

# Binäre sdB-Sterne mit substellaren Begleitern



Iris Nebula (NGC 7023)

1800 sec clear, 900 sec UVB each  
STL-11000M on 40cm MEADE  
Kühnel, Sagredo, Brüner, Wille  
2011/08/02 + 2011/08/03

Diplomarbeit  
von  
Patrick Brüner

Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg



ERLANGEN CENTRE  
FOR ASTROPARTICLE  
PHYSICS

Dr. Karl Remeis-Sternwarte Bamberg

Astronomisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

# Binäre sdB-Sterne mit substellaren Begleitern

## DIPLOMARBEIT

von

Patrick Brünner

in

Bamberg, Deutschland

Geschrieben an der

Dr. Karl Remeis-Sternwarte Bamberg

(Astronomisches Institut der Universität Erlangen Nürnberg)

Sternwartstraße 7, 96049 Bamberg

Betreut von

Prof. Dr. Ulrich Heber

April 2012

**Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg**



ERLANGEN CENTRE  
FOR ASTROPARTICLE  
PHYSICS



## Zusammenfassung

Seit vor über 20 Jahren die ersten Planeten außerhalb unseres Sonnensystems, die so genannten extrasolaren Planeten (kurz Exoplaneten), entdeckt wurden, ist die Zahl neuer Entdeckungen erst in den letzten Jahren bis heute rapide auf über 700 nachgewiesenen Exoplaneten angestiegen. Der größte Teil dieser entdeckten Planeten sind heiße, jupiterähnliche Gasriesen, die hauptsächlich aus Wasserstoff und Helium bestehen. Die meisten Exoplaneten um entfernte Sterne kann man nur indirekt nachweisen und bedient dabei sich Methoden, die den Einfluss der Exoplaneten auf ihr Zentralgestirn detektieren. Die zwei bis heute erfolgreichsten Methoden zum Nachweis von Begleitern um Sterne sind einerseits die Transitmethode und andererseits die Radialgeschwindigkeitsmethode. Lange war die Entstehung von blauen unterleuchtkräftigen Sternen, die man als 'hot subdwarf' bezeichnet, ein Rätsel, das bis heute noch nicht gänzlich gelöst ist. Diese heißen Unterzwerge, deren Population sich nach ihrer Spektralklasse nach in 'subdwarf'-O- (sdO) und 'subdwarf'-B-Sterne (sdB) unterteilt, haben während ihrer Entwicklung während der Roten Riesen-Phase beinahe ihre komplette Wasserstoffhülle verloren. Die Prozesse, die zu einem so gewaltigen Masseverlust geführt haben und einen nackten, im Kern heliumfusionierenden Stern übrig ließen, sind Gegenstand aktueller Forschung. Diesen, erstmals in den 1950er entdeckten Sternen, wurde anfangs wenig Aufmerksamkeit gewidmet. Im Zuge der Suche nach radialgeschwindigkeitsvariablen Sternen, um die Planeten kreisen, entdeckte man ebenfalls um 'hot subdwarfs' substellare Begleiter, wie Gasriesen oder Braune Zwerge. Weder Gasplanet noch Stern, bilden Braune Zwerge eine Zwischenform, von denen noch nicht viele um sdB- oder sdO-Sternen entdeckt wurden. Dass einige 'hot subdwarfs' substellare Begleiter besitzen, die nicht durch das Aufblähen des Sterns verdampft sind, eröffnete interessante Möglichkeiten zur Erklärung des Hüllenverlustes während der Roten Riesen-Phase eines Sterns.

Das zentrale Anliegen dieser Arbeit ist die Analyse der Radialgeschwindigkeitsvariationen von sdB-Sternen, die durch substellare Begleiter, wie Braunen Zwergen, verursacht werden. So werden nicht nur verschiedene Szenarien vorgestellt, die zum Abwurf der Wasserstoffhülle eines 'subdwarf'-Vorläufers führen

könnten, sondern es werden auch photosphärische Effekte der sdB-Sterne untersucht und Einflüsse der substellaren Begleiter diskutiert, die sich im Licht des Sterns bemerkbar machen. Da die elektromagnetischen Lichtwellen eines Sterns so ziemlich die einzige Informationsquelle darstellt, die Astronomen zu Verfügung steht, ist es von großer Bedeutung, diese genau zu untersuchen. Die optimierte Auswertung von Spektren, die moderne hochauflösende Spektrographen liefern und z.B. am 'Very Large Telescope' der ESO eingesetzt werden, liefert tiefe Einblicke in die Natur des Lichts und dessen beinhaltende Informationen und damit auch der Arbeit zugrunde gesetzte Fragestellung.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>I</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Historischer Hintergrund . . . . .	1
1.2 Entstehung von Hot Subdwarfs . . . . .	3
1.2.1 Eigenschaften der sdB- & sdO-Sterne . . . . .	3
1.2.2 Entwicklung der Subdwarfs . . . . .	5
1.3 Szenarien des Hüllenabwurfs . . . . .	6
1.3.1 Einzelsternszenarien . . . . .	6
1.3.2 Enges Doppelsternszenario . . . . .	7
1.3.3 Substellare Begleiter . . . . .	13
1.3.4 Reflexionseffekt . . . . .	17
1.4 Ziel der Untersuchung . . . . .	19
<b>2 Spektroskopie</b>	<b>20</b>
2.1 Thermische Linienverbreiterung . . . . .	22
2.2 Druckverbreiterung . . . . .	26
2.3 Turbulente Verbreiterung . . . . .	28
2.4 Zeeman-Effekt . . . . .	30
2.5 Rotationsverbreiterung . . . . .	30
2.6 Rossiter-McLaughlin-Effekt . . . . .	32
<b>3 Instrumente</b>	<b>36</b>
3.1 Echelle Spectrograph . . . . .	38
3.2 FEROS Spectrograph . . . . .	40
3.3 UVES Spectrograph . . . . .	41
3.4 Cassegrain TWIN-Spectrograph . . . . .	43
<b>4 Spektrenreduktion</b>	<b>47</b>
4.1 Datenreduktion mit MIDAS . . . . .	47
4.2 Spektrenmanipulation, Parameterbestimmung und Coaddition mit SPAS . . . . .	52
4.3 Spektren-Coaddition mit ISIS . . . . .	55
4.4 Problemspektren . . . . .	60
4.5 Radialgeschwindigkeitskurve und Massenbestimmung . . . . .	64
<b>5 Untersuchte Systeme</b>	<b>66</b>
5.1 SdB CPD-64°481 . . . . .	66

5.2	SDSS J082053.53+000843.4 . . . . .	72
5.3	Trailing des Braunen Zwerg-Begleiters von J082053 . . . . .	86
5.4	SDSS J012022.94+395059.4 . . . . .	90
5.5	SDSS J192059.77+372220.0 . . . . .	93
5.6	Diskussion der Messergebnisse . . . . .	96
<b>6</b>	<b>Resumee und Ausblick</b>	<b>98</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>103</b>
7.1	Linienliste des sdB-Sterns CPD-64°481 . . . . .	103
7.2	Spektrum des sdB-Sterns CPD-64°481 . . . . .	112





# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Historischer Hintergrund

Heiße Unterzwerge (Hot Subdwarfs) wurden erstmals in den 1950er Jahren entdeckt. Sargent und Searle bezeichneten sie 1968 als unterleuchtkräftige Zwergsterne, 'Hot Subdwarfs', mit stark verbreiterten Balmerlinien. Erst nach 6 Jahren wurden sie 1974 von Greenstein & Sargent klassifiziert und ihre Position nach Bestimmung der stellaren Parameter im Hertzsprung-Russell-Diagramm eingetragen. Diese heißen Unterzwerge befinden sich auf dem extremen Horizontalast (EHB) im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD) (siehe Abbildung 1.1), der die Erweiterung des Horizontalastes (HB) in dem heißeren, blauen Bereich darstellt. Da zu dieser Zeit die Beobachtungen und die Instrumente nicht hinreichend genau waren, blieb die Anzahl solcher Objekte relativ klein. Erst mit der Palomar-Green-Durchmusterung in den 1980er Jahren wurden zahlreiche neue Kandidaten für heiße Unterzwerge entdeckt (Green et al., 1986). Es zeigte sich, dass die 'Hot Subdwarfs' häufiger sind als alle anderen leuchtschwachen, blauen Objekte in hoher galaktischer Breite bis zu einer Grenzhelligkeit von  $B = 18$  mag (inklusive der Weißen Zwerge).

Durch neue Beobachtungen im ultravioletten Bereich des Lichts ergab sich eine überraschende Entdeckung. Elliptische Galaxien, die eine alte Sternpopulation besitzen (O'Connell, 1999), zeigten eine unerwartet hohe UV-Emission, den sogenannten UV-Exzess (Yi, 2008). Bisher dachte man, dass der ultraviolette Anteil des Lichts von heißen jungen Sternen herrührt, doch da es sich bei elliptischen Galaxien um eine sehr alte Sternpopulation handelt, dürften solche Sterne nicht mehr existieren. Die Entwicklungsmodelle wurden daher für kurze Zeit in Frage gestellt, bis eine Erklärung durch 'Hot Subdwarfs' gefunden wurde. Die Häufigkeit und das Alter der Subdwarfs erklärt den UV-Exzess in elliptischen

Galaxien (Brown et al. (1997); Brown et al. (2000)).

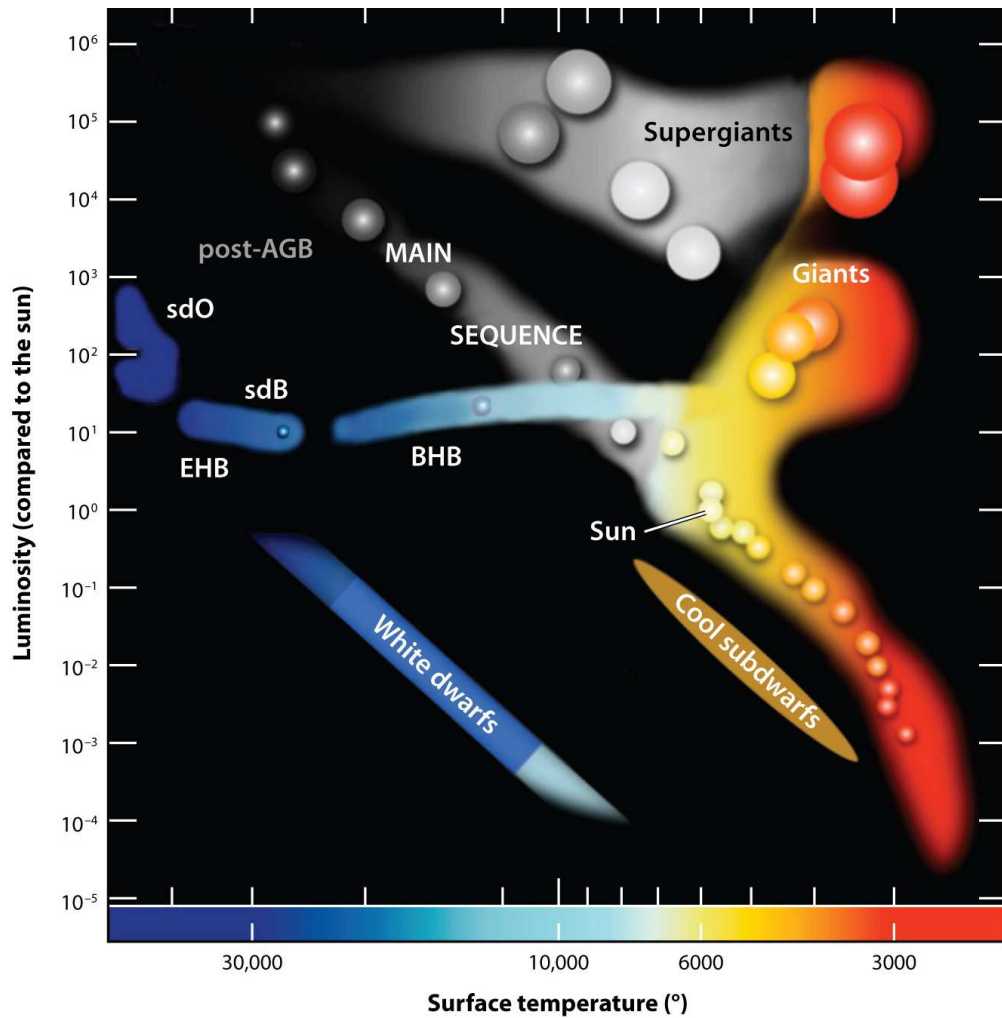
Eine weitere Tatsache, die Subdwarfs interessant macht, sind Doppelsternsysteme, die aus einem Subdwarf und einem begleitenden Weißen Zwerg bestehen. Während der Umkreisung kommt es zur Abstrahlung von Gravitationswellen und das System verliert wegen der Energieerhaltung potentielle Energie. In sehr großen Zeiträumen kommt es so zur Annäherung der beiden, die bei genügend kleinem Abstand verschmelzen und in einer Supernova des Typs Ia explodieren (Webbink (1984); Tutukov & Yungelson (1981)). Potentielle Vorläufer solcher Systeme wurden kürzlich beobachtet (Maxted et al. (2000); Geier et al. (2007)). Supernovae dieses Typs (SN Ia) sind die besten Standardkerzen, die Astronomen zur Berechnung der Entfernungen von Galaxien benötigen. Außerdem sind Supernovae ein wichtiger Bestandteil zum Verständnis der Entstehung von schweren Elementen und der supernovainduzierten Sternentstehung in Gaswolken.

Immer noch sind einige Fragen, was Subdwarfs anbetrifft, bis heute offen. Je umfangreicher genaue Analysen und Messungen von leuchtschwachen heißen Objekten vorliegen, desto interessantere Entdeckungen werden zu neuen Fragestellungen führen. Das relativ junge Gebiet der Forschung an den 'Hot Subdwarfs' expandiert mit der zunehmenden Entdeckung solcher Objekte. Einige dieser Subdwarfs wurden als Binärsysteme mit substellaren Begleitern identifiziert. Dies führt zu der Frage, wie solche Systeme entstanden sind und wie sich diese entwickeln. Des Weiteren stellt sich die Frage, welchen Ursprung einzelne Subdwarfs ohne Begleiter haben. Einen umfassenden Überblick zu den aktuellen Entwicklungen in dieser Thematik liefert der Übersichtsartikel von Heber (2009).

## 1.2 Entstehung von Hot Subdwarfs

### 1.2.1 Eigenschaften der sdB- & sdO-Sterne

Heiße Unterzwerge werden anhand ihres Spektrums den Spektralklassen O & B zugeordnet. Diese unterscheiden sich von Hauptreihensternen der gleichen Spektralklassen durch ihre niedrigere Leuchtkraft und dem kleineren Radius. Die unterleuchtkräftigen heißen Zwergsterne werden daher als sdB- oder sdO-Sterne bezeichnet. Da die Atmosphäre der sdB-Sterne hauptsächlich aus Wasserstoff besteht, dominieren im Spektrum der sdBs die breiten Balmerlinien. Auch kann man He I-Absorptionslinien im Spektrum finden. Ebenso kristallisieren sich in hochauflösenden Spektren schwache und scharfe Metalllinien heraus (Hirsch et al., 2008). SdB- und sdO-Sterne befinden sich im Hertzsprung-Russell-Diagramm unterhalb der Hauptreihe auf dem Extremen Horizontalast, der mit EHB (Extreme Horizontal Branch) abgekürzt wird, und stellen die Verlängerung des Blauen Horizontalastes (BHB) dar (siehe Abbildung 1.1). Das Besondere an den im Kern heliumfusionierenden Unterzwerge ist, dass sie im Laufe der Roten Riesen-Phase beinahe ihre ganze Wasserstoffhülle verloren haben und ein 20000 bis 40000 Kelvin heißer und dichter Subdwarf übrig bleibt (Heber et al. (1984); Heber (1986)). Da die verbleibende Wasserstoffhülle zu dünn ist, findet in ihr kein Wasserstoffbrennen statt. Daher entwickeln sich sdB-Sterne direkt auf der Abkühlungssequenz der Weißen Zwerge unter Vermeidung des asymptotischen Riesenastes (AGB). Die Lücke zwischen dem BHB und dem EHB deutet auf unterschiedliche Entwicklungsmechanismen der Sternpopulationen hin. Neben den beiden Hauptklassen, den sdB- und sdO-Sternen, existieren auch Zwischenstufen, wie z.B. die sdOB-Sterne oder mit Helium angereicherte He-sdO- bzw. He-sdB-Sterne. Im Gegensatz zu sdB-Sternen sind sdO-Sterne viel heißere Sterne und haben eine Effektivtemperatur von 37000 bis 100000 Kelvin. Außerdem gibt es große Leuchtkraftunterschiede, die bis zu zwei Magnituden betragen können. Sie bilden keine homogene Sternklasse wie es die sdB-Sterne tun. Vielmehr zeigen sdO-Sterne sehr unterschiedliche Heliumspektren. Daher ist zu beobachten, dass bei heißen, heliumangereicherten sdOs die He II-Linien die Balmerlinien verdrängen (Moehler et al., 1990). Subdwarfs dieses Spektraltyps weisen große Unterschiede in der Stickstoff- und Kohlenstoffhäufigkeit auf, die weitere Subklassen definieren (Stroeer et al. (2007); Hirsch et al. (2008)). Heber (1991) und Werner et al. (2003) zufolge können die leuchtkräftigsten sdO-Sterne post-AGB-Sterne sein. Die freiwerdende Energie der Heliumfusion im Kern wird an die Sternatmosphäre durch Strahlung transportiert.



**Abbildung 1.1:** Das Hertzsprung-Russel-Diagramm zeigt die verschiedenen Sternpopulationen. Nach links steigend die Temperatur und nach oben zunehmend die Leuchtkraft in Sonnenleuchtkräften. Die Positionen der einzelnen Äste sind eingezeichnet (Heber, 2009)

### 1.2.2 Entwicklung der Subdwarfs

Weil die Entstehung von Subdwarfs immer noch nicht genau erklärbar ist, wird die Bildung solcher Sterne in der aktuellen Forschung viel diskutiert. Genauso wie sonnenähnliche Sterne, entwickeln sich Subdwarf-Vorläufer auf der Hauptreihe. Da der Wasserstoff im Kern irgendwann zur Neige geht, findet keine ausreichend hohe Anzahl an Fusionsreaktionen mehr statt und der Kern wird unter seiner Eigengravitation kontrahieren. In dieser Phase erzeugt er durch die Umwandlung potentieller Energie eine große Menge an thermischer Energie, die die wasserstoffbrennende Schale auseinandertreibt. Ab diesem Zeitpunkt verlässt der Stern die Hauptreihe und befindet sich auf dem Roten Riesen-Ast (Red Giant Branch, RGB). Der Rote Riese verliert in dieser Phase an Masse.

Im Inneren des Sterns steigen die Temperatur und der Druck, bis ein kritischer Wert erreicht wird und dem Kern die Zündung der nächsten Brennstufe, das Heliumbrennen, ermöglicht. Zu diesem Zeitpunkt, je nach Masse des Kerns, nimmt das Elektronengas im Kern den entarteten oder idealen Zustand an. Im Entartungsfall des Kerns kommt es zum Helium-Flash, der den neuen Brennstoff zündet. Nach der Zündung des Heliums durch das Einsetzen des 'triple alpha'-Prozess beginnt die Sternhülle sich wieder zu kontrahieren und der Stern entwickelt sich auf dem Horizontalast. Seine Position auf dem Horizontalast hängt von der Hüllenmasse ab. Je geringer diese ist, desto blauer wird die Position des sdBs auf dem Horizontalast ausfallen. Dort verweilt er, bis das Helium schließlich als Brennstoff aufgebraucht ist.

Was Subdwarfs anbetrifft, die aus einem reinen heliumbrennenden Kern bestehen, muss in ihrer Entwicklung etwas passiert sein, das den riesigen Massenverlust der Hülle verursacht hat, als der Stern in die zweite Stufe der Fusion, dem Heliumbrennen, eingetreten ist. Einige Theorien, die den beinahe vollständigen Verlust der Hülle erklären, werden im Weiteren diskutiert.

## 1.3 Szenarien des Hüllenabwurfs

Um die im Kern heliumfusionierenden 'Hot Subdwarfs' etablierten sich mehrere Entwicklungsszenarien. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen Einzelstern- und Doppelsternszenarien. Vergleicht man die beobachtete Population mit den durchgeführten Simulationen, so kann man sich deren Bedeutung für die verschiedenen Entwicklungskanäle vor Augen führen. Die verschiedenen Entwicklungskanäle werden im Folgenden vorgestellt.

### 1.3.1 Einzelsternszenarien

Der Hüllenabwurf eines einzelnen Sterns ohne den Einfluss eines Begleiters wird im Prinzip durch zwei Mechanismen verwirklicht. Der erste mögliche Mechanismus schlägt den Heliumflash als Grund für den großen Massenverlust und den Abstoß der Hülle vor. Heliumflash bedeutet eine explosive Zündung der Heliumfusion im Kern, die abhängig von der Masse des Sterns ist. Diese wird von dem degenerierten Elektronengas bei einer Sternmasse von weniger als  $2,2M_{\odot}$  ausgelöst. Da sich beim Erlöschen der Wasserstofffusion der Kern durch die Eigengravitation zusammenzieht, verdichtet er sich und die Temperatur steigt. Die Degeneration des Elektronengases hat eine quantenmechanische Ursache, die die Zustandsgleichung unabhängig von der Temperatur werden lässt, solange die Fermienergie des degenerierten Elektronengases größer als die der thermischen Energie ist. Sobald der Kern durch das Einsetzen der Heliumfusion viel Energie produziert und die Temperatur schlagartig ansteigt, wächst die Leuchtkraft des Kerns auf Größenordnungen von  $10^8 L_{\odot}$  an. Somit steigt die Temperatur rapide und die freiwerdende Energie wird von der umgebenen Hülle absorbiert. Da der Druck von der Temperatur unabhängig ist, dehnt sich der Kern solange nicht aus, bis die thermischen Energie gleich der Fermienergie ist.

Die freiwerdende Energie des Heliumflashes kann durch Wechselwirkung ursächlich für die Abstoßung der Hülle sein. Allerdings müssen die Umstände, unter denen dies ermöglicht werden kann, durch eine schwach gravitative Bindung einerseits und eine mangelnde Kompensation des Strahlungswindes durch die Hülle andererseits begründet werden. Gerade für niedrig-massige Sterne ist dieses Entwicklungsszenario interessant (Han et al., 1994). Denkbar wären auch sogenannte 'late hot flasher', deren Heliumflash spät einsetzt, also während sich der Stern bereits auf der Abkühlsequenz befindet und einen Großteil seiner Hüllenmasse bereits verloren hat (Castellani & Castellani, 1993). Außerdem kann es gerade für heliumreiche Sterne die Möglichkeit von Helium-Flashes in der Hülle geben, weil sich Konvektionszonen ausbilden, die Wasserstoff in tiefere Schich-

ten mischen, in denen dieser verbrannt wird und die frei werdende Energie die Hülle auseinandertreibt (Iben (1984); Sweigart (1997)).

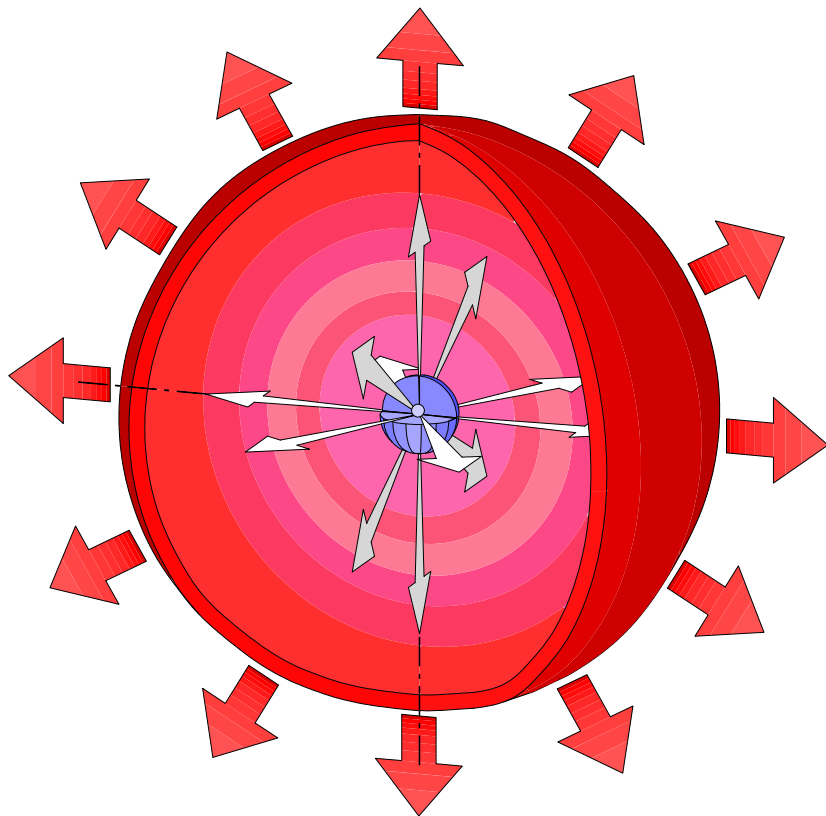
Konvektionszonen können auch aus Helium-Flashes in inneren Bereichen resultieren. Abhängig von der Größe der Konvektionszonen unterscheidet man zwischen den tief mischenden 'deep mixing' und den seicht mischenden 'shallow mixing'-Zonen. Welche Konvektionszonen auftreten, hängt von dem Entwicklungszeitpunkt und den Elementhäufigkeiten ab. Das 'shallow mixing' tritt bei Flashes während der frühen Abkühlsequenz auf und führt zu einer leichten Anreicherung von Stickstoff und Helium. 'Deep mixing'-Zonen hingegen resultieren meist aus Flashes in einem späteren Entwicklungszeitpunkt der Abkühlsequenz und verursachen eine Anreicherung der Sternatmosphäre mit Kohlenstoff, neben Stickstoff und Helium. In beiden Fällen wird Wasserstoff in der Sternatmosphäre signifikant abgereichert (Lanz et al., 2004).

