	300					
	1402aa	51	51	300					
	1301t	52	52	300	UT 3:20				
	1423s	53	53	300	UT 3:30				
	1423v	54	54	180					
	1423s	55	55	120					
	1421ad	57-66	57-66	180	UT 3:50-4:21				
	1301t	57-66							

Abbildung 45: Teil 1 des Beobachtungsprotokolls der ersten Beobachtungsnacht (23.12.14).

1423a	67	300	67	300	67	300	UT 4:25	
(PTF 14jpl)	69-71	600	69-71	600	69-71	600	last obs 4:50	
PTFS1406h	72	600	72	600				
J052657.67+114	73-75	600	73-75	600				
J054905.26+120	76-77	900	76-77	900				
J05400.41+131	78-79	600	78-79	600				
(PTF 14jhm)	80-81	900	80-81	900				
PTFS1412aa	84	600	84	600				
PTFS1312a	85	300	85	300				
1414q	86	120	86	120				
1414r	87	120	87	120				
1415z	88	120	88	120				
1416ac	89	120	89	120				
1416ab	90	120	90	120				
1416aa	91	120	91	120				
1414s	92	300	92	300				
1412ba	93	600	93	600				
1312e	94	300	94	300				
<b>Setup 2</b>								
<b>Slit Mask:</b>	<b>2.0"</b>							
<b>Dichroic:</b>	<b>D55</b>							
<b>B Grating:</b>	<b>600/4000</b>							
<b>B Angle:</b>	<b>27.417°</b>							
<b>R Grating:</b>	<b>318/7500</b>							
<b>R Angle:</b>	<b>24.538.2°</b>							
<b>B focus:</b>								
<b>R focus:</b>								
<b>Name</b>	<b>Blue</b>	<b>Exptime</b>	<b>Red</b>	<b>Exptime</b>	<b>Red</b>	<b>Exptime</b>	<b>Comments</b>	
<b>Flats:</b>								
Arcand:	10 exp	1.5	10 exp	0.8			(if needed)	
Domes	18-22	30	18-22	30			high lamps	
	23	30	23	30			no lamps	
	24	120	24	120			*	
	25	300	25	300			*	
	26	120	26	120			low lamps on	
	27-30	300	27-30	300			*	
<b>Flux Standards:</b>	<b>Flux 110</b>	<b>60</b>	<b>38-39</b>	<b>60</b>				
<b>Targets:</b>								

Abbildung 46: Teil 2 des Beobachtungsprotokolls der ersten Beobachtungsnacht (23.12.14).



Flats:	Incard.	10 exp	1.5	10 exp	0.8	(if needed)
Dome		25-34	40	25-34	40	
<b>Flux Standards:</b>	G191E2B	66-67	60	66-67	60	
Feige 34		93-94	60	93-94	60	
<b>Targets:</b>	PTFS1504a	57	300	57	300	UT 4:00
1505a		58	300	58	300	UT 4:10
1505b		59	600	59	600	UT 4:15
1303n		60	300	60	300	UT 4:35
1401lp		61	300	61	300	UT 4:45 (seeing lily)
1401dl		62	300	62	300	UT 4:55
1402aa		63	120	63	120	UT 5:00
1402ea		64	300	64	300	UT 5:10
1502a		65	300	65	300	UT 5:20
1405ah		70	300	70	300	UT 5:30
1303n		71	600	71	600	UT 4:50
		72	300	72	300	UT 6:15
1504a		73-74	300	73-74	300	UT 6:30
1406h		75	600	75	600	UT 6:40
1307k		76	600	76	600	UT 6:50
1502e		77	300	77	300	UT 7:25
1504a		78	300	78	300	UT 7:45
1505a		79	600	79	600	UT 8:05
1505b		80	900	80	900	UT 8:30
1307k		81	600	81	600	UT 9:45
1308ac		82	1200	82-83	600	UT 10:05
1504a		84	300	84	300	97 is bad on both sides
1307k		85	600	85	600	UT 12:00
1307k		89	600	89	600	UT 12:20
1511a		90	600	90	600	blue side may be mislabeled as 1314q
1310aj		91	300	91	300	
1313aa		92	600	92	600	
1311s		98	300	09	300	
1517a		104	300	104	300	
1516b		105	600	105	600	
1511a		106	600	106	600	
1313aa		107	600	107	600	
1414q		108	180	108	180	
1415z		109	180	109	180	
1416aa		110	180	110	180	
1416ab		111	180	111	180	
1416c		112	180	112	180	
1517a		113	300	113	300	UT 13:10
1516b		114	600	114	600	UT 13:15
1317ak		115	900	115	900	UT 13:30
1313aa		116	600	116	600	UT 13:50 (12 deg twlight)
<b>Setup 2</b>						
<b>Slit Mask:</b>	<b>2.0"</b>					
<b>Dichroic:</b>	D55					
<b>B Grating:</b>	600/4000					
<b>R Angle:</b>	27d17'					
<b>R Grating:</b>	318/7500					
<b>R Angle:</b>	24d38.2'					
<b>B focus:</b>						
<b>Flats:</b>	Name	Blue	Exptime	Red	Exptime	Comments
Dome	Incard.	10 exp	1.5	10 exp	0.8	(if needed)
		15-24	30	15-24	30	
<b>Flux Standards:</b>	G191E2B	66-69	60	66-69	60	
Feige 34		95-96	60	95-96	60	