Die zweite Möglichkeit des Einzelsternszenarios, die den Hüllenverlust erklärbar macht, sind Sternwinde. Dies erfordert allerdings eine hohe Effizienz der Sternwinde während der Roten Riesen-Phase, bei der die Hülle durch Wechselwirkung mit dem Wind weggetragen wird. Es ist eine schwierige Gratwanderung, die Parameter und Mechanismen zu bestimmen, die die benötigte Effizienz haben, damit der Sternwind mit der Hülle genügend stark wechselwirkt, zumal diese weitgehend unbekannt sind. Als Gründe für hohe Effizienz werden primordiale Heliumanreicherungen oder schnelle Rotationsgeschwindigkeiten in Erwägung gezogen. Beides ist aber sehr spekulativ. Für heiße Sterne könnte sich eine metallangereicherte Hülle als wahrscheinlichere Erklärung erweisen.

D'Cruz et al. (1996) zufolge ist eine Kombination beider Möglichkeiten plausibel. Eine schematische Darstellung des Einzelsternszenarios ist in Abbildung 1.2 zu sehen.

### 1.3.2 Enges Doppelsternszenario

Eine weitere mögliche Erklärung, die den Abwurf der Hülle des sdB-Vorläufers, der zum Roten Riesen wird, beschreibt, ist ein System aus dem Stern und einem eng umkreisenden Begleiter. Das sogenannte 'binary'-Szenario rückt in den Mittelpunkt des Interesses, da 2/3 einer Stichprobe von den EHB-Sternen aus der Palomar-Green-Durchmusterung als radialgeschwindigkeitsvariabel identifiziert wurden. Darüber hinaus sind diese in engen Orbits mit ihren Begleitern mit Perioden von wenigen Stunden (Maxted et al., 2001). Verschiedene Zusammensetzungen solcher Systeme sind möglich und werden im Folgenden vorgestellt.



**Abbildung 1.2:** Schematische Darstellung des Einzelsternszenarios, bei dem der Hüllenabwurf durch eine erhöhte Effizienz der Sternwinde oder hohe Rotationsgeschwindigkeiten verursacht wird.

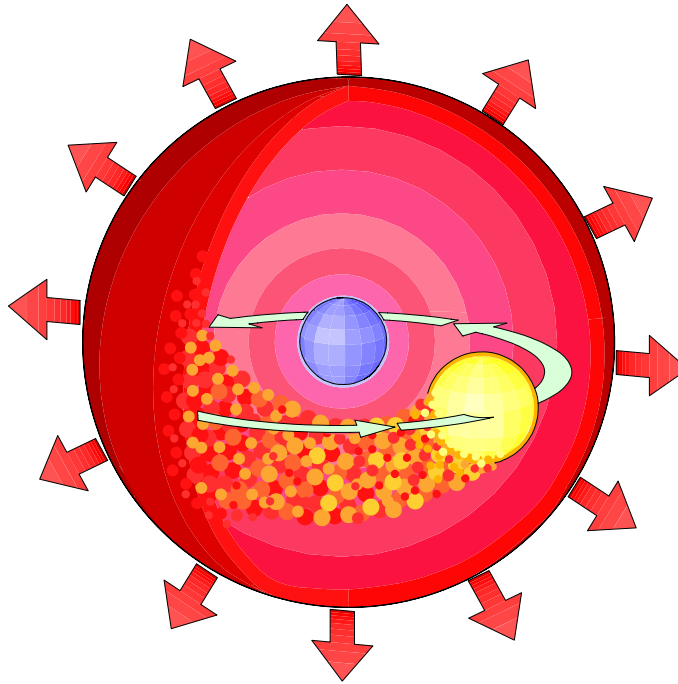


## Common Envelope Ejection

Der Abwurf einer gemeinsamen Hülle wird als 'common envelope ejection' bezeichnet. In diesem Szenario wird ein System aus einem Roten Riesen und einem Begleiter betrachtet. Der Begleiter, der in einem ausreichend engen Orbit den sdB-Vorläufer umkreist, kann ein substellares Objekt oder allgemein ein masseärmerer Hauptreihenstern sein. Wenn der Primärstern sich aufbläht, wird der Begleiter in die Hülle des Roten Riesen hineingeraten und in Wechselwirkung mit dieser treten. Daher kann das System nicht mehr als getrenntes Binärsystem betrachtet werden, sondern vielmehr ist es als einzelnes Objekt zu sehen, das aus einer gemeinsamen Hülle besteht, in der der Kern des Primärsterns und der Begleiter um einen gemeinsamen Schwerpunkt kreisen. Der Begleiter schafft es im Gegensatz zu dem 'Roche-Lobe Overflow' (siehe Kapitel 1.3.2) nicht, die ganze Masse der Hülle zu akkretieren.

Das viskose Innere des Systems bewirkt einen Energie- und Drehimpulsübertrag des Begleiters an die Hülle. Der Energietransfer an die Hülle wird durch die potentielle Energie des Kern-Begleiter-Systems gespeist, wobei sich beide Objekte einander annähern. Je näher sich die Objekte kommen, desto mehr potentielle Energie wird an die Hülle übertragen, bis die Hülle genügend Energie hat, um dem Gravitationspotential des Systems zu entkommen und somit abgestoßen wird. Noch sind die genauen Umstände und Mechanismen nicht hinreichend verstanden, da es durch die Abschirmung der Hülle nicht möglich ist, diesen Prozess im optischen Spektralbereich direkt zu beobachten. Eine schematische Darstellung dieses Szenarios ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Nachdem die Hülle entfernt wurde, bleiben nur noch der ursprüngliche heliumbrennende Kern - der Hot Subdwarf - und sein Begleiter - beispielsweise ein Hauptreihenstern - übrig, die sich in engem Orbit umrunden. Abhängig davon, ob ein weiterer, rückläufiger Massentransfer einsetzt ('unstable Roche-Lobe Overflow'), ist ebenso als Resultat ein Weißer Zwerg-Stern als Begleiter denkbar. Die Numerische Sternpopulationssynthese (Han et al., 2002) sagt vorher, dass die Massenverteilung eine scharfe Verteilung um  $0,46M_{\odot}$  aufweist (siehe Abbildung 1.4). Auch lassen sich mit diesem Entwicklungsszenario kurz-periodische Binärsysteme erklären und mit der beobachteten sdB-Population in Einklang bringen.

Hinzuweisen ist auf das Problem, dass die schnell rotierenden sdB-Sterne, die aus dem 'common-envelope-merger'-Szenario hervorgehen, ein äußerst seltenes Phänomen darstellen. Da der Drehimpuls erhalten bleibt, wenn zwei Sterne miteinander verschmelzen, führt dies zu hohen Rotationsgeschwindigkeiten. Politano et al. (2008) haben gezeigt, dass ein großer Bruchteil der sdB-Sterne eines solchen Szenarios hohe Rotationsgeschwindigkeiten aufweisen würden und

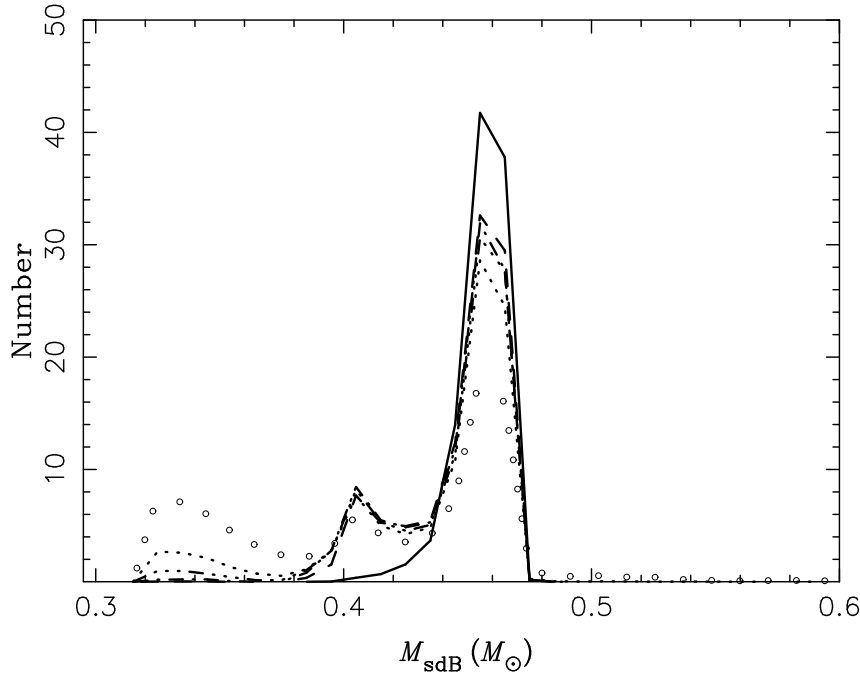


**Abbildung 1.3:** Schematische Darstellung eines Roten Riesen, der einen Begleiterstern einhüllt. Der Drehimpuls und die potentielle Energie werden an die Hülle übertragen, die nach außen abgestoßen wird.

damit eine kritische Rotationsgeschwindigkeit besäßen. Diese kritische Rotationsgeschwindigkeit ( $v_{\text{crit}}$ ) setzt die Grenze, bis zu der Masse akkretiert werden kann. Überschreitet die Rotationsgeschwindigkeit des sdBs diese kritische Marke, so werden die Zentrifugalkräfte zu hoch, um weitere Masse zu akkretieren. Die kritische Geschwindigkeit ist ungefähr ein Drittel der Zerreißgeschwindigkeit (breakup velocity) von  $v_{\text{br}} = (GM/R)^{1/2}$  mit  $G$  als Gravitationskonstante und Masse  $M$  sowie dem Sternradius  $R$ .

### Merger-Szenario

Das Bestehen eines Binärsystems, aufgebaut aus zwei Weißen Zwergen, die sich in engen Orbits mit Perioden von wenigen Stunden befinden, ist eine weitere Möglichkeit für das Entstehen von Subdwarfs. Beide Weißen Zwerge kreisen um ihren gemeinsamen Schwerpunkt und emittieren dabei Gravitationswellen, die von der potentiellen Energie des Systems gespeist werden. Dieses Szenario erfordert sehr enge Orbits von weniger als 8 Stunden Periode, um eine Verschmelzung (merging) beider in sinnvollen Zeitskalen zu erreichen, da der Verlust durch Abstrahlung von Gravitationswellen sehr schwach ist. Das Annähern der beiden führt schließlich dazu, dass derjenige Weiße Zwerg mit weniger Mas-



**Abbildung 1.4:** Han et al. (2002) berechnete Zusammensetzungen von Binärsystemen, die zu einer Massenverteilung der sdBs führten. Man kann einen scharfen Peak bei  $0.46 M_{\odot}$  erkennen. Die Verteilung zeigt insgesamt 3 Peaks. Der große Peak steht für Systeme mit einem niedrig massigen Begleiter, der sich auf der 'Zero Age Main Sequence' (ZAMS; Nullalter-Hauptreihe) befindet und der 'common envelope' in der Nähe des Maximums des ersten Riesenastes (First Giant Branch; FGB) abgestoßen wird. Der zweite Peak bei  $0.4 M_{\odot}$  hat seine Ursache in der breiteren Auffächerung der Sternradien von  $M_{\text{ZAMS}} = 1.9 M_{\odot}$ -Sternen im Gegensatz zu den  $M_{\text{ZAMS}} = 1.6 M_{\odot}$ -Sternen, die zum Hüllenabwurf in der Nähe des Maximums des FGBs führt und einen sdB-Stern zur Folge hat. Darüber hinaus führen Sterne mit  $M_{\text{ZAMS}} = 1.9 M_{\odot}$  beim Hüllenabwurf zu niedrig massigen sdB-Sternen mit einer langen Heliumbrennzeit. Der kleinere Peak enthält Systeme mit ZAMS-Massen, die größer als die der Heliumflash-Masse sind.

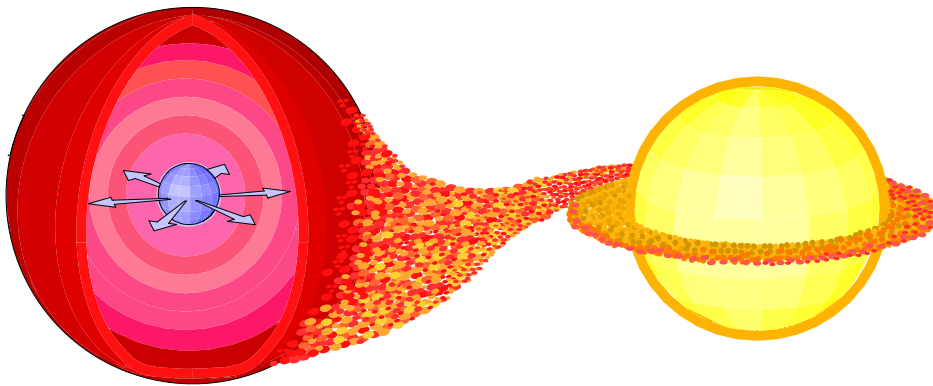
Die Abbildung zeigt, dass fast alle von Han et al. (2002) simulierten Massen der sdB-Sterne weniger als  $0.48 M_{\odot}$  betragen. Die unterschiedlichen Linienarten stehen für verschiedene Parameter-Kombinationen. Die Parameter, die hierfür variiert wurden, sind ein Effizienzparameter  $\alpha_{\text{CE}}$ , der Auswirkungen auf die Änderung der Orbitalenergie des Systems hat, und ein Parameter der thermischen Energie  $\alpha_{\text{th}}$ . Die schwarze Linie kennzeichnet  $\alpha_{\text{CE}} = 0.2$ ,  $\alpha_{\text{th}} = 0.0$ , die gestrichelte Linie  $\alpha_{\text{CE}} = 0.5$ ,  $\alpha_{\text{th}} = 0.0$ , die gestrichelt-gepunktete Linie ( $\alpha_{\text{CE}} = 0.5$ ,  $\alpha_{\text{th}} = 0.5$ ), die gepunktete Linie  $\alpha_{\text{CE}} = 0.75$ ,  $\alpha_{\text{th}} = 0.75$ , die dreifach-gepunktet-gestrichelte Linie  $\alpha_{\text{CE}} = 1.0$ ,  $\alpha_{\text{th}} = 0.0$  und die durch Kreise markierte Linie  $\alpha_{\text{CE}} = 1.0$ ,  $\alpha_{\text{th}} = 1.0$ . Das angewendete Hüllenabstoßkriterium war hierfür  $\alpha_{\text{CE}} |\Delta E_{\text{orb}}| > |E_{\text{gr}} + \alpha_{\text{th}} E_{\text{th}}|$ . Die Energie  $E_{\text{orb}}$  ist die Orbitalenergie, die zum Abwurf der Hülle dient,  $E_{\text{gr}}$  ist die Gravitationsenergie der Hülle und  $E_{\text{th}}$  die thermische Energie, die zum Teil auch die Ionisationsenergie einschließt.

se die Roche-Grenze erreicht und sein Material an den schwereren verliert. Er verschmilzt dabei mit diesem unweigerlich. Die genauen Abläufe des Roche-Massentransfers (Roche-Lobe Overflow) sind in Kapitel 1.3.2 beschrieben.

Weißer Zwerge haben die Eigenschaft, dass, je leichter sie sind, desto größer ihr Radius ist. Die Masse-Radius-Beziehung der Weißen Zwerge verursacht beim Massentransfer auf den schwereren eine Ausdehnung des leichteren Weißen Zwergs und führt deshalb zu dessen vollständiger Zerstörung. Es zerreißt den leichteren Begleiter und er wandelt sich völlig zu einer Akkretionsscheibe um den Primrsterne. Die Masse des Primrsterne nimmt also stetig zu und bei ausreichend akkretierter Materie setzt die Heliumfusion ein. Falls die ursprünglichen Binrsterne einen reichen Vorrat an Helium besaßen, kann die Verschmelzung zur Bildung eines im Kern Helium fusionierenden sdO-Sterne führen (Webbink, 1984). Mit diesem Merger-Szenario lässt sich der hohe prozentuale Anteil der heliumreichen Einzel-sdOs erklären. Die Population der He-sdO-Sterne, die im Zuge von Durchmusterungen beobachtet wurden, wiesen nach Bestimmung der Radialgeschwindigkeit einen geringen Anteil an engen Binrsterne auf. Dies ist ein starkes Argument für unterschiedliche Entwicklungswege von He-sdOs und sdB-Sterne (Napiwotzki, 2008). Ebenso ist der Bereich der Massenverteilung dieses Merger-Szenarios nicht klein und fordert für die He-sdO-Sterne, die aus diesem Szenario hervortreten, eine Verteilung im Bereich von  $0,4 - 0,65 M_{\odot}$  (Han et al., 2002). Das Merger-Szenario von Helium-Weißen-Zwergen zur Bildung von sdBs setzt aber voraus, dass genügend Wasserstoff verbleibt.

### Roche-Lobe Overflow

Das 'Roche-Lobe Overflow'-Szenario behandelt die Situation sich zweier umkreisender Hauptreihensterne. 'Roche-Lobe Overflow' bezeichnet den Transfer von Masse des schwereren Sterne auf den leichteren. Da sich der schwerere Sterne in einem Binärsystem schneller entwickelt, wird er in die Rote Riesen-Phase früher eintreten. Fällt die Hülle des Roten Riesen dabei die Roche-Grenze aus, so akkretiert der begleitende Sterne Masse der Hülle. Eine schematische Darstellung dieses Prozesses ist in Abbildung 1.5 zu sehen. Der entscheidende Parameter für dieses Szenario ist das Massenverhältnis beider Sterne, das darüber entscheidet, ob der Massentransfer stabil oder nicht stabil abläuft. Han et al. (2003) gibt als Massenverhältnis für einen stabilen Roche-Lobe Overflow  $q < 1,2 - 1,5 M_{\odot}$  an. Mit dem Massentransfer und dem Aufblhen des Primrsterne zum Roten Riesen wird ebenso Drehimpuls übertragen und der Orbit vergrößert sich. Während der Prozess des Massentransfers und Aufblhens abläuft, zieht sich der Kern des Primrsterne zusammen, bis genügend Temperatur erreicht ist, um Helium zu



**Abbildung 1.5:** Schematische Abbildung des beginnenden Roche-Lobe Overflows. Masse des sich ausdehnenden Roten Riesens wird beim Erreichen der Roche-Grenze von dem begleitenden Hauptreihenstern akkretiert.

zünden. Welcher Art der verbleibende Kern nach dem Roche-Lobe Overflow ist, hängt von der Masse ab. Wenn die komplette Masse bei einem stabilen 'Roche-Lobe Overflow' an den Begleiter übertragen wird und der übrigbleibende sdB-Stern um die  $0,46M_{\odot}$  besitzt, würde nach diesem Szenario eine lange Orbitalperiode von 400 – 1500 Tagen und eine ziemlich dicke wasserstoffreiche Hülle vorausgesagt (Han et al., 2002). Mit steigender Ausgangsmasse solcher Systeme von Hauptreihensternen fallen die Orbitperioden schnell ab.

### 1.3.3 Substellare Begleiter

In jüngster Zeit ist vorgeschlagen worden, dass substellare Begleiter zur Bildung von sdB-Sternen beitragen könnten. Die substellaren Begleiter, die an der Entstehung von scheinbaren Einzel-sdBs beteiligt sind, werden in zwei Arten unterteilt: Gasplaneten und Braune Zwerge.

Gasplaneten sind, wie unser Planet Jupiter, große Ansammlungen von hauptsächlich Wasserstoff und Helium um einen festen Kern, bestehend aus Gestein. Im Laufe der ursprünglichen Bildung eines Sterns akkretieren Felsbrocken Material aus der vorhandenen Gaswolke. Die Akkretion von Gas um den festen Kern führt zu Massenzuwachs des Planeten und weiterer Akkretion von Gas. Bei den meisten extrasolaren Planeten, die bis jetzt entdeckt wurden, handelt es sich um solche Jupiter ähnliche Planeten. Die Masse der entdeckten Gasriesen ist der entscheidende Unterschied, der Gasplaneten von den Braunen Zwergen trennt. Die International Astronomical Union hat 2006 als Obergrenze für die Masse eines Gasplaneten  $13M_J$  Jupitermassen festgelegt. In Radialgeschwindigkeit

keitsuntersuchungen unserer Sonne würde ein außerirdischer Beobachter in den Doppler-verschobenen Spektrallinien eine periodische Variation von nur 12 m/s Amplitude entdecken, die vom größten Planeten unseres Sonnensystems, dem Jupiter, verursacht wird.

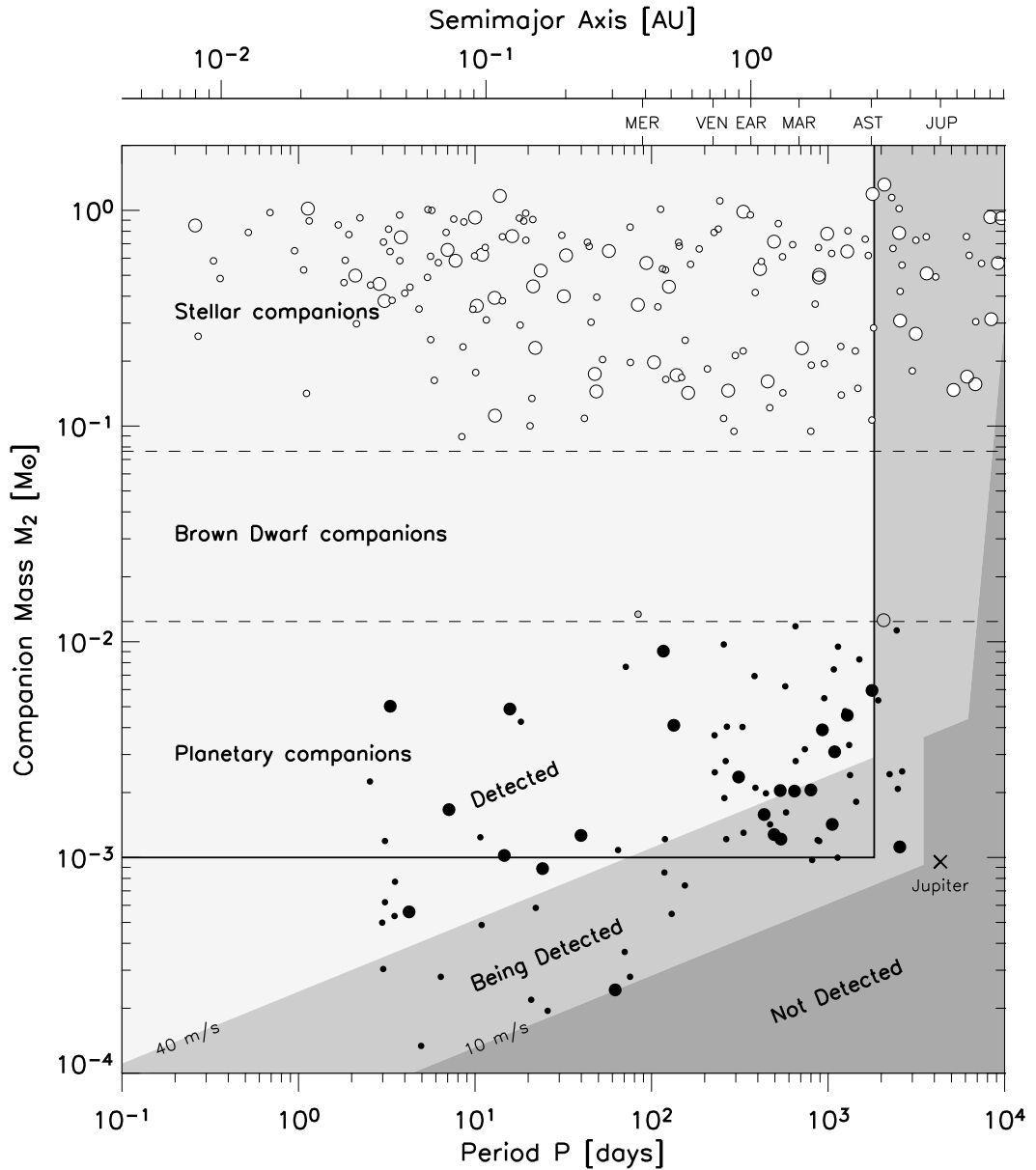
Als Braune Zwerge bezeichnet man Gasriesen, die mehr als  $13 M_J$  an Masse während ihrer Entstehung akkretiert haben. Braune Zwerge sind durch ihre Zusammensetzung eine Zwischenform von Stern und Planet, denn bei ausreichend hoher akkretierter Masse kann die Temperatur erreicht werden, die nötig ist, um Deuterium zu fusionieren. Allerdings endet mit dem Verbrauch des Deuteriums die Fusion, und die nukleare Elementsynthese endet bereits, da die Zentraltemperaturen für das Zünden von Wasserstoff zu gering sind. Die reine Wasserstoffverbrennung setzt erst ab  $\sim 0,08 M_\odot$  ein. Nach dem Erlöschen der Deuteriumfusion zieht sich der Braune Zwerg, ähnlich wie ein Gasplanet, zusammen und wandelt potentielle Energie in Wärmestrahlung um. Die Phase der Kontraktion hält so lange an, bis der Druck im Inneren, der mit einer Entartung der Elektronen einhergeht, das Zusammenziehen kompensiert. Dieser Prozess kann Milliarden Jahre andauern.

Die Suche nach Braunen Zwergen ist ein recht junges Gebiet der Forschung seitdem Himmelsdurchmusterungen nach radialgeschwindigkeitsvariablen Sternen suchen. Aus der Suche nach Braunen Zwergen profitiert die Exoplanetenforschung sehr, denn im Zuge der Suche werden viel mehr große Gasplaneten, heiße Jupiterplaneten in engen Orbits und sogar erdähnliche Planeten entdeckt als Braune Zwerge. Ein Beispiel eines in 2012 kürzlich entdeckten Braunen Zwergs ist der 11 Com b (Liu et al., 2008). Die Suche nach Braunen Zwergen muss weitergehen, wenn man die Verteilung der entdeckten Exoplaneten, heißen Jupiter- und Gasriesen im Vergleich zu den entdeckten Braunen Zwergen betrachtet. Der Mangel an Braunen Zwergen in der Verteilung ist das sogenannte 'brown dwarf dessert'. Grether & Lineweaver (2006) haben in ihren Untersuchungen enger Begleiter von sonnenähnlichen Sternen mit Perioden von weniger als 5 Jahren dieses 'trockene' brown dwarf dessert festgestellt. Der trockenste Bereich dieser Wüste liegt bei einer Masse von  $M = 31_{-18}^{+25} M_J$ . Nur 16% der sonnenähnlichen Sterne innerhalb des 5 Jahre-Periodenkriteriums haben massive Begleiter. Unter diesen beobachteten sie ungefähr 11% stellare Begleiter, 5% Gasplaneten und weniger als 1%, die als Braune Zwerge identifiziert wurden. Diese Braune Zwerg-Wüste ist in Abbildung 1.6 dargestellt.

Die vorher erwähnten Doppelstern-Entwicklungsszenarien, bezüglich dem 'Common Envelope' und dem 'Roche-Lobe Overflow', stimmen mit den beobachteten

Doppelstern-Subdwarfs recht gut überein. Allerdings lässt sich die beobachtete Einzelsternpopulation nicht befriedigend erklären. In den Fokus für das Auftreten von Einzel-sdBs und deren Entstehungsgeschichte sind substellare Objekte gerückt, die den sdB-Vorläufer umkreisen. Es kam hierdurch zur Frage, ob substellare Objekte, die eine geringe Masse aufweisen, in Anbetracht des Erfolges des Common Envelope Szenarios für das Auftreten von scheinbaren Einzel-sdBs verantwortlich sind. Zu dem Zeitpunkt der Entwicklung zum Roten Riesen wird ein substellarer Begleiter in die Common Envelope Phase eintreten und mit der sich aufblähenden Sternhülle wechselwirken. [Bear & Soker \(2010\)](#) zeigen, dass bei einem substellaren Begleiter bereits das Annähern der aufblähenden Sternhülle durch Gezeitenkräfte zu einem Masseverlust führen kann. Da die Hülle des Roten Riesen eine vernachlässigbare Rotationsgeschwindigkeit wegen der Drehimpulserhaltung besitzt, kann es bereits beim Nähern des Randes an den substellaren Begleiter zu einem Hüllenabwurf kommen. Von da an verliert der Begleiter sukzessive potentielle Energie und fällt in die Hülle hinein. Der Verlust an potentieller Energie hält wegen der Reibungskräfte an und der Begleiter nähert sich dem Kern, während er die Systemenergie an die Hülle überträgt. Das Schicksal des substellaren Begleiters hängt von seiner Masse ab. Zum einem ist es möglich, dass der substellare Begleiter in der heißen Hülle verdampft, weil er seine Gasatmosphäre aufgrund zu geringer Masse nicht halten kann. Zum anderen kann es aber auch sein, dass der Begleiter keinen stabilen Orbit um den Kern erreicht und mit abnehmender potentieller Energie in den Kern fällt. Als dritte Möglichkeit bietet sich weiter auch an, dass die Sternhülle so viel an Energie vom Begleiter übertragen bekommt, dass diese abgeworfen wird.

In der Common Envelope-Phase ist die Masse des Begleiters ein entscheidendes Kriterium. Diese bestimmt, ob der Begleiter aufgrund der hohen Temperaturen verdampft oder sogar noch Masse der Hülle akkretiert. Wie von [Soker \(1998\)](#), basierend auf Ergebnissen von [Hjellming & Taam \(1991\)](#), berechnet wurde, ist die Akkretionsrate eines Planeten mit einem Radius von  $R_p \simeq 0.1 R_\odot$  und einer Temperatur von  $T(r) \simeq 2 \times 10^6 (r/R_\odot)^{-1}$  K nicht ausschlaggebend für den Massenverlust der Hülle. Da die Atmosphäre des Begleiters sich größtenteils im Temperaturgleichgewicht mit der Hülle befindet, halten sich Verdampfung und Akkretion nach einiger Zeit die Waage. Die genauen Mechanismen, wie der Begleiter mit der Hülle wechselwirkt, indem er Drehimpuls überträgt und Masse akkretiert, müssen weiter untersucht werden. Die Untersuchung solcher Systeme, bei denen ein substellarer Begleiter eine Rolle in der Entwicklung gespielt haben könnte, ist Gegenstand dieser Diplomarbeit.



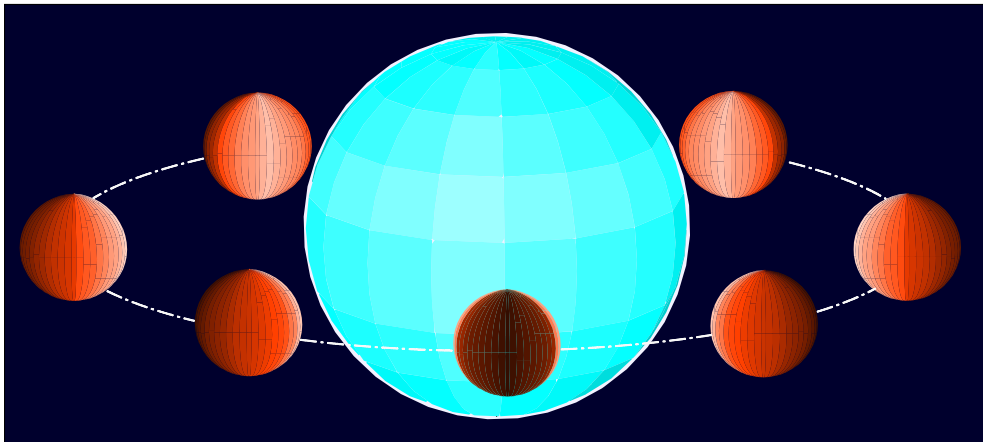
**Abbildung 1.6:** In der Abbildung von Grether & Lineweaver (2006) ist die Begleitemasse  $M_2$  in  $M_\odot$  über die Periode des Systems in Tagen abgebildet. Die Sterne, die sich innerhalb von 25 Parsec Entfernung befinden, werden mit großen Symbolen dargestellt. Kleine Symbole repräsentieren Sterne innerhalb 50 Parsec (die 25 pc Sterne ausgeschlossen). Begleiter mit Perioden  $P < 5$  Jahren und Massen zwischen  $10^{-3} M_\odot$  und  $1 M_\odot$  befinden sich innerhalb des Rechtecks mit durchgezogener schwarzen Linie. Die gestrichelten Linien markieren die Grenze zwischen stellaren Begleitern, die mit offenen Kreisen dargestellt werden, den Braunen Zwergen, die von grau ausgefüllten Kreisen repräsentiert werden und den planetaren Begleitern, die durch schwarze Kreise dargestellt werden. Die gestrichelten Linien stellen die Grenzen für Deuteriumbrennen ( $13 M_J$ ) und Wasserstoffbrennen ( $80 M_J$ ) dar.

In der Abbildung wird das 'brown dwarf desert' deutlich und man kann es leicht für Begleiter mit Orbitalperioden von weniger als 5 Jahren sehen, wobei planetare Begleiter häufiger bei längeren Orbitalperioden anzutreffen sind als bei kürzeren. In der Abbildung wurden ebenso solche Regionen hervorgehoben, die beobachtet wurden, mittels hoch präziser Dopplermessungen beobachtet werden und nicht beobachtet sind (Lineweaver & Grether, 2003).

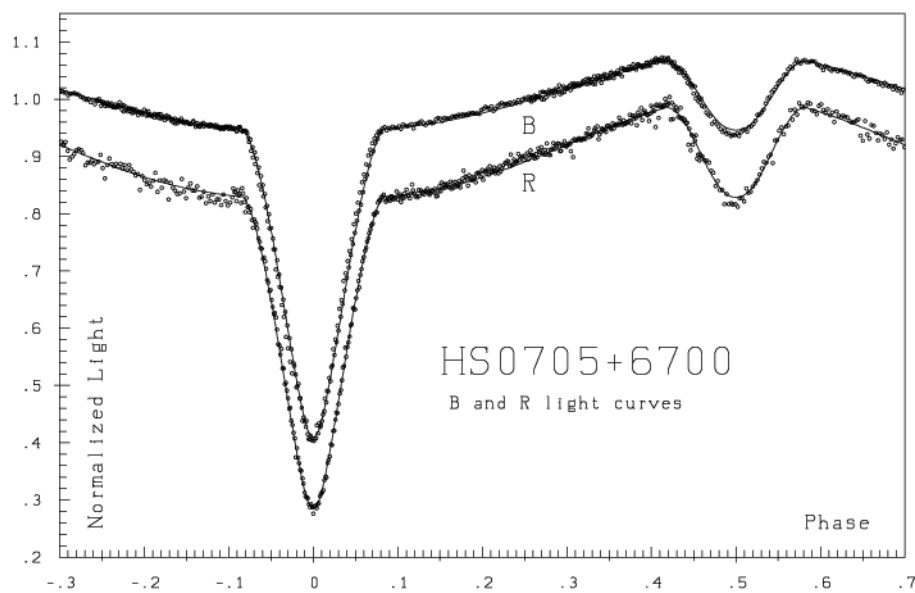


### 1.3.4 Reflexionseffekt

Es gibt verschiedene Wege einen Begleiter, z.B. einen sdB, nachzuweisen. Beobachtet man den aufintegrierten Fluss des Lichts eines Sterns zeitaufgelöst, so lassen Änderungen in diesem Schlüsse auf das System zu. Bei photometrischer Beobachtung von Sternen, die einen Begleiter besitzen, kann man diesen direkt aus der Lichtkurve nachweisen. Im einfachsten Falle ergeben sich gegenseitige Bedeckungen. Bei bedeckenden Systemen sieht man in der Lichtkurve ein tiefes Minimum, das entsteht, wenn ein Begleiter vor der Sternscheibe vorbeizieht, und ein sekundäres Minimum, das auftritt, wenn der Begleiter hinter dem Stern eintaucht. Neben der Bedeckung ist ein wichtiger Effekt, der in diesen Lichtkurven dabei festgestellt werden kann, der Reflexionseffekt. Dieser Effekt tritt bei engen Binärsystemen mit Orbitalperioden in der Größenordnung von 0,1 – 0,5 Tagen auf, deren Begleiter nahe genug an ihrem Muttergestirn sind, um signifikante Reflexion zu zeigen. Während der Begleiter den Stern umrundet, wird er von diesem angestrahlt und aufgeheizt. Dabei absorbiert die Atmosphäre des Begleiters Strahlungsenergie und reemittiert diese wieder. Die projizierte Fläche in der Sichtlinie des Beobachters wächst, wenn der Begleiter auf dem Weg vor der Sternscheibe sich hinter dem Stern bewegt. Dabei wächst die reflektierende Fläche von Null auf ein Maximum an, bis sie wieder abfällt, wenn der Begleiter hinter dem Stern verschwindet. Diese Phasen sind in [Abbildung 1.7](#) dargestellt. Das reflektierte Licht des Begleiters addiert sich auf den Fluss des Sterns selbst und wird somit zur Lichtkurve beitragen. Eine Lichtkurve, die einen starken Reflexionseffekt aufweist, hat [Drechsel et al. \(2001\)](#) gemessen. In [Abbildung 1.8](#) ist die Lichtkurve des bedeckenden sdB-Binärsystems HD 0705+6700 als Beispiel zu sehen. Hier kann deutlich die primäre und sekundäre Bedeckung gesehen werden, ebenso ist der Reflexionseffekt zwischen den beiden klar ersichtlich. Somit ist der Reflexionseffekt ein starker Hinweis auf einen engen Begleiter in einem System. Da das System eine Bedeckung aufweist, kann die Inklination sehr gut genähert werden. Die Inklination bedeckender Systeme muss relativ hoch sein, sonst würde man aus geometrischen Gründen keine Bedeckung feststellen können. Ebenso geben die Bedeckung selbst und die Form der Minima Aufschluss über die Inklination. Der Reflexionseffekt kann aber auch zur Abschätzung der Inklination genutzt werden, wenn keine Bedeckungen auftreten. Der Reflexionseffekt selbst ist sehr schwierig mit Modellen nachzuvollziehen, da das Rückstrahlvermögen, das Albedo, weitgehend unbekannt ist.



**Abbildung 1.7:** Schematische Darstellung der verschiedenen Phasen der Reflexion während der Begleiter den Stern umkreist. Beginnend bei der Vollbedeckung in Phase 0, bei der der Begleiter in der Sichtlinie des Beobachters die Sternscheibe zum Teil verdeckt, bis hin zur maximal sichtbaren Reflexion, bevor der Begleiter hinter dem Stern zur Phase 0,5 verschwindet.



**Abbildung 1.8:** Die Lichtkurve des sdB-Binärsystems HS 0705+6700 zeigt den normalisierten Fluss im B- und R-Band des Lichtes. Die Bedeckung des Begleiters vor der Sternscheibe ist als tiefes Minimum bei Phase 0 zu sehen. Zieht der Begleiter weiter um den Stern, so steigt die reflektierende Fläche, die zum Fluss des sdBs hinzukommt, bis zu einem Maximum an. Wenn der Begleiter hinter der Sternscheibe verschwindet, fällt die reflektierende Fläche schnell ab, bis das sekundäre Minimum bei Phase 0.5 erreicht wird (Drechsel et al., 2001).

## 1.4 Ziel der Untersuchung

Die photometrische und spektrale Analyse von sdB-Sternen ist ein noch recht junges Gebiet der Forschung in der Astronomie. Da substellare Begleiter um sdB-Sterne, wie Braune Zwerge, ein wichtiger Punkt in der Entstehung von sdB-Sternen sind, hat die vorliegende Arbeit zum Ziel, radialgeschwindigkeitsvariable sdB-Sterne näher zu untersuchen. Die Analyse von hochaufgelösten Spektren bietet hierfür die Möglichkeit, Radialgeschwindigkeiten präzise zu vermessen, um eine Aussage über Orbitalperioden treffen zu können. Ein weiteres Ziel der Untersuchung ist die Analyse der atmosphärischen Parameter der sdB-Sterne. Welche Temperaturen, Schwerebeschleunigungen, Heliumhäufigkeiten und Rotationsgeschwindigkeiten die untersuchten Systeme aufweisen, gilt es ebenfalls durch die spektroskopische Analyse herauszufinden. Die qualitativ hochwertigen Spektren des CPD-64°481 werden in ihrer spektralen Zusammensetzung ausgewertet. Um dieses Ziel zu erreichen, ist es erforderlich, aus den Einzelspektren möglichst viele Informationen zu gewinnen. Spektrallinienbeeinflussende Effekte, wie z.B. Temperatur, Masse und Rotationsgeschwindigkeit, werden durch Modellspektren bestimmt, um nähere Aussagen über die Natur der sdB-Sterne machen zu können. Die Ergebnisse von bereits untersuchten Sternen, wie den CPD-64°481 und SDSS J082053.53+000843.4 gilt es zu bestätigen oder neue Erkenntnisse zu gewinnen. Im Besonderen liegt das Augenmerk auf der Rotationsgeschwindigkeit dieses sdB-Sterns, da sich dieser in ersten Auswertungen als schneller Rotator herausstellte. Die Spektren der sdB-Sterne SDSS J012022.94+395059.4 und SDSS J192059.77+372220.0, die mit dem 3,5 Meter-Teleskop in Calar Alto aufgenommen wurden, sind zu reduzieren, um sie mit Modellspektren auf Radialgeschwindigkeitsvariationen sowie atmosphärische Parameter zu untersuchen.

## Kapitel 2

# Spektroskopie

Die Spektroskopie ist die wichtigste Beobachtungstechnik in der Astronomie. Ihr verdanken wir große Erfolge und Fortschritte. 1814 entdeckte Joseph von Fraunhofer dunkle Linien im Spektrum der Sonne, die nach ihm benannt wurden. In Spektren anderer Sterne wurden ab 1823 ähnliche Linien von ihm beobachtet. Dennoch war sein Beobachtungsapparat sehr rudimentär. Der Durchbruch und der eigentliche Beginn der Astrophysik gelangen erst 1859 Robert Willhelm Bunsen und Gustav Robert Kirchhoff, als sie die Spektralanalyse erstmals entdeckten und damit die Deutung der Fraunhoferlinien im Spektrum der Sonne ermöglichten. Gustav Kirchhoff hatte kurz danach im Jahre 1860 die Grundlagen der Strahlungstheorie geschaffen, heute als Kirchhoffscher Satz bekannt, der die Beziehung zwischen Emission und Absorption von Strahlung im thermodynamischen Gleichgewicht beschreibt. Somit setzten sie einen Meilenstein der modernen Astronomie (Unsöld & Baschek (2002), S.164).

Die Spektren von Sternen liefern einen einzigartigen Einblick in die chemische Zusammensetzung der Sternoberfläche. Sie werden deshalb auch als individueller Fingerabdruck eines Sterns bezeichnet. Die Photonen, die der Stern mittels unterschiedlicher Prozesse emittiert, sind zahlreichen Wechselwirkungen ausgesetzt, bis sie im Detektor des Beobachters analysiert werden. Sie tragen eine Fülle von Informationen mit sich, die es gilt herauszufiltern und zu bewerten. Das Licht eines Sterns ist aber auch beinahe die einzige Informationsquelle, die Astronomen zu Verfügung steht. Deshalb muss das Licht in all seinen Bestandteilen genutzt werden, um ein Maximum an Information von Sternen erhalten zu können. Es ist von grundlegender Bedeutung zu verstehen, wie ein Sternspektrum entsteht und welche Effekte das Licht von seiner Bildung an auf seinem Weg durch den Stern beeinflusst haben.

Die Intensität des Lichts, das ein Stern emittiert, hängt von dessen Ober-

flächentemperatur, der Dichte und der chemischen Zusammensetzung ab. Als erste Annäherung kann man einen Stern als Schwarzkörper-Strahler betrachten, auch wenn dies eine sehr grobe Näherung darstellt. Die frequenzabhängige Intensität der Strahlung eines Schwarzkörpers ist das Plancksche Strahlungsgesetz, das auch als  $B_\nu(T)$ , als Schwarzkörperquellfunktion, beschrieben werden kann. Die Intensität der Strahlung  $I_\nu$  ist durch Gleichung 2.2 gegeben (Gray (1992), S. 104). Hierbei ist  $\nu$  die Frequenz,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Oberflächentemperatur des Schwarzkörpers. Ein Beispiel für die wellenlängenabhängige Intensität bei verschiedenen Temperaturen ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Da die Sternatmosphäre ein Plasma aus Elektronen und Ionen ist, können unterschiedliche Effekte die Photonen auf ihrem Weg zur Photosphäre beeinflussen. Die Effekte können auf Wechselwirkungen zwischen Photonen und den Elektronen oder Ionen zurückgeführt werden. Hierbei tritt entweder Thomson-Streuung oder Rayleigh-Streuung auf. Diese Prozesse werden als 'free-free' (f-f)-Übergänge bezeichnet, da sowohl im Anfangs- wie auch im Endzustand die Stoßpartner ungebunden sind und damit als freie Teilchen angesehen werden. Es kann aber auch sein, dass die Lichtquanten genügend Energie besitzen ein Atom zu ionisieren. Hierbei wechselwirkt das Photon elektromagnetisch mit einem in der Elektronenhülle gebundenen Elektron und überträgt genügend Energie, damit das Elektron dem elektrostatischen Potential des Kerns entkommen kann. Die Energie eines Photons ist  $E_\gamma = h\nu$ . Sie wird beim Übertrag immer komplett an das Elektron abgegeben. Bei diesen Ionisierungsprozessen spricht man von 'bound-free' (b-f)-Übergängen, da der eine Stoßpartner anfänglich noch gebunden ist. Die (b-f)-Übergänge machen sich im Spektrum durch Absorptionskanten bemerkbar, z.B. der Balmerkante (Ionisation des Wasserstoffs im ersten angeregten Zustand). Diese zwei grundlegenden Prozesse (f-f, b-f) sind die Ursache für das Kontinuum in einem Spektrum.

Absorptionslinien im Licht jedes Sterns liefern ein individuell geformtes Spektrum. Diese Linien entstehen aus 'bound-bound' (b-b)-Übergängen. Die Anregung eines Elektrons kann auf verschiedene Weise geschehen (Rekombination, Stoßanregung mit Elektronen oder Absorption). Hierbei wird ein Elektron in ein höheres Energielevel angeregt, um danach wieder auf niedrige Energieniveaus zurückzufallen und die Energiedifferenz als elektromagnetische Strahlung abzugeben. Ein solcher Übergang ist nur dann möglich, wenn Photonen eine bestimmte Energie haben, um ein Elektron in mindestens das nächst höhere diskrete Energieniveau zu heben. Welche Arten von Energie von den gebun-

denen Elektronen absorbiert werden, hängt von der Elementzusammensetzung und den Anregungs- und Ionisationsbedingungen der Photosphäre ab. Somit ist wegen der zusätzlichen Absorption von Photonen in (b-b)-Übergängen die Opazität  $k_\nu$  erhöht, verglichen mit (f-f)- oder (b-f)-Übergängen des Kontinuums. Was die optische Tiefe anbetrifft, 'sehen' die Photonen weder  $k_\nu$  und die Dichte  $\rho$  allein noch die geometrische Weglänge  $dx$ , welche sie durchqueren. Nur die Kombination aus beiden, integriert entlang eines gewissen Lichtwegs  $L$ , liefert die optische Tiefe  $\tau_\nu$  nach der Formel 2.3 (Gray (1992), S. 96). Somit ist die Opazität für bestimmte Wellenlängen, die eine Resonanz mit den anregbaren Energieniveaus der gebundenen Elektronen haben, größer als für Photonen, die nicht absorbiert werden. Der Beobachter sieht demnach nur das Licht, das aus der oberen kühleren Schicht der Sternatmosphäre kommt.

Wegen der Heisenbergschen Unschärferelation kommt es zu der sogenannten natürlichen Linienverbreiterung. 1927 hat Werner Heisenberg diesen Quantenmechanischen Effekt formuliert, der besagt, dass zwei komplementäre Eigenschaften eines Teilchens nicht mit beliebiger Genauigkeit messbar sind. Somit hat die Unschärferelation, unabhängig von der Temperatur oder der Dichte, eine natürliche Verbreiterung von Spektrallinien zur Folge. Die Energie-Zeit-Unschärfe der angeregten Zustände der Elektronen folgt somit Gleichung 2.1. Weitere Effekte die die Form und Breite von Spektrallinien beeinflussen sind im Folgenden erklärt.