Abbildung 48: Teil 2 des Beobachtungsprotokolls der zweiten Beobachtungsnacht (24.01.15).

Tempo:	PTFS 13011	46-53	180	46-53	180	UT 3:15-3:43 bad			
		54							
	PTFS 1303n	55	300	55	300	UT 3:45			
	1502a	56	300	56	300	UT 3:54			
	1309n	86-87	600	86-87	600				
	1308u	88	600	88	600				
	P-TF 156	99-100	600	99-100	600				
	1511a	101	600	101	600	UT 11:15 (meant to switch back to 1.5")			
	1312ap	102	600	102	600				
	1414s	103	600	103	600				

Abbildung 49: Teil 3 des Beobachtungsprotokolls der zweiten Beobachtungsnacht (24.01.15).

## Literaturverzeichnis

- Abt, H. A. 1983, *ARA&A*, 21, 343 [ADS]
- Almeida, L. A., Jablonski, F., Tello, J., et al. 2012, *MNRAS*, 423, 478 [ADS]
- Barlow, B. N., Kilkenny, D., Drechsel, H., et al. 2013, *MNRAS*, 430, 22 [ADS]
- Bloemen, S., Marsh, T. R., Østensen, R. H., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 1787 [ADS]
- Brassard, P., Fontaine, G., Billeres, M., et al. 2001, *ApJ*, 563, 1013 [ADS]
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. 2007, *An introduction to modern astrophysics*, Vol. 2 (Pearson International Edition)
- Catelan, M., & Smith, H. A. 2015, *Pulsating Stars* (Wiley-VCH)
- Chen, X., Han, Z., Deca, J., et al. 2013, *MNRAS*, 434, 186 [ADS]
- Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Stevenson, M. J., et al. 2007, *MNRAS*, 378, 825 [ADS]
- Dorman, B., Rood, R. T., & O'Connell, R. W. 1993, *APJ*, 419, 596 [ADS]
- Drechsel, H., Haas, S., Lorenz, R., et al. 1995, *A&A*, 294, 723 [ADS]
- Drechsel, H., Heber, U., Napiwotzki, R., et al. 2001, *A&A*, 379, 893 [ADS]
- Edelmann, H. 2003, PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg [LINK]
- Edelmann, H., Heber, U., Altmann, M., et al. 2005, *A&A*, 442, 1023 [ADS]
- Eggleton, P. 2006, *Evolutionary processes in binary and multiple stars*, Cambridge Astrophysics Series No. 40 (Cambridge University Press)
- Espinosa Lara, F., & Rieutord, M. 2012, *A&A*, 547, 32 [ADS]
- Ferguson, H. C., Davidsen, A. F., Kriss, G. A., et al. 1991, *APJ*, 382, 69 [ADS]
- For, B.-Q., Green, E. M., Fontaine, G., et al. 2010, *APJ*, 708, 253 [ADS]
- Geier, S. 2015a, *Sterne und Weltraum*, 38 [LINK]
- . 2015b, Seminar Doppelsterne und extrasolare Planeten, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
- Geier, S., Heber, U., Edelmann, H., et al. 2013, *A&A*, 557, 122 [ADS]
- Geier, S., Heber, U., Podsiadlowski, P., et al. 2010, *A&A*, 519, 25 [ADS]
- Geier, S., Hirsch, H., Tillich, A., et al. 2011a, *A&A*, 530, 28 [ADS]
- Geier, S., Kupfer, T., Heber, U., et al. 2015, *A&A*, 577, 26 [ADS]