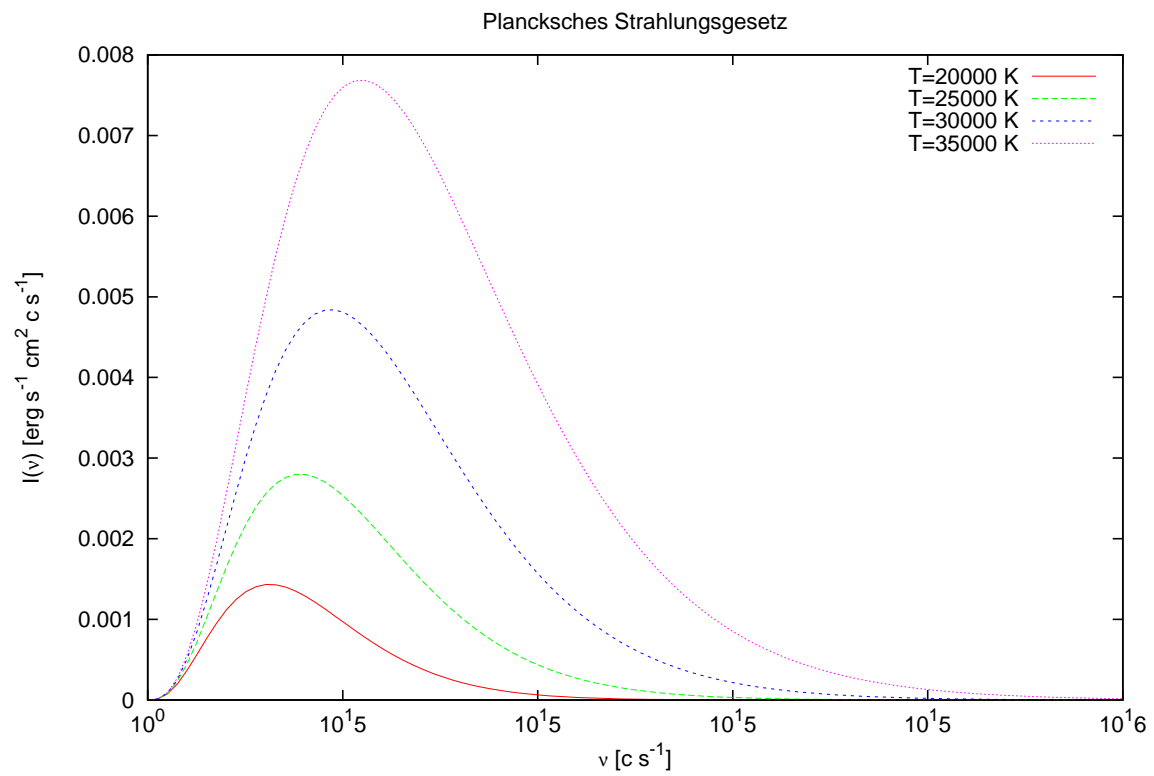
$$\Delta E \Delta t \sim \frac{h}{2\pi} \quad (2.1)$$

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (2.2)$$

$$\tau_\nu = \int_0^L k_\nu \rho dx \quad (2.3)$$

## 2.1 Thermische Linienverbreiterung

Um die Natur der Temperatur zu verstehen, muss man sich diese Eigenschaft von Materie auf der atomaren Skala ansehen. Temperatur steht in engem Zusammenhang mit dem Impuls eines Teilchens. In heißen Gaswolken, die aus einer großen Zahl von Teilchen bestehen, haben alle Teilchen unterschiedliche Geschwindigkeiten und damit Impulse. Die Geschwindigkeiten im thermischen Gleichgewicht sind Gauß-verteilt und folgen der Maxwell-Verteilung. Alle Teilchen in einem System wechselwirken durch Kollisionen mit zufällig verteilten



**Abbildung 2.1:** Die Intensität  $I(\nu)$  der Frequenzen  $\nu$  bei verschiedenen Temperaturen  $T$  in Kelvin.

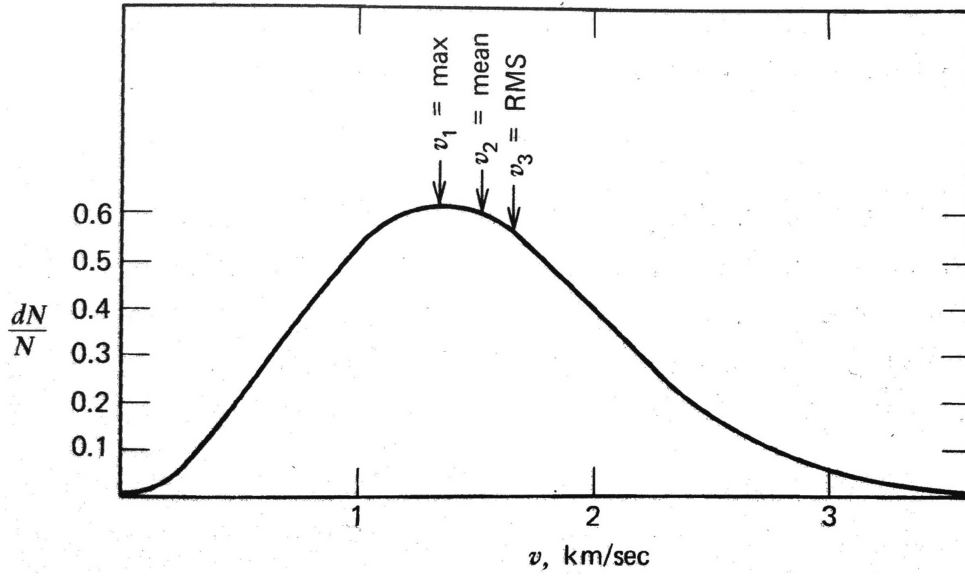
Geschwindigkeitsvektoren, wobei man bei der Messung der Temperatur dieses Systems immer nur den Mittelwert messen kann, da es nicht möglich ist, die Energie bzw. die Geschwindigkeiten aller Teilchen gleichzeitig zu messen. Durch Gleichung 2.4 ist diese Verteilung der Radialgeschwindigkeiten, die für die Spektroskopie wichtig sind, für eine Temperatur  $T$  und einer Teilchenmasse  $m$  gegeben.

$$\frac{dN(v_r)}{N_{total}} = \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( -\frac{mv_r^2}{2kT} \right) dv_r \quad (2.4)$$

Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung (Gleichung 2.6) gibt das Verhältnis der Teilchen  $dN(v)$  in einem Geschwindigkeitsintervall  $(v, v+dv)$  zu der Gesamtzahl der Teilchen ( $N_{total}$ ) des Systems an. Die Boltzmann-Konstante  $k$ , die Masse der Teilchen  $m$  und die Temperatur  $T$  sind Parameter, die das System festlegen (Gray (1992), S.11). Abbildung 2.2 zeigt ein Beispiel für eine Geschwindigkeitsverteilung für Eisenatome bei einer Temperatur von 6000 K. Hierbei ist  $v_1$  (2.7) die wahrscheinlichste Geschwindigkeit,  $v_2$  (2.8) der Mittelwert der Geschwindigkeit und  $v_3$  (2.9) die Wurzel aus der mittleren quadratischen Geschwindigkeit. Durch die zufällig verteilten Geschwindigkeiten werden die Spektrallinien abhängig von Temperatur und Atomgewicht verbreitert. Da alle Atome Strahlung emittieren, wird diese ihrer Geschwindigkeit gemäß Doppler-verschoben sein, wenn sie der Beobachter misst. Die Geschwindigkeitskomponente in radialer Richtung zum Beobachter ist die entscheidende und wird mit  $v_r$  bezeichnet. Die Absorptions- oder Emissionslinie ist somit um  $\Delta\lambda$  Doppler-verschoben (Gleichung 2.5). Da  $\Delta\lambda$  und  $v_r$  proportional sind, kann die Geschwindigkeitsverteilung aus Gleichung 2.4 herangezogen werden, wobei die Varianz mit der Temperatur nach  $v_0^2 = 2kT/m$  skaliert. Mit  $m$  als Teilchenmasse,  $\mu$  als atomare Masse der Teilchen und  $k$  als Boltzmann-Konstante wird die Doppler-verschobene Wellenlänge bzw. Frequenz zu  $\Delta\lambda_D = 4,301 \times 10^{-7} \lambda \sqrt{(T/\mu)}$  bzw.  $\Delta\nu_D = 4,301 \times 10^{-7} \nu \sqrt{(T/\mu)}$  (Gleichung 2.10). Die Teilchenzahlverteilung für alle  $\Delta\lambda$  ist somit durch Gleichung 2.11 gegeben (Gray (1992), S. 226). Das Linienprofil  $\Phi_\lambda$  kann man demnach als Gaußfunktion schreiben (Gleichung 2.13).

Eine Spektrallinie wird also desto breiter, je höher die Temperatur ist und je weniger das Atomgewicht beträgt. Metalllinien sind scharf und schmal und können oftmals wegen eines schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses nicht aufgelöst werden oder werden geblendet mit breiteren Helium- oder Balmerlinien.





**Abbildung 2.2:** Nach Gleichung 2.6 ist der Bruchteil der Teilchen und der Gesamtzahl aller Teilchen abhängig von deren Geschwindigkeit dargestellt. Die Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung ist für Eisenatome bei einer Temperatur von 6000 Kelvin berechnet. Die Geschwindigkeiten  $v_1, v_2$  und  $v_3$  sind in der Abbildung gekennzeichnet (Gray (1992), S. 11).

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_r}{c} \quad (2.5)$$

$$\frac{dN(v)}{N_{total}} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{m}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \quad (2.6)$$

$$v_1 = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.7)$$

$$v_2 = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 1.128v_1 \quad (2.8)$$

$$v_3 = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1.225v_1 \quad (2.9)$$

$$\Delta\lambda_D = \frac{v_0}{c}\lambda = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad \Delta\nu_D = \frac{v_0}{c}\nu = \frac{\nu}{c}\sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.10)$$

$$\frac{dN}{N} = \sqrt{\pi} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] d\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right) \quad (2.11)$$

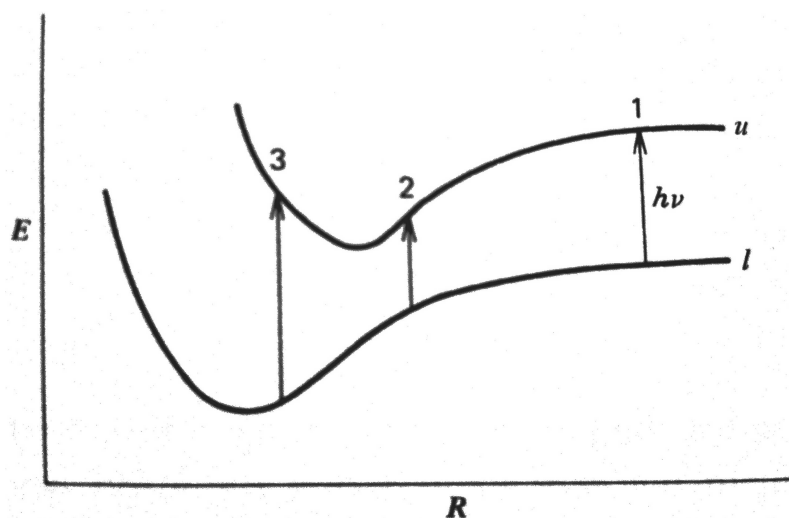
$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{v_0\sqrt{\pi}} \exp \left[ -\left(\frac{v_r}{v_0}\right)^2 \right] dv_r, v_0^2 = \frac{2kT}{m} \quad (2.12)$$

$$\Phi_\lambda = \frac{1}{\Delta\lambda_D\sqrt{\pi}} \exp \left[ -\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2 \right], \Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.13)$$

## 2.2 Druckverbreiterung

Die vom Wasserstoffatom herrührenden Balmerlinien haben breite Flügel. Diese Flügel haben ihren Ursprung im Stark-Effekt. Die Wechselwirkung von elektrischen Feldern durch die Annäherung von geladenen Teilchen wird als Stark-Effekt bezeichnet.

Dieser Effekt in Sternatmosphären beschreibt die Druck- bzw. Kollisionsverbreiterung von Spektrallinien. Hierbei handelt es sich um die Wechselwirkung von Atomen, die Licht absorbieren, mit anderen Teilchen, wie Ionen, Elektronen oder Atomen desselben oder eines anderen Elements. In der Photosphäre herrscht eine ausreichend hohe Temperatur (die Atome sind hochionisiert) und somit treten andere Übergänge auf, die im ungestörten Fall nicht möglich wären. Die Funktion der Störung als Funktion des Abstandes  $R$  zwischen dem Photonabsorber und dem störenden Teilchen ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Drei Arten von Übergängen sind möglich. Die erste Möglichkeit ist der ungestörte Übergang selbst. Die zweite würde einen energieärmeren Übergang zwischen den Niveaus ermöglichen und als dritte Möglichkeit böte sich ein erhöhter Energiebedarf für den Übergang an. Die Energieniveaus werden mit  $u$  (engl. up) und  $l$  (engl. low) bezeichnet, wobei man erwartet, dass das obere Energieniveau stärker gestört wird als das niedrigere. Der Nettoeffekt aller Absorberatome entlang der Sichtlinie in die Sternatmosphäre kann sich in einer Verschiebung von Spektrallinien, einer Asymmetrie, aber hauptsächlich in einer Linienverbreiterung auswirken. Wegen der komplexen Wechselwirkung und der Vielzahl an Möglichkeiten, die die Energieniveaus jedes einzelnen Atoms beeinflussen können, sind diese Effekte noch nicht genau verstanden. Die Linienverschiebung und die Asymmetrien wurden in Sternatmosphären noch nicht hinreichend untersucht, da die Effekte sehr klein sind und diese nur bei sehr hohen Drücken - die z.B. bei Weißen Zwergen auftreten - sichtbar werden (Gray (1992), S. 209f.). Eine Näherung der Störung der Energieniveaus, die von Kollisionen verursacht werden, ist ein Potenzgesetz wie in Gleichung 2.14. Hier steht die Zahl  $n$  für die Art der Wechselwirkung und  $R$  für den Abstand zum störenden Teilchen. Beispiele für die wichtigsten Wechselwirkungsarten in Sternat-



**Abbildung 2.3:** Eine schematische Abbildung der potentiellen Energie der Energieniveaus der Atome aufgetragen über den Abstand  $R$  zur Störquelle. Der Übergang kann entweder energetisch größer oder kleiner als im ungestörten Fall sein (Gray (1992), S.210)

mosphären sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Wenn man die Funktion 2.14 für das untere Energieniveau von der des oberen Energieniveaus subtrahiert und die Energiedifferenz in eine Frequenz umschreibt, erhält man mittels der Relation  $\Delta E_u - \Delta E_l = h\Delta\nu$  für den Frequenzunterschied  $\Delta\nu$  die Gleichung 2.15.

Die Konstante  $C_n$  muss durch Atommodelle für jeden möglichen Übergang berechnet oder gemessen werden. Für Wasserstoff- oder Heliumatome sind solche quantenmechanische Rechnungen noch einfach zu lösen. Übergänge bei Metallatomen sind viel komplizierter zu berechnen. Ein Eisenatom z.B. hat viele Millionen Spektrallinien und Übergänge, so dass das Wissen darüber weitgehend unvollständig ist. Allerdings sind Näherungsformeln hierfür verfügbar und diese sind nur in wenigen Fällen relevant, da die Spektrallinien zu schwach sind und keine Starkflügel ausbilden. Somit können die Näherungen angenommen werden.

$$\Delta E = \text{const} \cdot R^{-n} \quad (2.14)$$

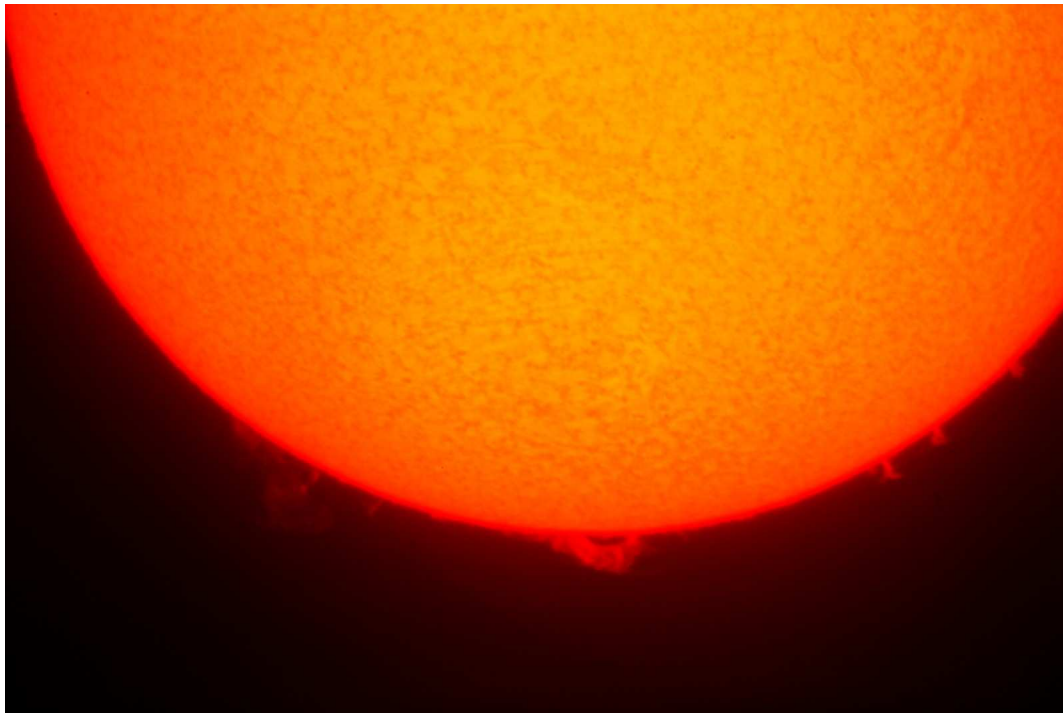
$$\Delta\nu = C_n \cdot R^{-n} \quad (2.15)$$

**Tabelle 2.1:** In der Tabelle sind die verschiedenen Arten von Druckverbreiterung, die in heißen Sternatmosphären hauptsächlich relevant sind, aufgeführt (Gray, 1992).

$n$	Art	Betroffene Linien	Typischer Störpartner
2	Linearer Stark-Effekt	Wasserstoff	Protonen, Elektronen
4	Quadratischer Stark-Effekt	Meisten Linien, besonders in heißen Sternen	Elektronen

## 2.3 Turbulente Verbreiterung

Wie in unserer Sonne treten in Sternen ebenfalls Konvektionszonen auf, die eine turbulente Bewegung von Materie von und in tiefere Schichten darstellen. Ein Bild von unserer Sonne ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Hier kann man die Granulation der Oberfläche sehen, die durch Konvektion aus der der Photosphäre untergelagerten Schicht entsteht. Diese turbulenten Bewegungen verursachen eine Doppler-Verschiebung von Spektrallinien, da die Bewegung hauptsächlich radial verläuft. Man unterscheidet solche Turbulenzen in Mikroturbulenzen und Makroturbulenzen, die über die optische Tiefe definiert sind (siehe Gleichung 2.3). Das Unterscheidungskriterium zwischen Mikro- und Makroturbulenz wird durch die Größe des turbulenten Gebiets definiert. Ist die Größe der Turbulenz klein gegenüber der optischen Einheitstiefe, handelt es sich um eine mikroturbulente Bewegung. Von Makroturbulenz spricht man, wenn die Größe der Turbulenz viel größer ist als die optische Einheitstiefe (Gray, 1992). Unkorrelierte Bewegungen, wie die thermische Bewegung der Atome, führen zu einem Gaußprofil von der Form in Gleichung 2.18. Hierbei stellt  $N(v)dv$  den Bruchteil der Teilchen dar, die sich in einem Geschwindigkeitsintervall von  $v$  bis  $dv$  befinden. Die Geschwindigkeiten werden hierfür in radialer Richtung und die Verteilung der Teilchen  $N(v)$  als statistisch gleich angenommen. Der Dispersionsfaktor  $\xi$  wird oftmals als 'die' Mikroturbulenz bezeichnet. Da thermische- und Mikro-Turbulenz von einander unabhängig sind, lässt sich ihr Zusammenwirken mathematisch als Faltung beschreiben. Die Faltung zweier Gaußprofile ergibt ein Gaußprofil mit  $v^2 = v_0^2 + \xi^2$ . Hierbei erhält die neue Gaußfunktion den Dispersionsfaktor  $\xi$ , der durch  $v^2 = v_0^2 + \xi^2$  gegeben ist. In Gleichung 2.19 werden unterschiedliche Absorptionskoeffizienten verschiedener gleichzeitig stattfindender Prozesse, die zur Linienverbreiterung führen, zu einem  $\alpha_{\text{tot}}$  gefaltet. Sei  $\alpha'$  ein Absorptionskoeffizient ohne Mikroturbulenz (vgl. 2.19), so kann der Absorptionskoeffizient  $\alpha$ , der die Mikroturbulenz einschließt, nach Gleichung 2.20 gefaltet werden. Was die Doppler-Wellenlängen und Frequenzen anbetrifft, die durch die Faltung der



**Abbildung 2.4:** Eine Aufnahme unserer Sonne vom August 2011 an der Sternwarte in Bamberg. Das Photo wurde mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 1000D Astro, die an dem Apochromaten Triplet APO 115/800mm montiert war, gemacht. Neben Protuberanzen am Rand der Sonnenscheibe sind die Granulationen der Sonnenoberfläche zu sehen.

Gaußfunktionen entstehen, wird durch den Dispersionsparameter  $\xi$  automatisch die Mikroturbulenz berücksichtigt und die Doppler-Wellenlängen ergeben sich zu 2.21. Somit kann  $\Delta\lambda_D$  bzw.  $\Delta\nu_d$  in dem Linienprofil  $\Phi_\lambda$  aus Gleichung 2.13 direkt ersetzt werden, um Mikroturbulenzen zu berücksichtigen.

Die natürliche Linienverbreiterung und die Druckverbreiterung lassen sich durch ein Lorentzprofil beschreiben. Die Lorentzfunktion der Form in Gleichung 2.16 beschrieben lässt sich mit der Gaußfunktion von Gleichung 2.17 falten, wobei  $\gamma$  die Druckverbreiterung und  $\sigma$  die Dopplerbreite darstellt. Die Faltung von Lorentz- und Gaußfunktion ergibt das sogenannte Voigtprofil.

$$L(x) = \frac{\gamma}{\pi(x^2 + \gamma^2)} \quad (2.16)$$

$$G(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.17)$$

$$N(v)dv = \frac{1}{\sqrt{\pi}\xi} \exp \left[ -\left(\frac{v}{\xi}\right)^2 \right] dv \quad (2.18)$$

$$\alpha_{\text{tot}} = \alpha_{\text{natural}} * \alpha_{\text{Stark}} * \alpha_{\text{v.d.Waals}} * \alpha_{\text{thermal}} \quad (2.19)$$

$$\alpha = \alpha' * N(\Delta\lambda) \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_D &= \frac{\lambda}{c} \sqrt{\left(\frac{2kT}{m} + \xi^2\right)} \\ \Delta\nu_D &= \frac{\nu}{c} \sqrt{\left(\frac{2kT}{m} + \xi^2\right)} \end{aligned} \quad (2.21)$$

## 2.4 Zeeman-Effekt

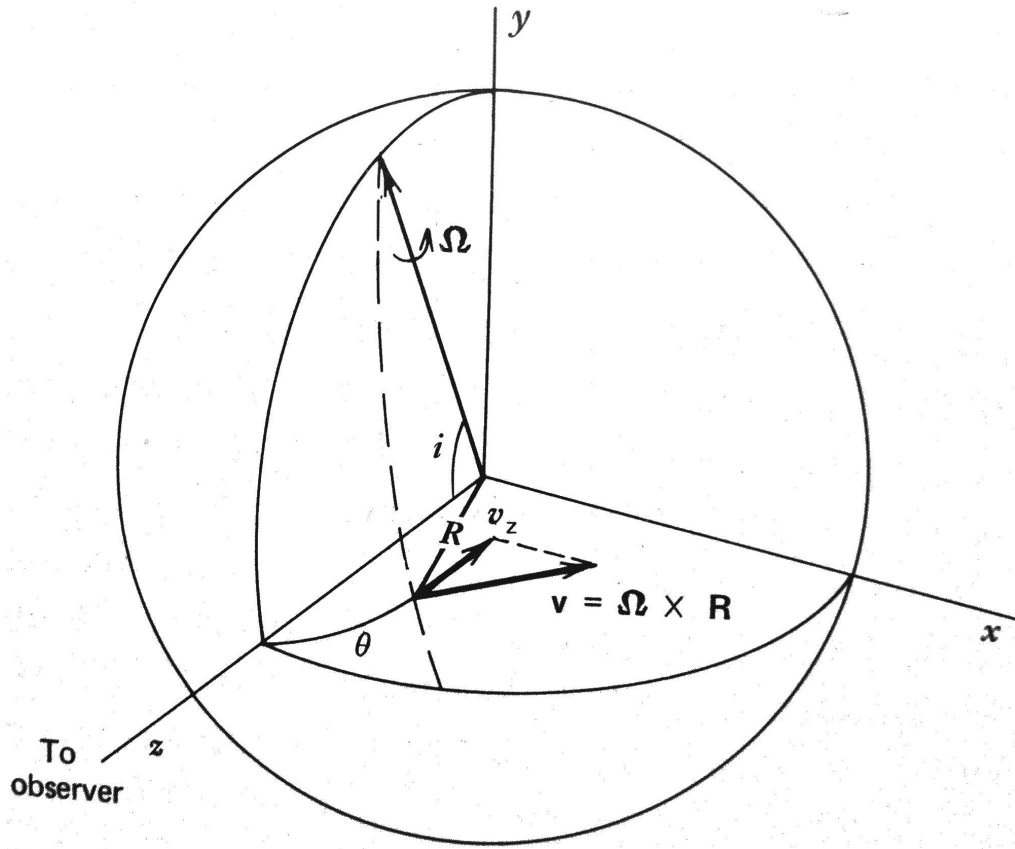
Der Zeeman-Effekt ist ein quantenmechanischer Effekt, der auftritt, wenn starke Magnetfelder Einfluss auf Energieübergänge in der Elektronenhülle der Atome haben. Hierbei ist die magnetische Quantenzahl  $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$  verantwortlich für die Aufspaltung der Spektrallinien. Wegen der Einschränkung, dass  $l$  nur Werte von  $l = 0, 1, \dots, n - 1$  annehmen kann, ist der orbitale Drehimpuls  $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$  eines Hüllenelektrons quantisiert. Dabei bezeichnet  $l$  nur die Größe des Drehimpulses, nicht aber seine Richtung. Es ist wichtig zu wissen, dass ein Elektron, während es den Kern umkreist, selbst ein magnetisches Feld induziert. Das projizierte Magnetfeld in eine gegebene Richtung  $z$ , die der Richtung eines äußeren Magnetfelds entspricht, kann demnach nur Werte von  $L_z = m_l\hbar$  annehmen. Somit können sich Spektrallinien in mehrere Komponenten aufspalten. Im Fall von  $l = 1$  nimmt die magnetische Quantenzahl  $m_l$   $(2l + 1)$  verschiedene Werte an. Die Spektrallinie, die aus dem Übergang von  $l = 1 \rightarrow l = 0$  hervorgeht, spaltet sich als Konsequenz des externen Magnetfelds somit in drei Linien auf (Gray (1992), S.98).

## 2.5 Rotationsverbreiterung

Nicht nur thermische Verbreiterung durch statistische Doppler-Verschiebung oder Turbulenzen können Spektrallinien verformen. Sterne besitzen aufgrund von Drehimpulserhaltung ihrer ursprünglichen Gaswolke und Verläufe während ihrer Entwicklung eine Rotation um ihre Rotationsachse. Da es nicht möglich ist einen sdB aufzulösen, fällt sein gesamtes Licht in den Detektor und wird vom Beobachter gemessen. Wenn der Stern rotiert, sieht der Beobachter, falls er nicht direkt auf den Pol der Rotation blickt, eine Doppler-Verbreiterung von Spek-

trallinien. Weil sich bei der Rotation eine Seite auf den Beobachter zubewegt und die andere Seite des Sterns weg, gibt es einen Geschwindigkeitsgradienten der projizierten Radialgeschwindigkeit von der einen Seite des Sterns zu der anderen. Die Doppler-Verschiebung der Seite des Sterns, die sich auf den Beobachter zubewegt, bewirkt eine Blauverschiebung der Spektrallinien und die Seite, die sich vom Beobachter wegbewegt, eine Rotverschiebung, die mit der Radialgeschwindigkeit skaliert.

Wenn man den Stern als starr rotierende Kugel betrachtet, ist die Winkelgeschwindigkeit auf der Oberfläche  $\vec{\Omega}$ . Die Rotationsachse sei um den Winkel  $i$  geneigt. Eine geeignete Wahl des Koordinatensystems würde die Rotationsachse in der  $y - z$  Ebene vorschlagen. In Abbildung 2.5 ist dieses Szenario dargestellt. Die lineare Geschwindigkeit an jedem Punkt der Oberfläche des Sterns ist  $\vec{v} = \vec{\Omega} \times \vec{R}$ , wobei  $\vec{R}$  der Radiusvektor zu einem Punkt auf der Oberfläche ist. Wenn man das Koordinatensystem so wählt, dass die  $x$ -Komponente der Winkelgeschwindigkeit  $\Omega_x = 0$  ist und die  $y$ -Komponente zu  $\Omega_y = \Omega \sin i$  wird, ist die  $z$ -Komponente des Vektorprodukts von  $(\vec{\Omega} \times \vec{R})_z$  die Geschwindigkeit, mit der für den Beobachter die Spektrallinien Doppler-verschoben sind. Damit wird die Doppler-Verschiebung  $\Delta\lambda$  in Geschwindigkeitseinheiten ausgedrückt zu  $\Delta\lambda = v = x\Omega \sin i$ . Dieser Punkt ist von grundsätzlicher Bedeutung, denn er zeigt, dass alle Elemente auf der Sternoberfläche mit selber  $x$ -Koordinate auch derselben Doppler-Verschiebung durch die Rotation unterworfen sind. Wenn man die Sternscheibe in der  $x - y$ -Ebene in Streifen einteilt, wie in Abbildung 2.6 angedeutet, ist die Doppler-Verschiebung entlang eines Streifens für alle Elemente konstant. Da das Maximum der Radialgeschwindigkeit am Rand der Sternscheibe bei  $x = R$  erreicht wird, ist die größte Doppler-Verschiebung bei  $\Delta\lambda_L = R\Omega \sin i = v \sin i$  mit  $v$  als Äquatorialgeschwindigkeit zu erwarten. Bei der Integration der Doppler-verschobenen Intensitäten  $I_\nu$  über die ganze Sternscheibe nimmt man einer Randverdunkelung wie in Gleichung 2.23 an. Hier ist  $I_c^0$  die nicht Doppler-verschobene Intensität im Zentrum der Scheibe. Der Randverdunkelungskoeffizient  $\varepsilon$  ist eine sich langsam ändernde Funktion des Kontinuums von  $\lambda$ . Die Wellenlängen- und Temperaturabhängigkeit des Randverdunkelungskoeffizienten ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Das Rotationsprofil wird so zu Gleichung 2.22, wobei die Konstanten zu  $c_1$  und  $c_2$  zusammengefasst sind. Welche Auswirkungen die Randverdunkelung auf das Rotationsprofil hat, sieht man in Abbildung 2.7. Hier sieht man beide Teile der Funktion  $G(\Delta\lambda)$  und ihre Summe für ein angenommenes  $\varepsilon$  von 0,6. Somit ist  $\varepsilon$  eine Hilfsgröße, um Rechnungen zu vereinfachen. Die Wahl eines konstanten Epsilons als einpa-



**Abbildung 2.5:** Veranschaulichung des im Text erklärten Koordinatensystems. Die z-Achse zeigt hierbei zum Beobachter (Gray, 1992).

rametrischen Randverdunklungskoeffizienten ist unkritisch.

$$G(\Delta\lambda) = \frac{2(1-\varepsilon)\sqrt{1-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_L)^2} + \frac{1}{2}\pi\varepsilon[1-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_L)^2]}{\pi\Delta\lambda_L(1-\varepsilon/3)} = \quad (2.22)$$

$$= c_1 \sqrt{1 - (\Delta\lambda/\Delta\lambda_L)^2} + c_2 [1 - (\Delta\lambda/\Delta\lambda_L)^2]$$

$$\frac{I_c}{I_c^0} = 1 - \varepsilon + \varepsilon \cos \Theta \quad (2.23)$$

## 2.6 Rossiter-McLaughlin-Effekt

Der Rossiter-McLaughlin-Effekt (RM-Effekt) tritt in bedeckenden Binärsystemen auf. Ein Begleiter verdeckt in der Sichtlinie des Beobachters, je nach seiner Phase des Umlaufs, die Ränder des Sterns. Da man den Stern nicht auflösen



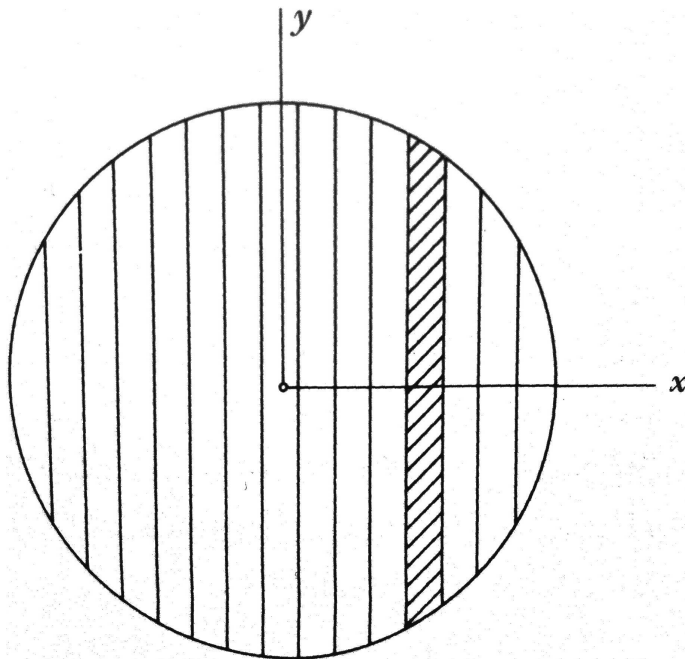


Abbildung 2.6: Schematische Einteilung der Sternscheibe in Streifen (Gray, 1992).

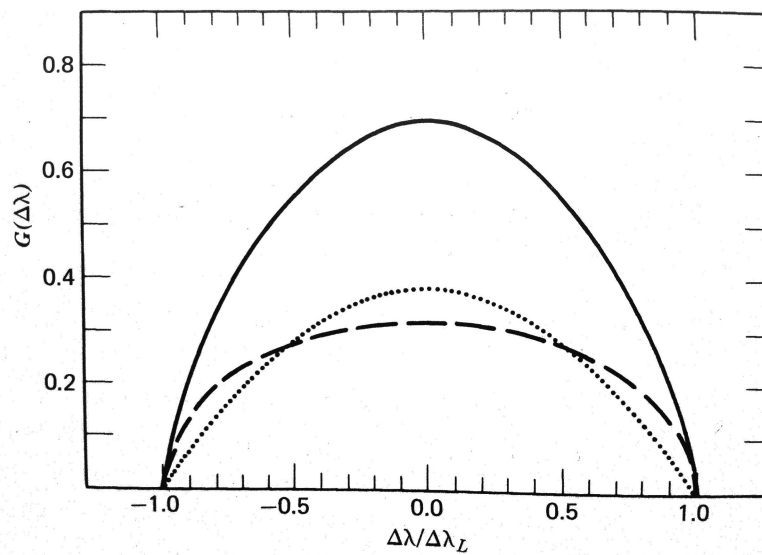
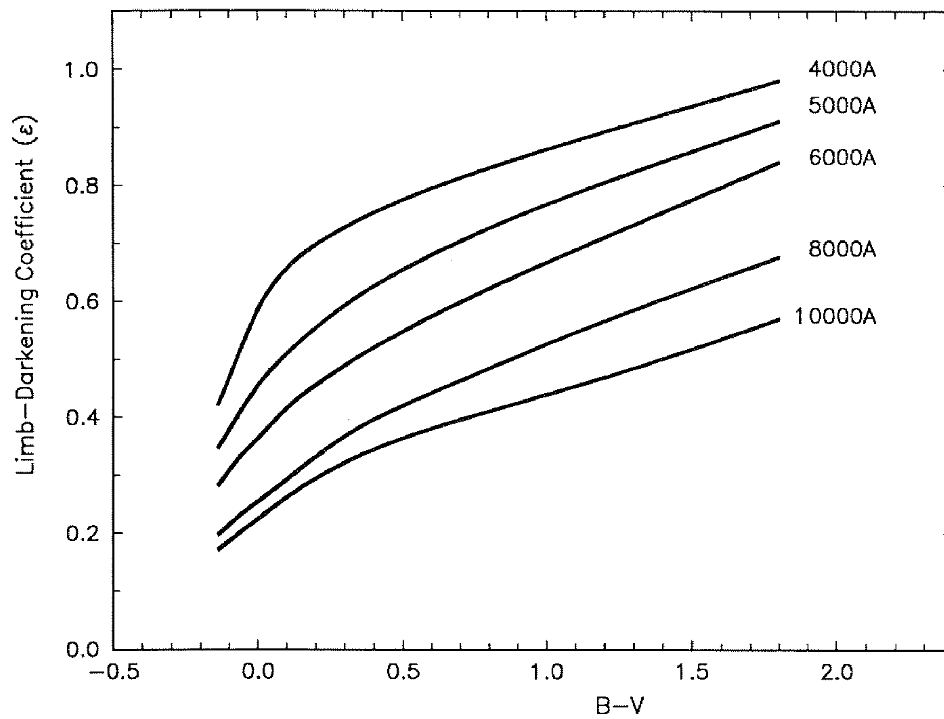


Abbildung 2.7: Auswirkungen der Randverdunkelung nach Gleichung 2.22. Die oberste Linie zeigt die Annahme einer Randverdunkelung mit  $\varepsilon = 0,6$ . Die gestrichelte Kurve zeigt den ersten Term ohne 'limb darkening' und die gepunktete den zweiten (Gray, 1992).



**Abbildung 2.8:** Gray (1992) zeigt die Abhängigkeit des Randverdunkelungskoeffizienten  $\epsilon$  von der Temperatur (Farbe B-V) und der Wellenlängenabhängigkeit der Modellatmosphären. Für SPAS (Spectra Plotting and Analysis Suite) wurde ein Durchschnittswert für alle Wellenlängen benutzt, da die Variation von  $\epsilon$  zu klein ist, um das Profil merklich zu beeinflussen.

kann, wird das gesamte Licht der Sternscheibe bei der Spektroskopie detektiert. So wird der Mittelwert aller Doppler-Verschiebungen für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit beitragen. Trägt zu der Doppler-Verschiebung die Rotation des Sterns messbar bei, so wird der Begleiter während des Anfangs und dem Ende der Bedeckung, während er vor der Sternscheibe vorbeizieht, Einfluss auf das ausgesandte Licht nehmen. Dies macht sich dahingehend bemerkbar, dass bei der Bestimmung der Radialgeschwindigkeit das Spektrum in den Daten in diesen Fällen sowohl zu hohe als auch zu niedrige Werte von  $v_{\text{rad}} \sin i$  liefern wird. Das durch Rotation Doppler-verschobene Licht wird vom Begleiter absorbiert und trägt nicht mehr zum Spektrum bei. Somit wird auf der Seite des Sterns, die auf den Beobachter zukommt, das blau verschobene Licht nicht mehr im gleichen Maße mit dem Licht der anderen Seite detektierbar und die Spektrallinien scheinen insgesamt röter. Im anderen Fall, bei dem der Begleiter die sich weg bewegende Seite des Sterns bedeckt, wird bei der Messung der Radialgeschwindigkeit ein zu hoher Wert festgestellt. Randverdunkelung spielt bei diesem Effekt ebenso eine wichtige Rolle und muss berücksichtigt werden. Auch können Flecken, so wie sie auch auf unserer Sonne vorkommen, ein Signal liefern während sie über die Sternscheibe wandern. Im Allgemeinen kann dies bei Sternen, die eine konvektive Atmosphäre haben, auftreten. Sternflecken sind bei sdBs nicht zu erwarten, da sie nur entstehen können, wenn die Atmosphäre konvektiv ist, was für ihre Atmosphäre nicht zutrifft. Es könnten aber sehr wohl chemische Flecken auftreten, nämlich dann, wenn ein großräumiges Magnetfeld vorhanden wäre.

## Kapitel 3

# Instrumente

Große Teleskope mit mehreren Metern Durchmesser werden benötigt, um lichtschwache Quellen hinreichend gut spektroskopieren zu können. Im Gegensatz zur Lichtkurvenmessung in verschiedenen Farbbändern, bei denen das Licht aller Wellenlängen innerhalb eines Bands zum Signal beiträgt, fächert der Spektrograph das Licht nach der Wellenlänge auf. Daher muss so viel Licht wie möglich gesammelt werden, um ein ausreichend gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Nicht nur der Spiegeldurchmesser des Teleskops ist wichtig, sondern auch die Belichtungszeit. Eine lange Belichtungszeit erhöht stark das Signal, aber eine zu hohe Belichtungszeit lässt eventuelle Informationen über Systeme verschwinden. Die Wahl der richtigen Belichtungszeit hängt vom System ab. Will man zeitaufgelöste Spektroskopie mit einer hohen Auflösung von dunklen Binärsystemen betreiben, die eine kurze Orbitalperiode besitzen, so limitiert die Periodendauer die Zeit für Einzelaufnahmen. Daher muss man für radialgeschwindigkeitsvariable Systeme die Beobachtungszeit dem System anpassen. Deshalb schränkt es die Auswahl der Teleskopgröße auf Spiegel mit mehreren Metern Durchmesser ein. Als besonders dunkle Sterne besitzen sdBs meist Magnituden in der Größenordnung von 16 bis 18 oder mehr. Um eine Aussage über deren Radialgeschwindigkeit machen zu können, wenn sie als Binärsterne identifiziert werden sollen, sind Beobachtungszeiträume von nur einigen Minuten für ein einzelnes Spektrum sinnvoll. Zu kurze Belichtungszeiten würden ein nutzloses Signal-zu-Rausch-Verhältnis liefern und zu lange Belichtungszeiten würden die Linien zu stark verschmieren. Man könnte dann keine Aussage über die Periode bzw. den Begleiter treffen.

Die Aufspaltung des Lichts, das ein Stern emittiert, kann entweder mit einem Prisma, einem Spalt oder einem Gitter erreicht werden. Die typische Regenbogenaufspaltung weißen Lichts durch ein Glasprisma, das im Sonnenlicht steht,

ist allgemein bekannt. Da der wellenlängenabhängige Brechungsindex  $n$  eine Materialeigenschaft ist, wird Licht unterschiedlicher Wellenlänge vom Medium unterschiedlich stark gebrochen. Prismenspektrographen fächern das Licht in seine Bestandteile durch Brechung auf, wobei sie eine starke Nichtlinearität von  $n = n(\lambda)$  aufweisen. Ein Prisma erzeugt eine ungleichförmige Dispersion, im Gegensatz zu einem Gitter als dispergierendem Element, das eine fast lineare Dispersion besitzt. Somit sind Beugungsgitter für die Spektroskopie besser geeignet als Prismen.

Wird Licht an einem Spalt oder Gitter gebeugt, entsteht ein Spektrum. Dieses, so von einem Objekt im Strahlengang generierte, wird durch unterschiedliche optische Aufbauten zu einem Detektor geleitet, der heutzutage aus einem CCD-Chip besteht. Die Wellenlängenaufspaltung erfolgt also räumlich auf dem Detektor. Es lassen sich verschiedene Intensitäten an verschiedenen Orten auf dem CCD-Chip ausmachen, je nachdem, welche Signale unter anderem vom Stern zu dem Licht beigetragen haben. Das entstandene Signal auf der Detektoroberfläche muss noch kalibriert werden, um eine Wellenlängenzuordnung machen zu können. Diese Wellenlängenkalibration erfolgt mittels Vergleichslampen, die unmittelbar vor oder nach der Aufnahme eines Spektrums ebenfalls mit dem gleichen optischen Aufbau gemessen werden. Da Emissionslinien der Vergleichslampe, wie beispielsweise einer Helium-Argon Lampe, bekannt sind, kann man somit die Dispersionsrelation bestimmen, um die Signale des Sternspektrums der zugehörigen Wellenlänge zuzuordnen. Das Beugungsmuster des Spektrums besitzt verschiedene Ordnungen und das Auflösungsvermögen des Spektrographen hängt zum einen von der Nutzbarkeit der verschiedenen Beugungsordnungen und der Anzahl der Linien des Gitters, zum anderen von der Breite des Spaltes ab. Gleichung 3.1 zeigt die Proportionalität dieser Variablen.

$$\begin{aligned} \text{Auflösung des Gitters} &: R = n \cdot N \\ \text{Spaltbedingte Auflösung} &: R = \frac{n \cdot f_{\text{koll}}}{d \cdot b \cdot \cos \alpha} \cdot \lambda \end{aligned} \quad (3.1)$$

Hierbei ist die Auflösung  $R$  umgekehrt proportional zur Spaltbreite  $b$ .  $N$  ist die Zahl der ausgeleuchteten Spalten des Gitters, der Einfallswinkel wird mit  $\alpha$  bezeichnet, der Abstand zweier Spalten mit  $d$  und die Kollimatorbrennweite ist durch  $f_{\text{koll}}$  gegeben. Die Beugungsordnung  $n$  trägt zum Auflösungsvermögen auch bei, denn je höhere Ordnungen vom Spektrographen genutzt werden, desto höhere Auflösungen können erzielt werden. Beim Verengen des Spaltes in der sogenannten 'long-slit'-Spektroskopie wird die höhere Auflösung auf Kosten niedriger Intensität des Lichts durch Spaltverluste erkaufte. Dies erfordert

entweder längere Belichtungszeiten oder es wird ein schwächeres Signal in Kauf genommen. Dies kann aber zu dem Problem führen, dass sich diese Beugungsordnungen teils überlappen und somit deren Intensitätsverteilungen das Spektrum so nicht nutzbar werden lässt. Dieses Problem ist durch ein Querdispersionselement lösbar.

### 3.1 Echelle Spectrograph

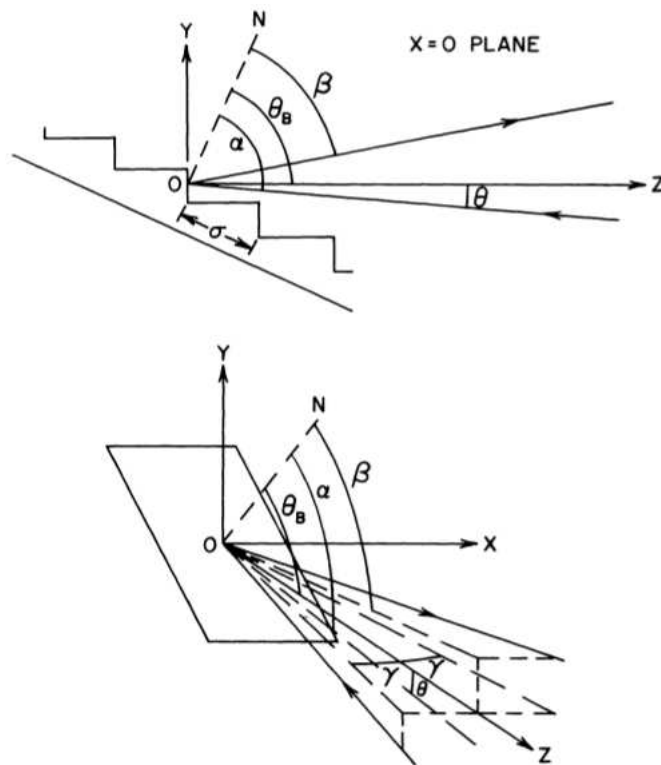
Um höhere Beugungsordnungen nutzen zu können und dabei das Problem der überlappenden Beugungsordnungen auf dem CCD-Chip zu vermeiden, wurde der Echelle-Spectrograph entwickelt. Das Echelle-Gitter zeichnet ein hoher Blazewinkel ( $\Theta_B$ ) aus und wurde von George Harrison 1949 am MIT entwickelt und benannt. Anfangs wurde der Echelle Spectrograph zu Laborzwecken und für die Sonnenspektroskopie verwendet. Der erste Echelle-Spectrograph für die Spektroskopie von Sternen wurde Mitte der 1960er Jahren entwickelt. Harrison zeigte, dass die Winkeldispersion eines Gitters für eine Wellenlänge  $\lambda$  nur von dem Blazewinkel abhängt. Ein Gitter mit einem großen Blazewinkel von über  $45^\circ$  zeigt eine hohe Winkeldispersion und somit eine hohe Auflösung. Die Beziehung der Auflösung  $R$ , der Winkeldispersion  $d\beta/d\lambda$  und der Winkelverteilung  $\delta\beta$  des monochromatischen Lichts, das das Gitter verlässt, ist durch Gleichung 3.2 gegeben. Sogenannte 'Fibre-fed'-Echelle-Spectrographen, die das Licht von Sternen über eine Glasfaserleitung zugeführt bekommen, wurden ab Mitte der 1980er Jahre verwendet. Diese ermöglichen einen stabileren Spectrographenaufbau, da er in einem separaten klimatisierten Raum montiert werden kann und eine höhere Stabilität gewährleistet.