- Geier, S., Maxted, P. F. L., Napiwotzki, R., et al. 2011b, *A&A*, 526, 39 [ADS]
- Geier, S., Østensen, R. H., Heber, U., et al. 2014, *A&A*, 562, 95 [ADS]
- Geier, S., Schaffenroth, V., Drechsel, H., et al. 2011c, *ApJ*, 731, 22 [ADS]
- Geier, S., Schaffenroth, V., Hirsch, H., et al. 2012, *AN*, 333, 431 [ADS]
- Gray, R. O., Graham, P. W., & Hoyt, S. R. 2001, *AJ*, 121, 2159 [ADS]
- Green, E. M., For, B.-Q., & Hyde, E. A. 2005, *ASPC*, 334, 363 [ADS]
- Groot, P. J. 2012, *ApJ*, 745, 55 [ADS]
- Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., et al. 2003, *MNRAS*, 341, 669 [ADS]
- Heber, U. 1986, *A&A*, 155, 33 [ADS]
- . 2009, *ARA&A*, 47, 211 [ADS]
- . 2016, *PASP*, 128, 966 [ADS]
- Heber, U., Drechsel, H., Østensen, R. H., et al. 2004, *A&A*, 420, 251 [ADS]
- Heber, U., Reid, I. N., & Werner, K. 2000, *A&A*, 363, 198 [ADS]
- Hilditch, R. W. 2001, *An introduction to close binary stars* (Cambridge University Press)
- Hirsch, H. 2009, PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg [LINK]
- Irrgang, A. 2014, PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg [LINK]
- Kallrath, J., & Linnell, A. P. 1987, *ApJ*, 313, 346 [ADS]
- Kawaler, S. D., Reed, M. D., Østensen, R. H., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 1509 [ADS]
- Kawka, A., Vennes, S., Németh, P., et al. 2010, *MNRAS*, 408, 992 [ADS]
- Kilkenny, D., Koen, C., O'Donoghue, D., et al. 1997, *MNRAS*, 285, 640 [ADS]
- Kruse, E., & Agol, E. 2014, *Science*, 344, 275 [ADS]
- Kudritzki, R. P., Simon, K. P., Lynas-Gray, A. E., et al. 1982, *A&A*, 106, 254 [ADS]
- Kupfer, T., Geier, S., Heber, U., et al. 2015, *A&A*, 576, 44 [ADS]
- Kupfer, T., Geier, S., McLeod, A., et al. 2014, *ASPC*, 481, 293 [ADS]
- Law, N. M., Kulkarni, S. R., Dekany, R. G., et al. 2009, *PASP*, 121, 1395 [ADS]
- Lee, J. W., Kim, S.-L., Kim, C.-H., et al. 2009, *AJ*, 137, 3181 [ADS]
- Lehmann, H., Southworth, J., Tkachenko, A., et al. 2013, *A&A*, 557, 79 [ADS]

- Liebert, J., & Wehrse, R. 1983, *A&A*, 122, 297 [ADS]
- Lisker, T., Heber, U., Napiwotzki, R., et al. 2005, *A&A*, 430, 223 [ADS]
- Loeb, A., & Gaudi, B. S. 2003, *ApJ*, 588, 117 [ADS]
- Lucy, L. B. 1967, *ZA*, 65, 89 [ADS]
- Maxted, P. F. L., Heber, U., Marsh, T. R., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 1391 [ADS]
- Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., Heber, U., et al. 2002, *MNRAS*, 333, 231 [ADS]
- Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., & North, R. C. 2000, *MNRAS*, 317, 41 [ADS]
- Morales-Rueda, L., Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., et al. 2003, *MNRAS*, 338, 752 [ADS]
- Nagel, K. 2012, Master's thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg [LINK]
- Napiwotzki, R., Koester, D., Nelemans, G., et al. 2002, *A&A*, 386, 957 [ADS]
- Napiwotzki, R., Yungelson, L., Nelemans, G., et al. 2004, *ASPC*, 318, 402 [ADS]
- O'Connell, R. W. 1999, *ARA&A*, 37, 603 [ADS]
- Oke, J. B., & Gunn, J. E. 1982, *PASP*, 94, 586 [ADS]
- Østensen, R. H., Geier, S., Schaffenroth, V., et al. 2013, *A&A*, 559, 35 [ADS]
- Østensen, R. H., Green, E. M., Bloemen, S., et al. 2010a, *MNRAS*, 408, 51 [ADS]
- Østensen, R. H., Oreiro, R., Drechsel, H., et al. 2007, *ASPC*, 372, 483 [ADS]
- Østensen, R. H., Silvotti, R., Charpinet, S., et al. 2010b, *MNRAS*, 409, 1470 [ADS]
- O'Toole, S. J., & Heber, U. 2006, *A&A*, 452, 579 [ADS]
- Pietrukowicz, P., Dziembowski, W. A., Mróz, P., et al. 2013, *ACA*, 63, 379 [ADS]
- Podsiadlowski, P., Han, Z., Lynas-Gray, A. E., et al. 2008, *ASPC*, 392, 15 [ADS]
- Politano, M., Taam, R. E., van der Sluys, M., et al. 2008, *ApJ*, 687, 99 [ADS]
- Polubek, G., Pigulski, A., Baran, A., et al. 2007, *ASPC*, 372, 487 [ADS]
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., et al. 1986, *Numerical Recipes - The Art of Scientific Computing*, Vol. 1 (Cambridge University Press)
- Pribulla, T., Dimitrov, D., Kjurkchieva, D., et al. 2013, *IBVS*, 6067, 1 [ADS]
- Rauch, T. 2004, *Ap&SS*, 291, 275 [ADS]
- Saffer, R. A., Bergeron, P., Koester, D., et al. 1994, *ApJ*, 432, 351 [ADS]
- Schaffenroth, V. 2015, PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg [LINK]

- Schaffenroth, V., Barlow, B. N., Drechsel, H., et al. 2015, *A&A*, 576, 123 [ADS]
- Schaffenroth, V., Classen, L., Nagel, K., et al. 2014a, *A&A*, 570, 70 [ADS]
- Schaffenroth, V., Geier, S., Drechsel, H., et al. 2013, *A&A*, 553, 18 [ADS]
- Schaffenroth, V., Geier, S., Heber, U., et al. 2014b, *A&A*, 564, 98 [ADS]
- Schindewolf, M., Levitan, D., Heber, U., et al. 2015, *A&A*, 580, 117 [ADS]
- Soszyński, I., Stepień, K., Pilecki, B., et al. 2015, *ACA*, 65, 39 [ADS]
- Stumpff, P. 1980, *A&AS*, 41, 1 [ADS]
- Sweigart, A. V. 1987, *ApJS*, 65, 95 [ADS]
- Voigt, H.-H. 2012, *Abriss der Astronomie*, Vol. 6 (Wiley-VHC)
- von Zeipel, H. 1924, *MNRAS*, 84, 665 [ADS]
- Vučković, M., Aerts, C., Østensen, R. H., et al. 2007, *A&A*, 471, 605 [ADS]
- Wade, R. A., & Horne, K. 1988, *ApJ*, 324, 411 [ADS]
- Wade, R. A., & Rucinski, S. M. 1985, *A&AS*, 60, 471 [ADS]
- Wilson, R. E., & Devinney, E. J. 1971, *ApJ*, 166, 605 [ADS]
- Wood, J. H., & Saffer, R. 1999, *MNRAS*, 305, 820 [ADS]

## 9 Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich noch bei all den Personen bedanken, die mir diese Arbeit ermöglicht und mich bei ihrer Umsetzung unterstützt haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt dabei **Prof. Dr. Ulrich Heber**, der mich mit seinen Vorlesungen für die Astrophysik begeistern konnte und mir dann dieses spannende Thema zur Bearbeitung anbot. Außerdem wusste ich, als ich dann mit dem Verfassen dieser Arbeit begann, seine stets offene Tür und die vielen guten Ratschläge sehr zu schätzen.

Ferner möchte ich **Dr. Andreas Irrgang** meinen Dank aussprechen, der mir insbesondere bei der langwierigen Spektralanalyse mit Rat und Tat zur Seite stand, aber auch bei anderen Fragen immer ein offenes Ohr hatte.

Ich danke auch **Markus Schindewolf** für die Einweisung in die Lichtkurvenanalyse und für die Unterstützung beim Umgang mit Python, **Dr. Marilyn Latour** und **David Schneider** für die oft lustige aber immer angenehme Arbeitsatmosphäre im Raum 1.105, **Dr. Thomas Kupfer** für Daten und die schnellen und ausführlichen Antworten per Mail sowie **Prof. Dr. Horst Drechsel** für die hilfreichen Fachgespräche im Umgang mit MORO.

Daneben möchte ich dem gesamten Team der Dr. Karl-Remeis-Sternwarte für die freundliche Aufnahme in ihren Kreis wie auch die vielen lustigen Feiern danken.

Zu guter Letzt gilt mein Dank meinen Freunden und meiner Familie; sie hatten immer Verständnis für meine sehr unorthodoxen Arbeitszeiten und haben mich im Laufe der gesamten Zeit unterstützt (auch durch das Korrekturlesen meiner Arbeit). Vielen Dank dafür!

## 10 Erklärung zur Hausarbeit gemäß §29 (Abs.6) LPOI

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Hausarbeit von mir selbstständig verfasst wurde und dass keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt wurden. Die Stellen der Arbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen sind, sind in jedem einzelnen Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht.

Erlangen, den 20. Juli 2016

Maximilian Wolz