Das einfallende Licht wird an dem sogenannten 'Blazed'-Gitter, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, gebeugt. Die treppenförmige Anordnung von mikroskopischen Rillen, die das Licht um einen großen Blazewinkel beugen, sorgen für eine Verschiebung des Maximums der Intensität in höhere Ordnungen. In Abbildung 3.2 ist der Intensitätsverlauf der Blazefunktionen über die Wellenlänge aufgetragen.

$$R = \frac{\lambda}{\delta\beta} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (3.2)$$

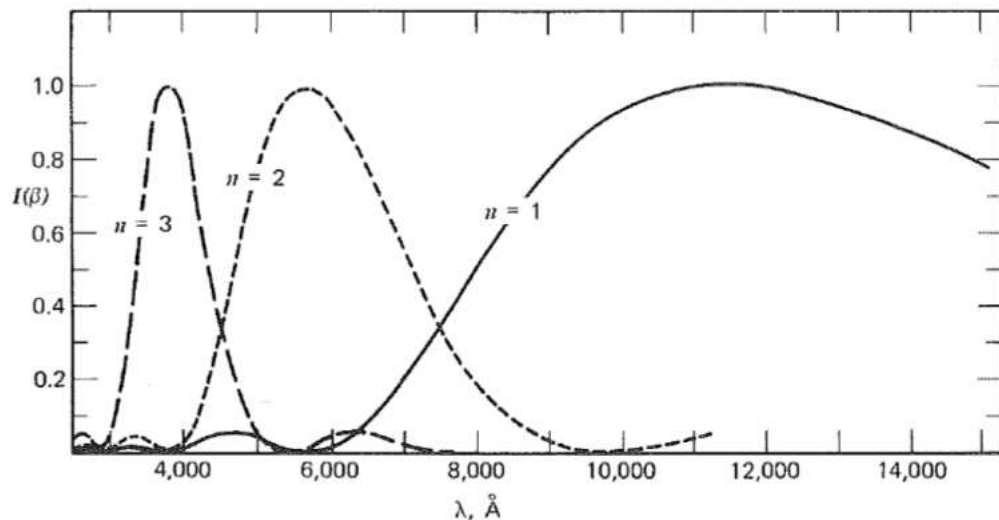
$$\frac{n\lambda}{\sigma} = \cos \gamma (\sin \alpha + \sin \beta) \quad (3.3)$$

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{n}{\sigma} \cos \gamma \cos \beta = \frac{\sin \alpha + \sin \beta}{\lambda \cos \beta} \quad (3.4)$$



**Abbildung 3.1:** Das Blazegitter besteht aus mikroskopischen Rillen, die stufenförmig angeordnet für die Beugung des Lichtes sorgen. Der Lichtstrahl fällt auf den Punkt  $O$ , der als Ursprung des Koordinatensystems gewählt wurde. Der Einfallswinkel des Lichts ist  $\alpha$ , der Beugungswinkel  $\beta$  und  $\Theta_B$  bezeichnet den Blazewinkel. Die Winkel werden in der  $y-z$ -Ebene gemessen, wobei  $\gamma$  den Winkel zwischen der Ebene und dem einfallenden Strahl darstellt.

Die Gleichung 3.3 liefert die Beugungsgleichung. In dieser ist  $\sigma$  der Rillenabstand und  $n$  die Ordnungsnummer der Beugung bei Wellenlänge  $\lambda$ . Bei  $\Theta = 0$  und  $\beta = \alpha = \Theta_B$  wird die Winkeldispersion (Gleichung 3.4)  $d\beta/d\lambda$  zu  $(2/\lambda) \tan \Theta_B$ . Dies zeigt, dass ein großer Blazewinkel eine hohe Winkeldispersion zur Folge hat. Die meisten Echelle-Spektrographen, die für Sternspektren verwendet werden, besitzen einen Blazewinkel von  $\tan \Theta_B = 2$  ( $\Theta_B = 63.5^\circ$ ) (Chaffee & Schroeder, 1976).



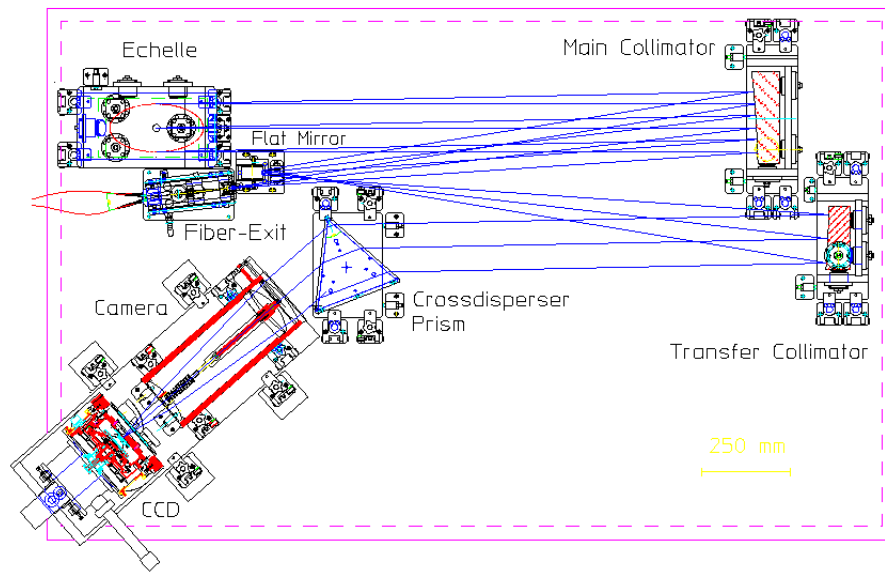
**Abbildung 3.2:** Die Abbildung zeigt verschiedene Ordnungen der Blazefunktionen. Durch die Verwendung von Transmissions- bzw. Reflexionsgitter liegt das Intensitätsmaximum bei der nullten Beugungsordnung. Um dieses für die Spektroskopie nicht zu verlieren, da es so nicht nutzbar ist, wird ein Blazegitter eingesetzt. Das Blazegitter verschiebt das Intensitätsmaximum in höhere Beugungsordnungen. Das somit gewonnene Intensitätsprofil erreicht sein Maximum nun bei jeweiligen Blaze-Wellenlänge  $\lambda_n^0$ . Durch den optischen Aufbau des Spektrographen werden die Blaze-Wellenlängen der Ordnungen auf den CCD-Chip abgebildet (Gray, 1992).

### 3.2 FEROS Spectrograph

Der **F**iber-fed, **E**xtended **R**ange, **O**ptical **E**chelle **S**pectrograph wurde an der Landessternwarte in Heidelberg entwickelt und 1998 zunächst an ESOs 1,52 Meter-Teleskop auf La Silla in Chile eingesetzt. ESO wechselte den Spektrographen schließlich 2002, um ihn an das 2,20 Meter-Teleskop zu montieren, mit dem er bis heute erfolgreich hochaufgelöste Spektren liefert.

FEROS erreicht bei einer Effizienz von 20 % eine Auflösung von ungefähr  $R = 48000$ . Dabei deckt er fast das komplette Spektrum von  $3500 \text{ \AA}$  bis  $9200 \text{ \AA}$  ab. Dieser Wellenlängenbereich ist das ganze optische Spektrum und kann gleichzeitig während einer Belichtung gemessen werden (Kaufer et al., 1999). Der Spektrograph ist in einem eigenen klimakontrollierten Raum montiert, der, geschützt von allen möglichen Störfaktoren, von zwei Glasfaserkabeln des zu messenden Lichts gespeist wird. Die Glasfaser mit den besseren optischen Eigenschaften wird für das Licht des Objekts verwendet, die andere Glasfaser ermöglicht unterschiedliche Betriebsmodi. Im OBJSKY-Betrieb wird der Himmels-hintergrund abgebildet, der Informationen über atmosphärische Effekte liefert,



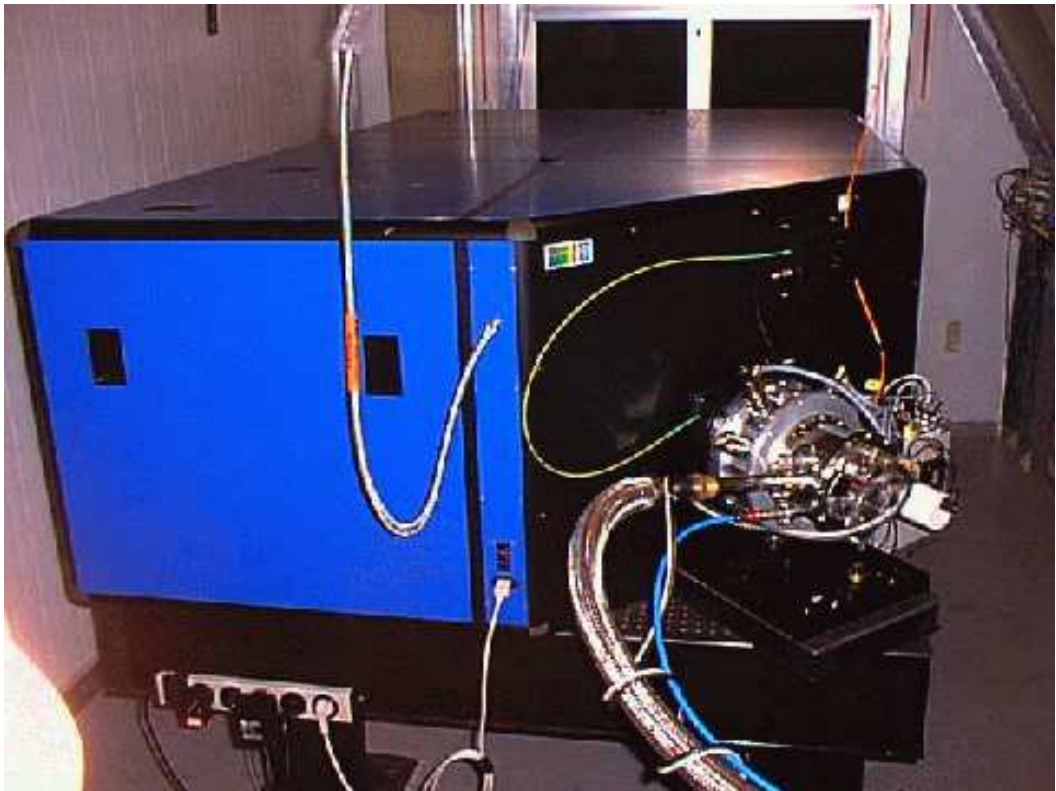


**Abbildung 3.3:** Eine schematische Abbildung von FEROS (ESO, 2012b). Der Echelle-Spektrograph findet Anwendung in La Silla, Chile. Die blauen Linien stellen den Strahlengang durch den Spektrographen da. Das Licht erreicht den Spektrographen durch die zwei optischen Glasfasern und tritt am 'Image Slicer' aus. Dort wird es weiter durch den Hauptkollimator auf das Blazed-Gitter geworfen, wo das Licht in seine Bestandteile zerlegt wird. Nach der Beugung am Gitter wird es vom Hauptkollimator wieder reflektiert und durch einen Flachspiegel zum Transferkollimator gelenkt. Dort werden die gebeugten Ordnungen zu einem Querdispersionselement, einem Prisma geworfen, bevor es auf die Stickstoff gekühlte CCD Kamera fällt. Der CCD-Chip erreicht eine Auflösung von  $4096 \times 2048$  Pixeln (European Southern Observatory et al., 2006).

um diese auszugleichen. Auch kann die Sekundärfaser im OBJCAL-Modus betrieben werden. Dieser Betriebsmodus ermöglicht es, der Sekundärfaser Licht aus einer Kalibrationsquelle zuzuführen. Bei präzisen Radialgeschwindigkeitsmessungen ist eine gleichzeitige Aufnahme einer Kalibrationsquelle von Vorteil. Sättigung durch das Kalibrationsspektrum wird durch einen Graufilter gewährleistet, um identische Belichtungszeiten realisieren zu können. Ein Foto dieses Spektrographen ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

### 3.3 UVES Spectrograph

UVES steht für **U**ltraviolet and **V**isual **E**chelle Spectrograph und bietet hochauflösende Spektroskopie am VLT (**V**ery **L**arge **T**elescope) der ESO im Nasmyth B focus des UT2. Der Echelle-Spektrograph wurde dafür entwickelt, mit hoher Effizienz von der atmosphärischen Grenze von  $300\text{ nm}$  bis hin zu der großen



**Abbildung 3.4:** Das Foto zeigt FEROS, das an ESOs 2,2 Meter-Teleskop in La Silla zum Einsatz kommt. Der Spektrograph steht in einem separaten klimatisierten und vor Erschütterungen geschützten Raum. Auf dem Foto sieht man den Detektor mit der Stickstoffzufuhr, die den CCD-Chip kühlt (ESO, 2012a).

Wellenlängenbegrenzung der CCD-Chips von ca. 1100 nm Spektroskopie zu betreiben. Hierfür wird der Lichtstrahl in zwei Arme aufgeteilt. Ein Arm, der sich vom UV-Bereich bis hin zum Blauen und einen Arm, der sich vom optischen Wellenlängenbereich bis hin zum Roten erstreckt. Beide Arme können separat oder parallel arbeiten. UVES erreicht eine Auflösung von  $R = 40000$  bei einer Schlitzgröße von einer Bogensekunde. Die maximale Auflösung liegt bei  $R = 80000$  im Blauen und  $R = 110000$  im Roten, bei einem 2-Pixel-Binzing. Das UVES-Instrument wurde auf größtmögliche mechanische Stabilität ausgelegt und erlaubt präzise Wellenlängenkalibrierungen. Der blaue Arm ist mit einem CCD-Chip (EEV) mit einer Auflösung von  $2000 \times 4000$  (0,22 arcsec/pix) ausgestattet und der rote Arm besitzt ein Mosaik aus zwei mit den Chips (EEV & MIT/LL) mit ebenfalls  $2000 \times 4000$  (0,16 arcsec/pix) (Dekker et al., 2000). Somit ist UVES ein hervorragender Echelle-Spektrograph, um leuchtschwache Objekte mit hoher Präzision zu untersuchen.

### 3.4 Cassegrain TWIN-Spektrograph

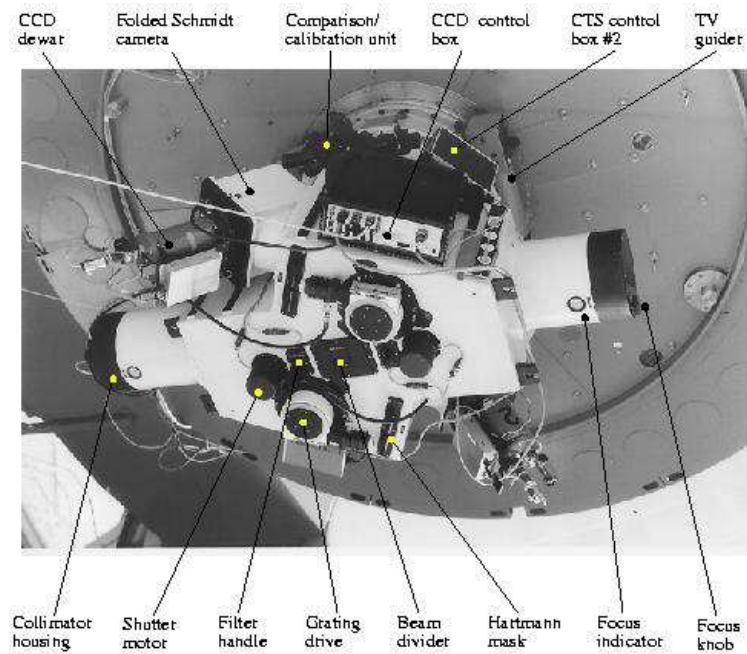
Das 3,5 Meter-Teleskop am Calar Alto, dem 2168 Meter hohen Berg in der Sierra de los Filabres im Süden Spaniens (Provinz Almería) (Abbildung 3.5), wird mit dem Cassegrain TWIN-Spektrographen (TWIN) des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums betrieben. Der Spektrograph befindet sich im sogenannten Cassegrain-Fokus. Spektrographen im Cassegrain-Fokus können fest mit dem Teleskop verbunden werden und so Lichtverluste durch Reflexionen an Umlenkspiegeln vermieden werden. Der TWIN-Spektrograph (Abbildung 3.6 & 3.7) ist ein 'Long-Slit'-Spektrograph und besitzt zwei separate Kanäle, einen blauen und einen roten. Das Licht, das in diese Kanäle mittels eines dichroitischen Strahlteilers geleitet wird, nachdem es den Eingangspalt passiert hat, wird in jedem Kanal auf einen vollausgestatteten Spektrographen treffen. Somit verfügt jeder der Zweige über einen Kollimator, ein Gitter, Filter und einen CCD-Chip mit Shutter. Die CCD-Chips (SITE-CCDs) besitzen eine Auflösung von  $2000 \times 8000$  Pixeln, wobei jeder Pixel  $15 \mu m$  misst. Die Spaltbreite kann von 0,6 bis 3,5 Bogensekunden in 0,3er Schritten variiert werden. Bei einer Spaltgröße von 1,2 Bogensekunden liegt die Linienbreite bei  $< 0,9 \text{ \AA}$ . Der schematische Aufbau von TWIN ist in Abbildung 3.8 gezeigt.



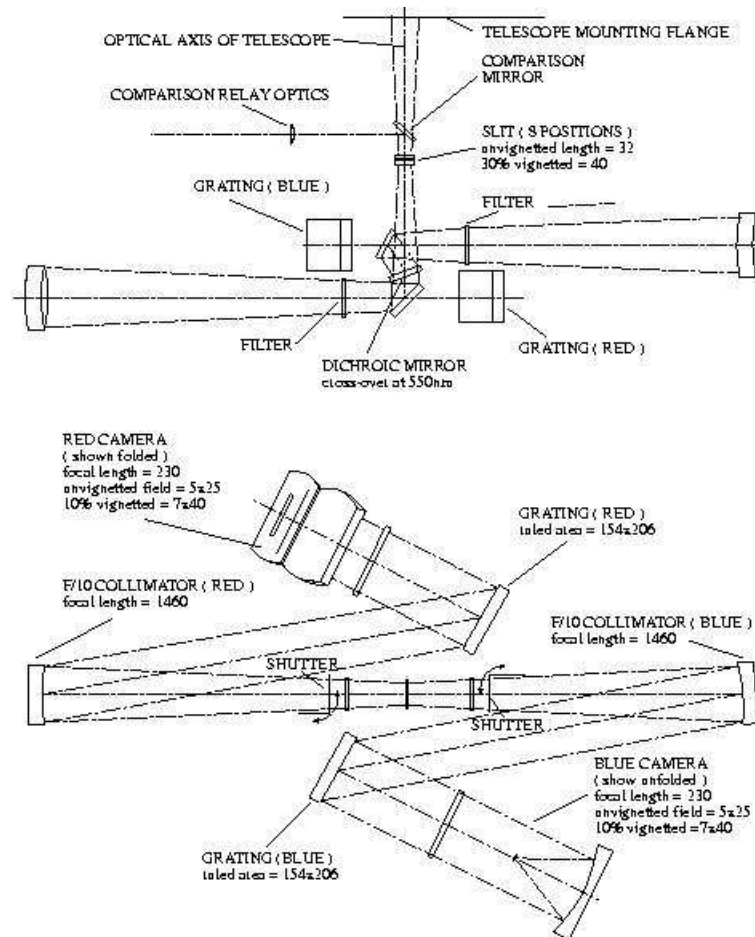
**Abbildung 3.5:** Das Bild wurde im November 2011 in der Kuppel des 3,5 Meter-Teleskops gemacht. Es veranschaulicht die Größe des Deutsch-montierten Teleskops, das das größte Teleskop in Kontinental-Europa ist.



**Abbildung 3.6:** Das Photo zeigt den TWIN-Spektrographen aus der Nähe. Die einzelnen Bestandteile sind in Abbildung 3.7 beschriftet.



**Abbildung 3.7:** In dem Bild sind die Bestandteile des TWIN-Spektrographen, wie er am Teleskop montiert ist, beschriftet (<http://www.caha.es>).



**Abbildung 3.8:** Das gebündelte Licht wird auf die CCD-Kamera des Spektrographen von einem (austauschbaren) Reflexionsgitter gebrochen. Jede Kamera ist vom 'folded Schmidt'-Typ und besteht aus einer Korrekturplatte, einem sphärischen Spiegel und einem großen Diagonalfachspiegel zwischen Korrektur- und sphärischem Spiegel. Der Diagonalspiegel hat ein Loch in der Mitte, der es dem konvergenten Lichtstrahl des sphärischen Spiegels ermöglicht, den externen Fokus zu erreichen (ca. 15 mm hinter dem Flansch des Kameragehäuses). Die Bildfeldwölbung der Kamera wird abgeflacht durch eine asphärische Linse, die das Bild abflacht. Das nutzbare Kamerafeld beträgt 7 mm × 40 mm (<http://www.caha.es>).

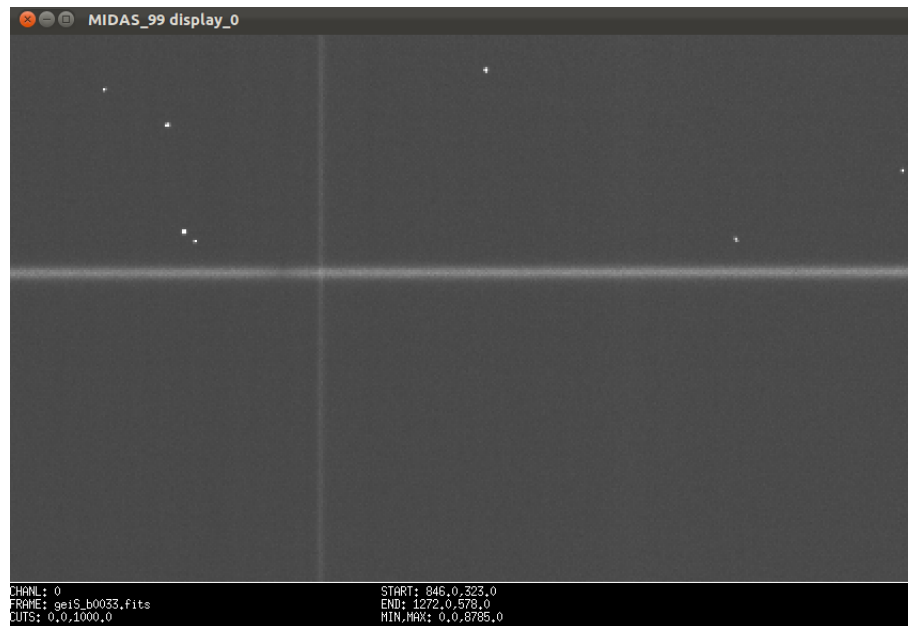
## Kapitel 4

# Spektrenreduktion

Nachdem ein Spektrum erfolgreich aus einem CCD-Chip ausgelesen wurde und durch die erste Aufbereitung der Pipelines, den Vorstufen, die die Rohdaten in bearbeitbare FITS-Dateien (Hanisch et al., 2001) ausgeben, gelaufen ist, kann es durch den Beobachter reduziert werden, um eine Auswertung des Spektrums zu ermöglichen. Die verschiedenen Computerprogrammpakete der verschiedenen Teleskope liefern Dateien, die in einem Bildformat (FITS) gespeichert werden. Diese beinhalten sämtliche Informationen, die für Analysezwecke benötigt werden. Ein Spektrum aus diesen Dateien zu extrahieren, dabei das thermische Rauschen der Messapparaturen, Fehler und Systematiken des CCD-Chips selbst und den Himmelshintergrund zu berücksichtigen, macht zum Beispiel die Software MIDAS möglich.

### 4.1 Datenreduktion mit MIDAS

Mit der ESO-MIDAS Software (European Southern Observatory - Munich Image Data Analysis System) können aus den FITS-Dateien Spektren als ASCII-Datei extrahiert werden, um sie weiteren Verarbeitungen und Analysen zuzuführen. Eine Kurzbeschreibung des Konzepts und Designs sowie die Funktionalität von MIDAS kann Warmels (1992) entnommen werden. Die FITS-Datei ist eine Bilddatei, die neben einem Header, der Informationen der Beobachtungszeit des Objekts, verwendete Kalibrationslampe und Teleskopeinstellungen ect. beinhaltet, das Spektrum als Bild speichert, das die Pixelinformation des ausgelesenen CCD-Chips darstellt. Dabei ist in jedem sogenannten Frame der Intensitätswert des Pixels und seine x-y Position gespeichert. Somit hat man als Beobachtungsergebnis eine Datei des Objektspektrums, mehrere Flatfields, Biasaufnahmen und ein Vergleichslampenspektrum, das zur Kalibration der Wellenlängen-Pixelzugehörigkeit dient.



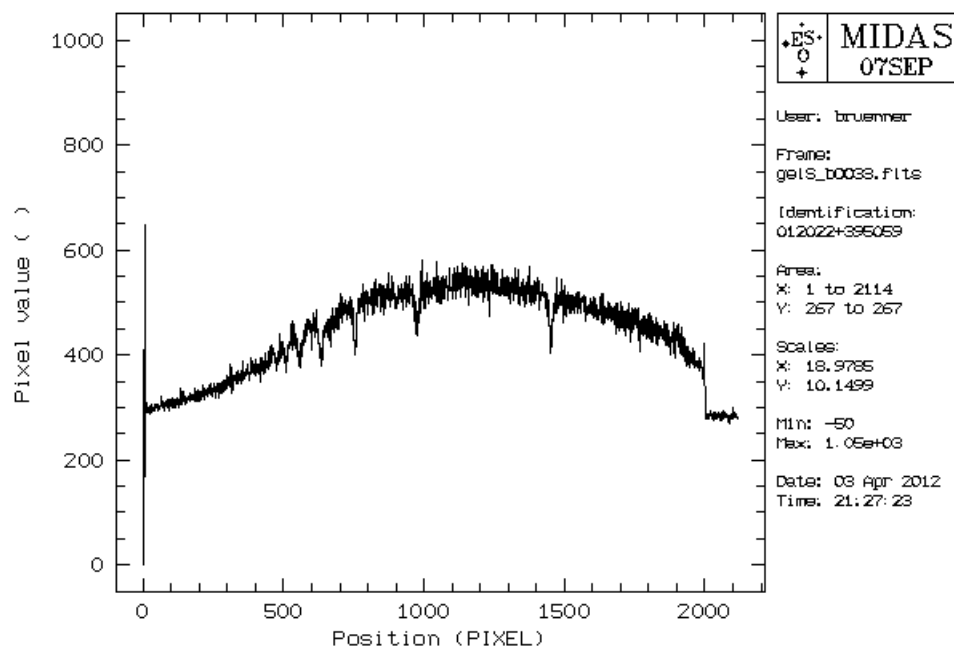
**Abbildung 4.1:** Das Bild zeigt die Aufnahme eines Spektrums des sdB-Sterns SDSS J012022.94+395059.4 mit dem TWIN-Spektrographen. Je höher das Signal eines Pixels ist, desto heller ist es. Zu sehen ist in der Mitte das von links nach rechts verlaufende Spektrum eines Sterns als heller dicker Strich. Einzelne weiße Punkte und ein senkrechter Strich im ersten Drittel des Bildes zeigen Fehler auf dem CCD-Chip.

Um Störfaktoren zu eliminieren, muss der Bereich des Spektrums in jeder Aufnahme manuell definiert werden. Hierzu wird das Spektrum gesichtet und die y-Werte, in denen das Spektrum ersichtlich ist, als Grenzen definiert. Abbildung 4.1 zeigt ein Beispiel für ein Sternspektrum, das mit dem 'long-slit' Spektrographen TWIN am 3,5 Meter-Teleskop in Calar Alto, Spanien, gemessen wurde. Die Pixelreihen, in denen das Spektrum aufgenommen ist, werden aufaddiert. Eine einzelne Pixelreihe und dessen Pixelwerte sind in Abbildung 4.2 gezeigt.

## Flatfield

Weil ein CCD-Chip wellenlängenabhängig sensitiv ist, dient diese Aufnahme der Korrektur dieser Eigenschaft. Auch können einzelne Pixel des CCDs unterschiedlich empfindlich sein, unabhängig von der einfallenden Wellenlänge oder den tatsächlichen Lichtverhältnissen. Auch Verunreinigungen an der Glasoberfläche vor dem Chip können für Intensitätsabschwächungen beitragen. Ebenso treten, bedingt durch den Spektrographen, andere Effekte auf, wie z.B. der wellenlängenabhängigen Blaze-Funktion. Um möglichst viele Fehlerquellen zu korrigieren, die mit den Eigenarten des CCDs und dem Spektrographen einher-





**Abbildung 4.2:** Die CCD-Zählrate des Spektrums einer exemplarischen Reihe sind oben abgebildet. Der Pixelwert ist auf der y-Achse angegeben und die Pixelkoordinate der Reihe auf der x-Achse. Die gemessene Pixelreihe befindet sich innerhalb des Spektrums. Es lassen sich bereits Absorptionslinien der Sternatmosphäre erkennen. Das Spektrum ist mit dem TWIN-Spektrographen vom sdB-Stern SDSS J012022.94+395059.4 aufgenommen worden.

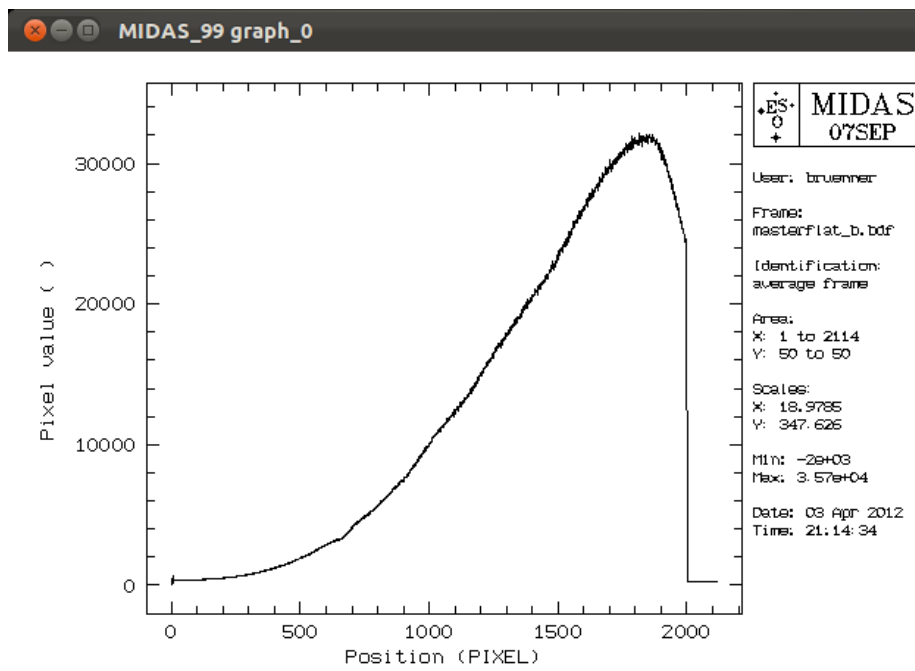


**Abbildung 4.3:** Eine Beispielaufnahme eines Flatfields. Zu sehen ist ein kontinuierlicher Verlauf der Pixelwerte, die nach rechts zunehmen.

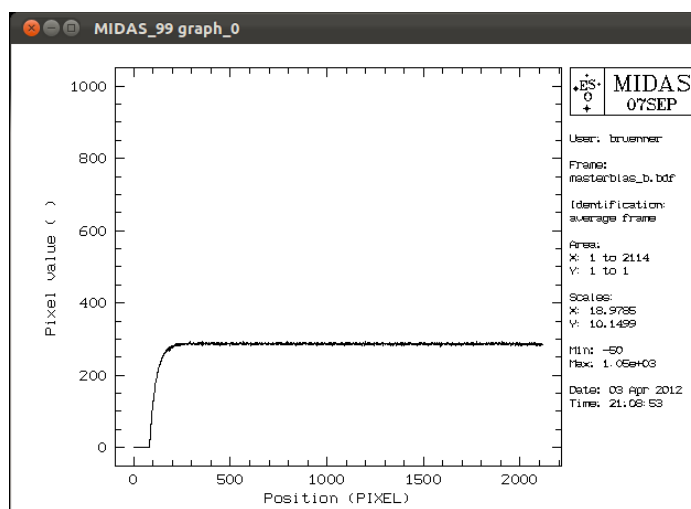
gehen, sind mehrere Flatfieldaufnahmen während der Beobachtung nötig. Diese entstehen, indem man eine homogene Fläche in der Teleskopkuppel mit einem spektrallinienfreien, kontinuierlichen Licht beleuchtet und das reflektierte Licht spektroskopiert. Um diese Fehlerquellen zu korrigieren, wird das Sternspektrum durch die Flatfieldaufnahme geteilt. Eine Beispiel für eine Flatfieldaufnahme ist in [Abbildung 4.3](#) gezeigt und dessen Fluss über eine Reihe von Pixeln auf dem CCD in [Abbildung 4.4](#).

## Biasaufnahme

Durch das Rauschen der Ausleseelektronik des CCD-Chips kann das Spektrum beeinflusst werden. Damit es durch die analog-digital-Wandlung nicht zu negativen Pixelwerten kommt, verwendet man einen numerischen Offset, der auch Bias genannt wird, um dieses Problem zu vermeiden. Die Biasaufnahme wird mit geschlossenem Verschluss der CCD-Kamera mit möglichst kurzer Belichtungszeit gemacht. Bei der Reduktion des Spektrums werden diese Biasaufnahmen vom Spektrum abgezogen und dadurch Störungen der Elektronik korrigiert. Eine ausgelesene Pixelreihe ist in [Abbildung 4.5](#) zu sehen.



**Abbildung 4.4:** Die Pixelwerte des CCD-Chips bei der Flatfeldaufnahme einer exemplarischen Reihe sind oben abgebildet. Der Pixelwert ist auf der y-Achse angegeben und die Pixelkoordinate der Reihe auf der x-Achse.



**Abbildung 4.5:** In der Abbildung ist der Flussverlauf einer Biasaufnahme dargestellt. Hierzu wurde eine Pixelreihe ausgelesen. Der Pixelwert ist auf der y-Achse angegeben und die Pixelkoordinate der Reihe auf der x-Achse.

### Dunkelstrom

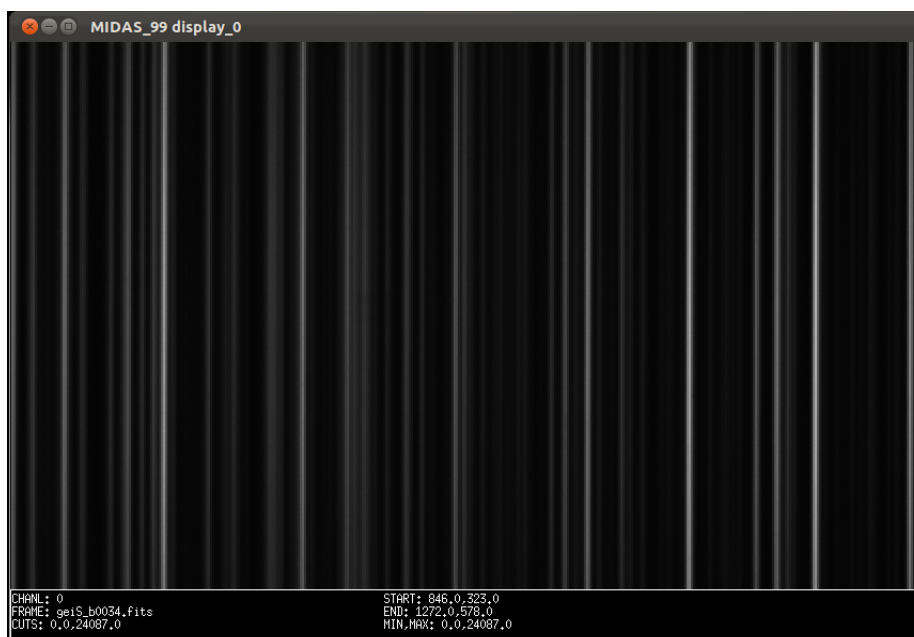
Nicht nur durch elektronische Störungen sondern auch durch physikalische können die Qualität und die Aussagekraft des Spektrums beeinflusst werden. Da ein CCD-Chip aus Halbleiterelementen aufgebaut ist, ist dieser nicht nur auf Licht empfindlich, das Elektronen im Halbleiter anregt, sondern es kann auch ein falsches Signal durch thermische Energie entstehen. Um das thermische Rauschen zu vermindern wird der Detektor mit flüssigem Stickstoff. Die Dunkelstromaufnahme wird durch eine Belichtung gleicher Belichtungszeit der Aufnahme erzielt und anschließend von der belichteten Aufnahme abgezogen.

### Wellenlängenkalibrierung

Damit eine Beziehung von Pixeln und Wellenlängen hergestellt werden kann, spektroskopiert man z.B. eine Helium-Argon- oder Thorium-Argon-Vergleichslampe, von der Emissionslinien gut bekannt sind, und man anhand derer das Spektrum kalibrieren kann. Hierbei wird zu jedem Spektrum mit deutlich kürzerer Belichtungszeit die Vergleichslampe aufgenommen, indem man mit MIDAS im Vergleichslampenspektrum bekannte Linien identifiziert, sie im Vergleichslampenspektrum auswählt und deren Wellenlängen angibt. Es wird von MIDAS ein Polynom zur Bestimmung der Dispersionsrelation angepasst. Somit kann die x-Koordinate der Pixel einer Wellenlänge zugeordnet werden. Ein Bild des ausgelesenen CCD-Chips einer Thorium-Argon-Vergleichslampe ist in Abbildung 4.6 und seines zugehörigen Spektrums in Abbildung 4.7 gezeigt.

## 4.2 Spektrenmanipulation, Parameterbestimmung und Coaddition mit SPAS

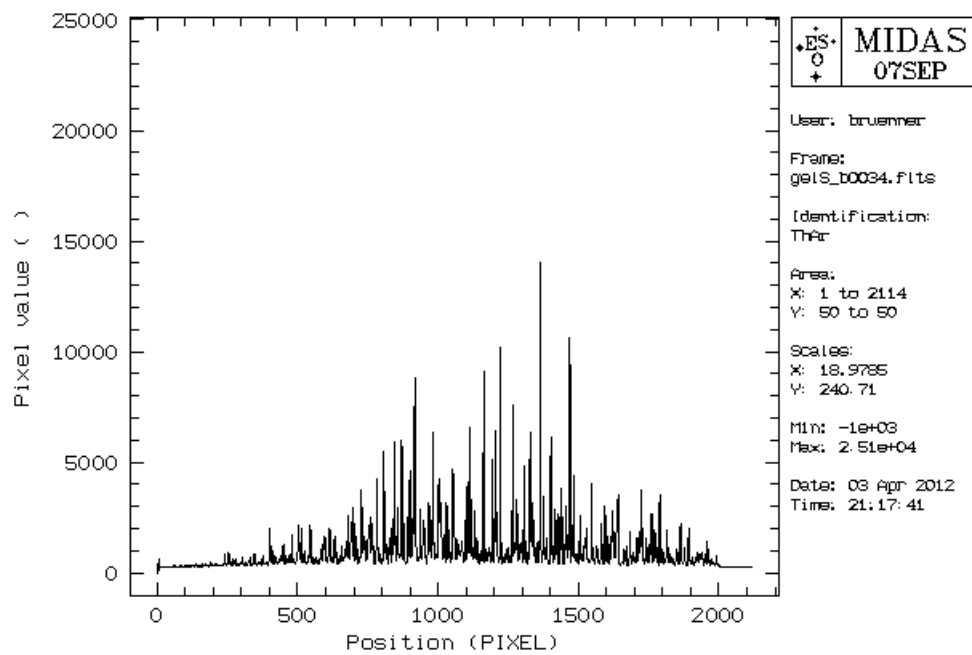
Um Spektren nach der Reduktion auszuwerten, bedarf es einer computergestützten Analyse. Das Programm SPAS (Spectra Plotting and Analysis Suite) wurde von Heiko A. Hirsch (2009) hierfür entwickelt. Es ist eine Weiterentwicklung von FITSB2 und bietet eine grafische Benutzeroberfläche, die Möglichkeit, Anpassungen eines Spektrums vorzunehmen, wie Normierungen oder verschiedene Gauß- oder Median-Filter, Einzelspektren zu addieren, multiplizieren oder dividieren sowie die Möglichkeit, Sternparameter und Radialgeschwindigkeiten anhand von Spektrallinien zu bestimmen. Hierzu werden Kombinationen von Gauß- und Lorentzfunktionen an die beobachteten Spektren unter Verwendung von LTE-Modellen (**L**ocal **T**hermodynamic **E**quilibrium) gefittet, um unter anderem die Effektivtemperatur, die Schwerebeschleunigung



**Abbildung 4.6:** Die Emissionslinien der Vergleichslampe sind als senkrechte helle Striche über die ganze Breite des CCD-Chips zu sehen. Für die Kalibrierung wird idealerweise ein Pixelbereich gewählt, der der Lage des Sternspektrums entspricht.

sowie die Radialgeschwindigkeit zu bestimmen. Zur Bestimmung dieser atmosphärischen Parameter werden Gitter von synthetischen Spektren basierend auf LTE-Modellatmosphären verwandt.

In Einzelspektren sind meist nur die Balmerlinien des Wasserstoffs offensichtlich, weil das Signal-zu-Rausch-Verhältnis dementsprechend niedrig sein kann und Helium- oder gar Metalllinien für eine Vermessung der Radialgeschwindigkeit ungenügend oder nicht sichtbar sind. Ein Beispiel für eine Spektrallinienvermessung, um die Radialgeschwindigkeit eines Einzelspektrums anhand der Linienverschiebung von der Ruhewellenlänge durch Doppler-Verschiebung zu messen, ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Sind die Radialgeschwindigkeiten der Einzelspektren gemessen, so hat man einerseits die Möglichkeit - bei genügender Periodenabdeckung - auf den Orbit des Systems zu schließen. Andererseits können die Spektren nach Korrektur der Wellenlängenverschiebungen aufaddiert werden. SPAS bietet hierfür die Möglichkeit einem Referenzspektrum weitere Spektren aufzuaddieren. Diesen Spektren kann über den gesamten Wellenlängenbereich eine Gewichtung auferlegt werden, wonach sie bei der Addition, ihrer Qualität nach gewichtet, einzeln auf das Referenzspektrum addiert werden. Zur Ermittlung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wurde hierzu dieses an 5 verschiedenen Stellen ( $4455\text{-}4460\text{ \AA}$ ,  $4970\text{-}4975\text{ \AA}$ ,  $5550\text{-}5555\text{ \AA}$ ,  $5613\text{-}5620\text{ \AA}$  und



**Abbildung 4.7:** Die Pixelwerte des CCD-Chips der Aufnahme des Vergleichslampenspektrums einer exemplarischen Reihe sind oben abgebildet. Der Pixelwert ist auf der y-Achse angegeben und die Pixelkoordinate der Reihe auf der x-Achse. Für die Kalibrierung werden nach der Identifikation der Linien die zugehörigen Wellenlängen definiert.

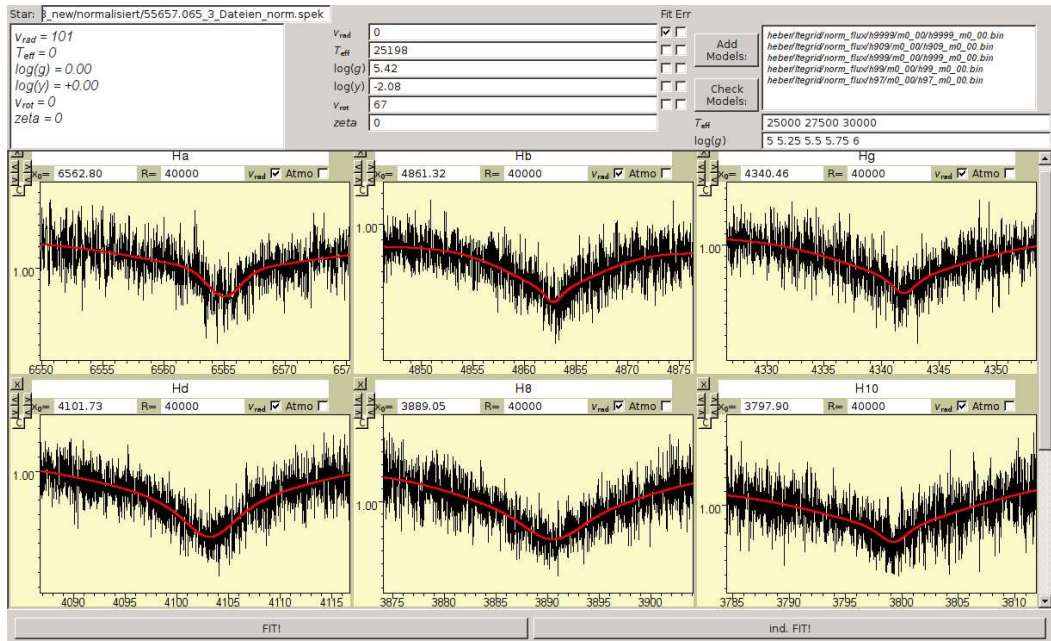
**Tabelle 4.1:** Mittelwerte des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Einzelspektren des CPD-64°481 die zur Coaddition verwendet wurden.

Spektrum Nummer	Durchschnittliches S/N Verhältnis
1	49,66
2	43,13
3	31,31
4	23,02
5	36,03
6	32,77
7	46,24
8	47,86
9	76,79
10	77,52
11	93,99
12	84,47
13	85,04
14	77,20
15	96,32

6660-6665 Å) in jedem Spektrum mit SPAS gemessen und ein Mittelwert aus den Messungen für jedes Einzelspektrum gebildet. Als Beispiel sind die Mittelwerte der Messungen des CPD-64°481 in Tabelle 4.1 aufgelistet. Diese wurden somit als Gewichtungsfaktoren für die Aufaddierung genutzt. Die Addition der Spektren liefert eine effektiv höhere Belichtungszeit, so dass Spektrallinien zum Vorschein treten, die in den Einzelspektren aufgrund des statistischen Rauschens nicht erkennbar sind. Durch die Addition erhöht man das Signal-zu-Rausch-Verhältnis und man erhält ein Spektrum, in dem Spektrallinien deutlicher hervortreten. Dieses Spektrum kann man nun zur Bestimmung stellarer Parameter auswerten. Eine Gegenüberstellung eines coaddierten Spektrums und eines Einzelspektrums des sdB-Sterns SDSS J082053.53+000843.4 (J082053) ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Hier wird der Qualitätsunterschied zwischen einem Einzelspektrum und dem resultierenden coaddierten Spektrum deutlich. Wie sich in der Übersicht über einen großen Bereich und einen kleinen Ausschnitt des Spektrums die Coaddition bemerkbar macht, ist am Beispiel des CPD-64°481 in Abbildung 4.10 zu sehen.

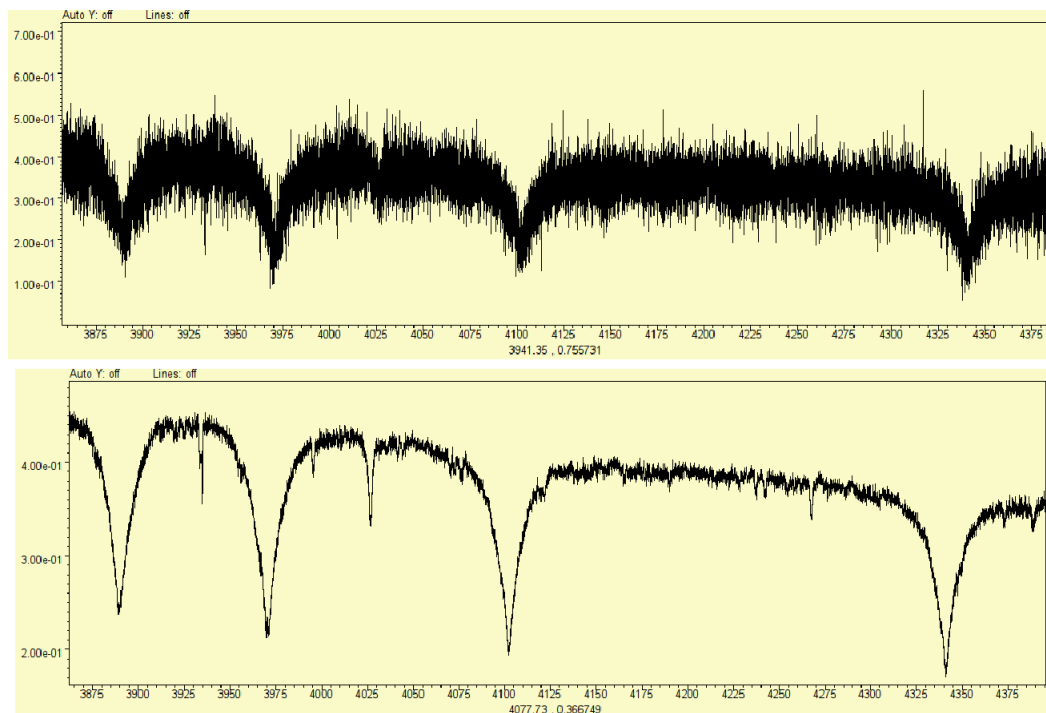
### 4.3 Spektren-Coaddition mit ISIS

Das 'Interactive Spectral Interpretation System' ISIS wurde ursprünglich zur Auswertung und Analyse von hochauflösenden Röntgenspektren entwickelt (Houck & Denicola, 2000). Sternspektren im optischen Bereich können aber hiermit

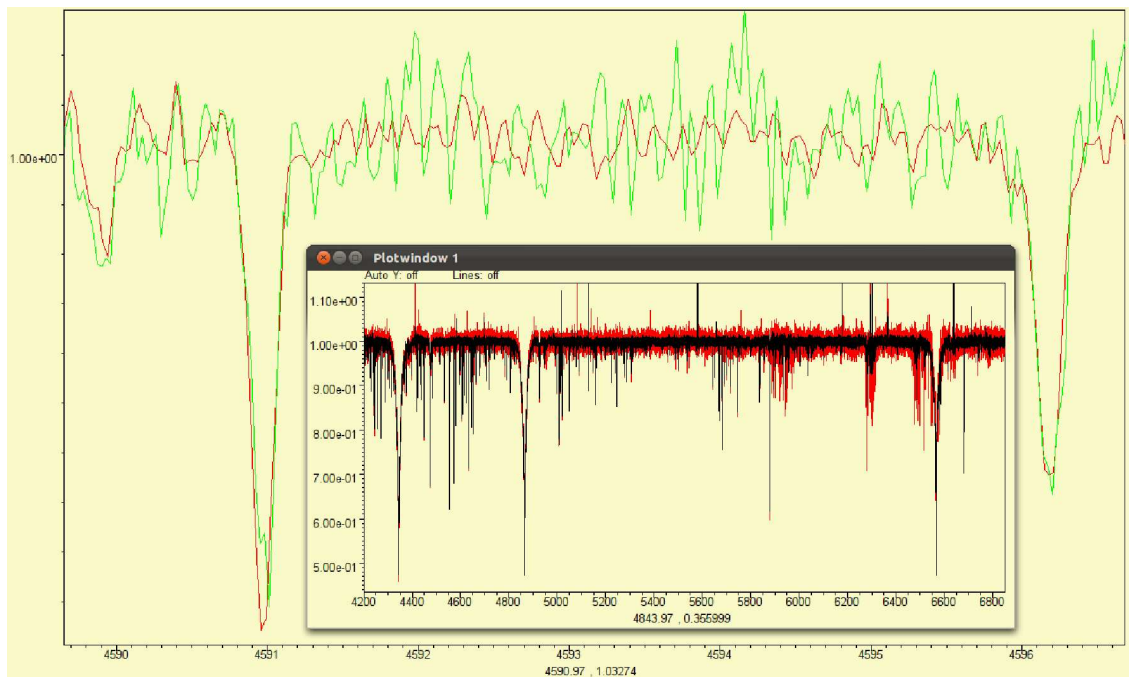


**Abbildung 4.8:** In der Abbildung ist ein Beispiel für eine Radialgeschwindigkeitsmessung eines Spektrums gezeigt. Das mit UVES aufgenommene Spektrum des sdB-Sterns J082053 wird mit SPAS untersucht. Die Messdaten des Einzelspektrums sind schwarz dargestellt und die Fitkurve der Radialgeschwindigkeit, die an diese angelegt wurde, als rote Linie. Im Zentrum des Fensters kann man verschiedene Startparameter festlegen, die der Fitroutine übergeben werden. Für eine reine Radialgeschwindigkeitsmessung benötigt man nur die Zentralwellenlänge der zu vermessenden Spektrallinie. Somit sind die anderen Parameter zunächst nicht von Belang. Zur Messung werden gut ausgeprägte Linien jedes Einzelspektrums herangezogen und deren Wellenlänge vermessen. Die Abweichung von der angegebenen Ruhestellenwellenlänge der jeweiligen Spektrallinie lässt auf eine Radialgeschwindigkeit dieser schließen. Um die Statistik zu verbessern, werden mehrere Linien vermessen. Je nach Qualität eines Einzelspektrums sind es unterschiedlich viele. SPAS liefert in einem separaten Ausgabefenster den Mittelwert der Messung, wie er auch im linken oberen Fenster zu sehen ist. Auch die Standardabweichung von diesem Wert wird in einem separaten Fenster ausgegeben. Diese bildet SPAS aus den einzelnen Radialgeschwindigkeiten der angegebenen Spektrallinien. In diesem Fall wurden die Spektrallinien von  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $H_8$  und  $H_{10}$  zur Messung verwendet.





**Abbildung 4.9:** Die Abbildung zeigt oben ein Einzelspektrum und unten ein, aus 22 Einzelspektren mit je 300 Sekunden Belichtungszeit aufgenommenes, coaddiertes Spektrum des sdB-Sterns J082053. Zu sehen ist deutlich der Unterschied im Signal-zu-Rausch-Verhältnis. An den Stellen, an denen im Einzelspektrum nur noch Balmerlinien zu sehen sind, gehen bereits die Heliumlinien im Rauschen unter. Im unteren, mit ISIS coaddierten Spektrum treten deutlich die Balmerlinien  $H_8$  (3889,051 Å),  $H_7$  (3970,074 Å) und  $H_6$  (4101,737 Å) hervor. Ebenso werden durch die Coaddition erst die Heliumlinien wie bei 4026 Å deutlich sichtbar. Es treten sogar einzelne starke Metalllinien wie NII bei 3995 Å hervor.



**Abbildung 4.10:** In der Abbildung zu sehen ist eine Zusammenstellung eines Einzelspektrums und des coaddierten Spektrums des sdB-Sterns CPD-64° 481. Im Hintergrund zu sehen ist ein vergrößerter Bereich des Spektrums, in dem man sowohl den Kontinuumsverlauf als auch zwei Spektrallinien sehen kann. Im Hintergrund stellen die grünen Linien den Verlauf der Messdaten des Einzelspektrums dar und die roten Linien den Verlauf des coaddierten Spektrums. Im Vordergrund, innerhalb des Fensters, sieht man einen großen Bereich des Spektrums, in dem die schwarzen Linien das coaddierte Spektrum und die roten das Einzelspektrum markieren. Der vergrößerte Bereich des Hintergrunds zeigt oberhalb des Fensters den Verlauf des linienfreien Kontinuums. Links und rechts des Fensters ist jeweils eine Sauerstofflinie zu sehen (O II bei 4590,972 Å und 4596,175 Å). Man erkennt deutlich, dass das Einzelspektrum ein niedrigeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweist als das coaddierte Spektrum.

auch bearbeitet, geplottet und aufaddiert werden. ISIS wurde bei den analysierten Spektren zur Coaddition genutzt, da hiermit eine bessere Gewichtung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses möglich ist als mit SPAS. Vor dem Aufaddieren von Einzelspektren muss dafür gesorgt werden, dass der Fluss auf 1,0 normiert ist. Hierfür können die Einzelspektren interaktiv mit SPAS normalisiert werden, indem man ein Polynom an das Kontinuum anlegt und somit das Spektrum auf Eins normiert. Eine weitere Möglichkeit bietet sich durch das Spektrum eines DC-Weißen Zwerges. Das Spektrum eines DC-Weißen Zwerges weist keine Spektrallinien auf und besteht somit aus einem Kontinuum, das zunächst mit einem Gauß-Profil so stark geglättet wird, dass der Kontinuumsverlauf nahezu rauschfrei wiedergegeben wird. Die Einzelspektren werden mit dieser Funktion von SPAS durch Division normalisiert.

Unerwünschte, scharf gepeakte Artefakte oder Emissionslinien, die nicht vom spektroskopierten Stern oder seinem Begleiter stammen, können die Coaddition der Einzelspektren negativ beeinflussen. Da solche 'cosmics' sich durch scharf begrenzte und hohe Linien auszeichnen, können diese leicht identifiziert und vom Datensatz entfernt werden. Dies wird mit ISIS in der Art verwirklicht, dass durch eine  $3\text{-}\sigma$ -Abweichung der Flüsse innerhalb kleiner Wellenlängenintervalle - von z.B. 20 Messpunkten im Datensatz - eine 'remove cosmics'-Routine solche Ausreißer identifiziert und vom Datensatz entfernt. Anschließend können die Einzelspektren eingelesen werden und deren Fluss bei einer Wellenlänge, je nach Auflösung der Spektren, korrekt durch eine Interpolationsroutine 'gerebinnt' werden. Anschließend werden die Einzelspektren in festzulegenden Wellenlängenabständen auf ihre Signal-zu-Rausch-Verhältnisse abschnittsweise untersucht. Hierzu wird ISIS in der 'coadd'-Routine ein Argument übergeben, das das Intervall festlegt, die Spektren auf ihr Signal-zu-Rausch-Verhältnis untersucht und gewichtet coaddiert. Hierbei hat sich als sinnvoll erwiesen, einen nicht zu kleinen Abstand des Messbereichs zu wählen, damit Spektrallinien nicht fälschlicherweise als Rauschwert gewichtet werden. Ein Beispiel für die Signal-zu-Rausch-Verhältnisse von 4 Einzelspektren, die auf diese Art ermittelt wurden, ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Zu diesem Zweck, der Coaddition und die Verwendung von ISIS für stellare Spektren, hat Andreas Irrgang die entsprechenden Routinen für die Verwendung in ISIS-Skripten entwickelt und bereitgestellt.

Die Qualität der Einzelspektren kann großen Schwankungen unterliegen, die durch verschiedene Faktoren beeinflusst werden. Vorbeiziehende Wolken, sich verändernde Beobachtungsbedingungen, die sich verändernde Höhe des Objekts am Himmel und sonstige atmosphärische Störungen beeinflussen die Qualität

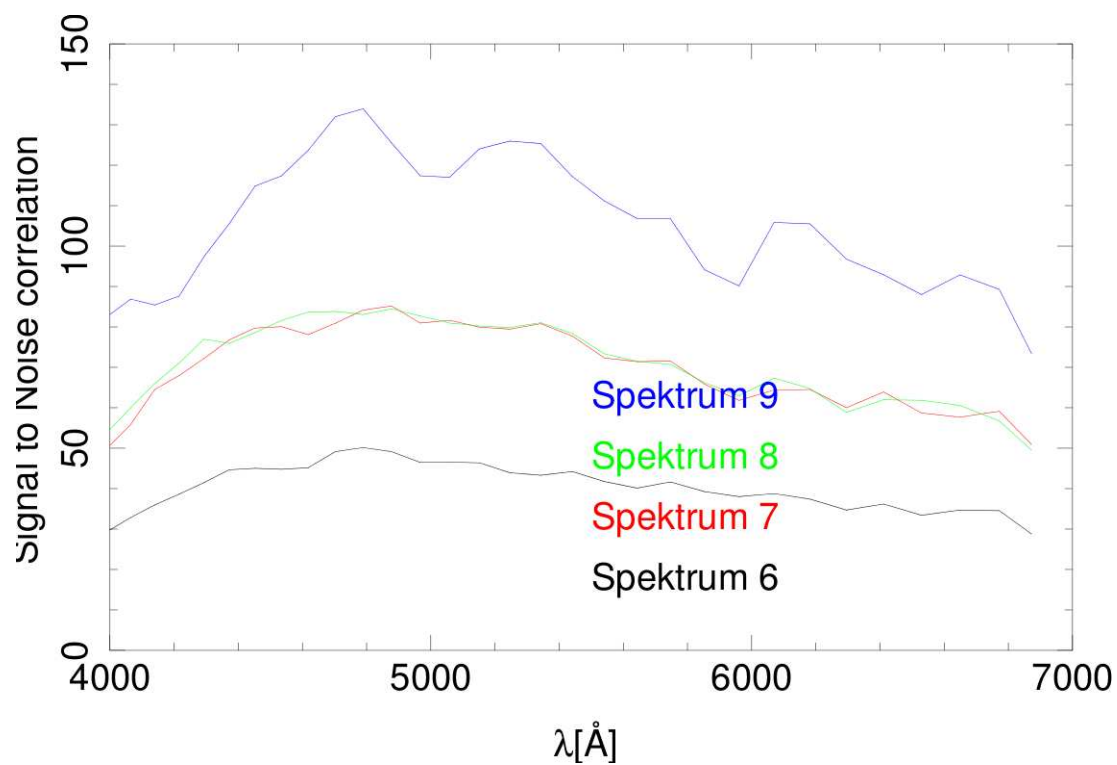
der Einzelspektren innerhalb eines Beobachtungszyklus signifikant, was sich auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis auswirkt. Mit ISIS ist es im Gegensatz zu SPAS somit möglich, Einzelspektren nicht nur mit einem konstanten Gewichtungsfaktor zu versehen, sondern bei der Coaddition die Einzelspektren wellenlängenabhängig zu gewichten. Da sich nicht nur das Signal-zu-Rausch-Verhältnis einzelner Spektren voneinander unterscheidet, sondern sich auch während der Messung durch physikalische Eigenschaften der Erdatmosphäre - z.B. Transparenz, Seeing oder differentielle Refraktion - das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wellenlängenabhängig ändert, ist eine wellenlängenabhängige Gewichtung während der Coaddition ideal.

Das Coaddieren der Einzelspektren erfolgt somit im Anschluss an die Bestimmung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses mit einer wellenlängenabhängigen Gewichtungsfunktion jedes Einzelspektrums. Dadurch wird sichergestellt, dass Spektren mit besseren Beobachtungsbedingungen mehr Gewicht erhalten als solche, bei denen das Rauschen höher ist.

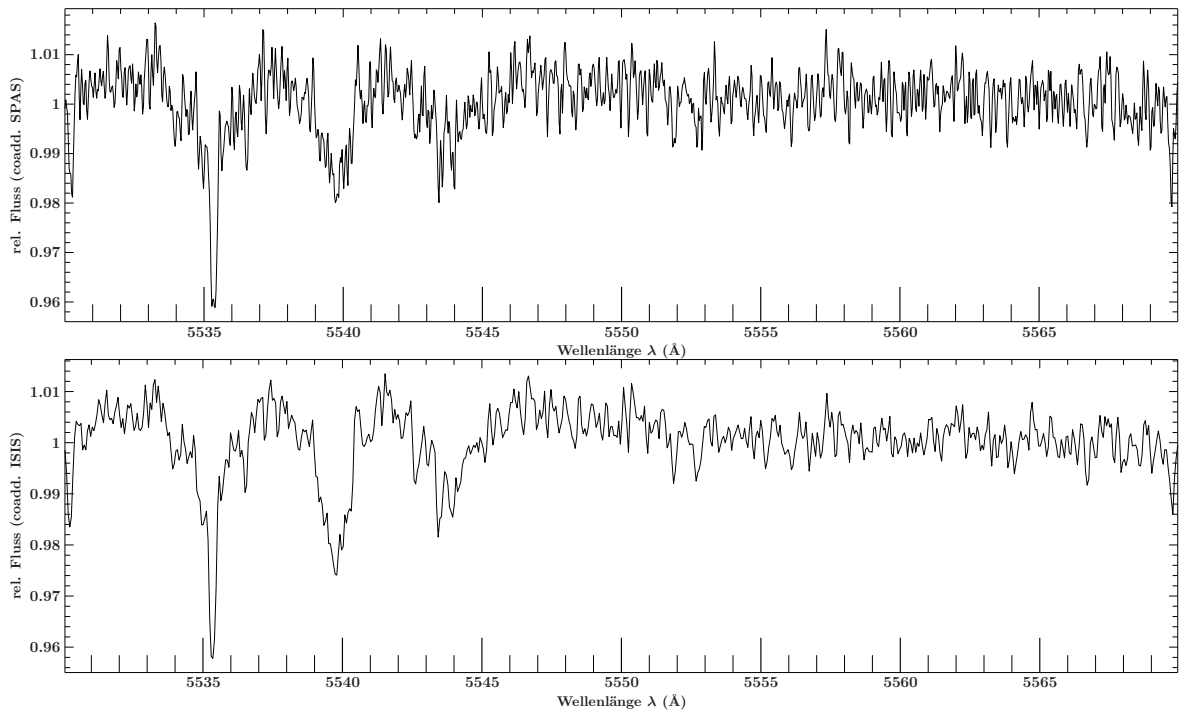
Der Unterschied, im Vergleich mit einer festen Gewichtung mit SPAS, ist grafisch in Abbildung 4.12 zu sehen. Bei durchweg hochwertigen Spektren ist der Unterschied immer noch durch eine Verminderung des Rauschen bemerkbar.

## 4.4 Problemspektren

Ein generelles Problem der Astronomie bei bodengebundenen Beobachtungen sind wetterbedingte Störungen. Hochnebel, Wolken, eine hohe Luftfeuchtigkeit oder Staub in der Atmosphäre verschlechtern spektroskopische Aufnahmen. Ebenfalls ändert sich während einer Beobachtung die Höhe des Objekts über dem Horizont, was über die gesamte Nacht Unterschiede in der Qualität der Einzelspektren durch den sich ändernden Lichtweg innerhalb der Atmosphäre verursacht. Im Fall der Beobachtung des sdB-Sterns J082053, der mit UVES spektroskopiert wurde, ergibt sich ein deutlicher Qualitätsverlust gegen Ende der Beobachtungszeit. Als Beispiel ist in Abbildung 4.13 ein Auszug aus dem Spektrum des J082053 gezeigt. Während man gegen Mitte der Nacht noch sehr gute Beobachtungsbedingungen vorfindet, wurden gegen Ende der Beobachtungszeit die Einzelspektren so schlecht, dass selbst die Radialgeschwindigkeitskorrektur nicht mehr ausreichend möglich war. Die qualitativ defizitären Spektren wurden ob der Anzahl guter Spektren, die vorher aufgenommen wurden, verworfen.

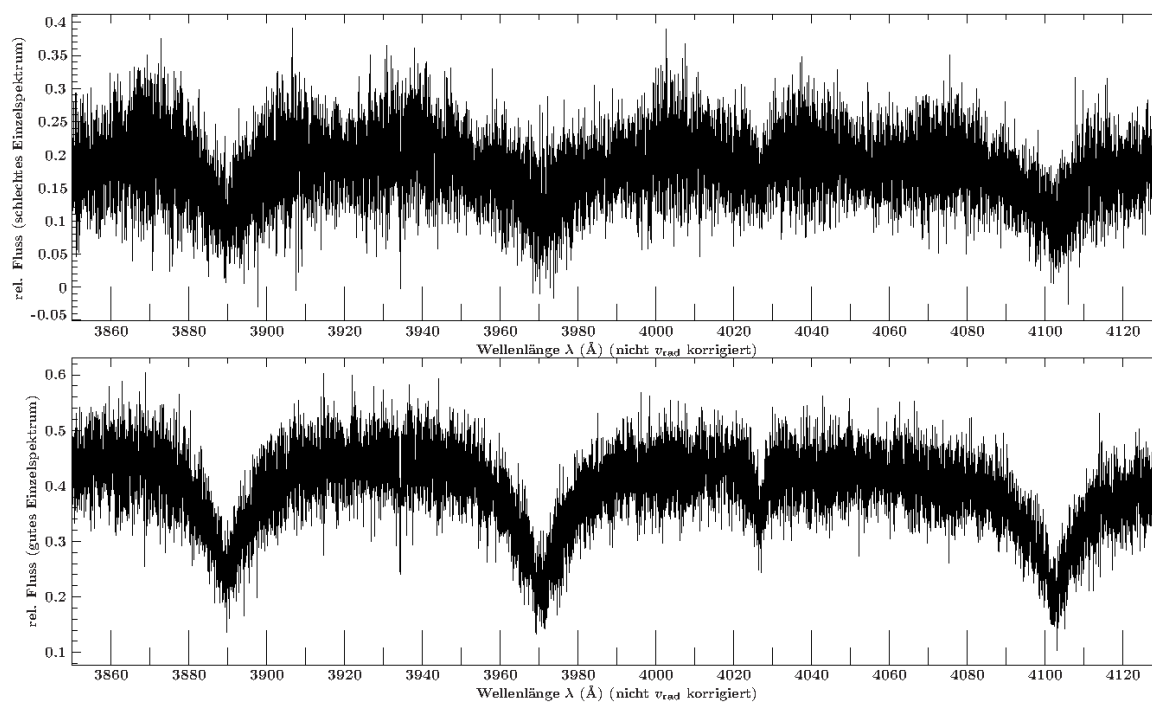


**Abbildung 4.11:** Ein Beispiel der gemessenen wellenlängenabhängigen Signal-zu-Rausch-Verhältnisse für 4 Einzelspektren des CPD-64° 481 vor der Aufaddierung. Deutlich wird die unterschiedliche Qualität der Spektren. Während das Spektrum 9 Spitzenwerte im Signal-zu-Rauschverhältnis von bis zu 145 zeigt, erreicht das Verhältnis in Spektrum 6 nur knapp ein Drittel.



**Abbildung 4.12:** Ein Vergleich von Spektren des CPD-64°481, bei denen die Aufaddierung der 15 Einzelspektren einmal mit SPAS mit einem konstanten Gewichtungsfaktor für jedes Einzelspektrum und einmal mit ISIS mit einem wellenlängenabhängigen Gewichtungsfaktor gemacht wurde. Im oberen Bereich ist das Resultat der Coaddition von SPAS zu sehen und im unteren das von ISIS.

Zur Orientierung ist bei 5535,346 Å auf der linken Seite eine N II-Linie zu sehen und auf der rechten Seite das Kontinuum. Die Verbesserung der Qualität sieht man anhand des schwächeren Rauschens und der Schärfe der Linienumgebung.



**Abbildung 4.13:** Beide Spektren des sdB-Sterns SDSS J082053.53+000843.4 wurden mit einer Belichtungszeit von 300 Sekunden in der gleichen Nacht aufgenommen. Der Unterschied in der Qualität fällt sofort ins Auge, wobei man die Skalen beachten muss. Oben sind die Balmerlinien, die normalerweise sehr gut zu erkennen sind, schon stark verrauscht. Lassen sich die Balmerlinien noch erahnen, ist dies bei den Heliumlinien schon nicht mehr möglich. Die in der Abbildung ausgewählten und im unteren Spektrum gut sichtbaren Spektrallinien sind, von kleiner Wellenlänge nach größerer, die Spektrallinien  $H_8$ ,  $H_9$ , He I und  $H_\delta$ . Um einen Vergleich eines verrauschten Spektrums mit einem guten Spektrum machen zu können, sind diese zwei Spektren nicht in ihrer Radialgeschwindigkeit korrigiert worden, da dies im obigen Einzelspektrum nicht befriedigend möglich war.

## 4.5 Radialgeschwindigkeitskurve und Massenbestimmung

Der Doppler-Effekt hat zur Folge, dass Spektrallinien durch die Bewegung des Sterns relativ zum Beobachter entweder zu kürzeren blauen oder zu längeren roten Wellenlängen verschoben werden. Die Stärke der Verschiebung hängt von der Radialgeschwindigkeit eines Sterns ab und berechnet sich nach der Doppler-Formel 4.1. Die gemessene Wellenlängenverschiebung  $\Delta\lambda$  ermöglicht die Radialgeschwindigkeit  $v_{\text{rad}}$  zu bestimmen. Weil diese, wegen der unbekanntenen Inklination  $i$ , die die Orbitalebene neigt, eine Untergrenze der wirklichen Bahngeschwindigkeit  $v$  darstellt, lässt sich diese nur als Funktion von  $i$  beschreiben (Gleichung 4.2). Mit der zeitaufgelösten Spektroskopie und einer angenommenen Kreisbahn des Orbits lässt sich eine sinusförmige Radialgeschwindigkeitskurve an die Messwerte fitten. Dies erfordert genügend große Periodenabdeckung, da sonst Fehler in der Periode  $P$  und der Geschwindigkeitssemiamplitude  $K$  unakzeptabel hoch werden oder gar nicht bestimmbar. Die Fitfunktion muss somit der Form von Funktion 4.3 folgen. Weil die Sinusfunktion  $2\pi$ -periodisch ist, kann sie um eine frei wählbare Konstante 'const' und einem Startwert  $t_0$  verschoben sein. Eine Kreisbahn der Begleiter kann für enge Systeme angenommen werden, weil ursprünglich elliptische Bahnen durch Gezeitenkräfte in kurzer Zeit zirkularisiert werden. Das dritte Keplersche Gesetz (Gleichung 4.4) liefert die Summe der Halbachsen. Hier ist  $G$  die Gravitationskonstante,  $P$  das Periodenquadrat und  $M_1$  bzw.  $M_2$  die Massen der beteiligten Objekte.

Die für die Begleitersuche interessante Massenfunktion ergibt sich mit dem Schwerpunktsatz und man erhält Gleichung 4.5. Die Massenfunktion kann für massearme Begleiter ( $M_1 \gg M_2$ ) vereinfacht werden und als Gleichung 4.6 geschrieben werden. Somit ergibt sich eine Minimalmasse  $M_{\text{min}}$  des Begleiters von  $M_2 \sin i$  bei bekannter Sternmasse  $M_1$ , Orbitalperiode  $P$  und Geschwindigkeitssemiamplitude  $K_1$ .

Der Inklinationwinkel  $i$  kann Werte von  $0^\circ \leq i \leq 90^\circ$  annehmen. Im Fall einer niedrigen Inklination sieht der Beobachter eine geringere projizierte Radialgeschwindigkeit als bei einem Inklinationwinkel von  $90^\circ$ , bei dem die Radialgeschwindigkeit der tatsächlichen Geschwindigkeit entspricht. Nimmt man eine Gleichverteilung der Inklinationwinkel aller Binärsysteme an, so ergibt sich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung von  $P(i) di = 2\pi \sin i di$ . Somit errechnet sich die Wahrscheinlichkeit bestimmter Inklinationsintervalle zu Gleichung 4.7. Hierfür ergibt sich  $P(i > \alpha) = \cos \alpha$  und  $P(i < \alpha) = 1 - \cos \alpha$ . Die Wahrscheinlichkeit



für beobachtete Systeminklinationen von  $\sin i \geq 0,5$ , bzw.  $M \leq 2M \sin i$  ist somit 87% (Gray (1992);Hilditch (2001)).

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v_{\text{rad}}}{c} \quad (4.1)$$

$$v_{\text{rad}} = v \sin i \quad (4.2)$$

$$v_{\text{rad}}(t) = K \sin\left(\frac{2\pi}{P}t - t_0\right) + \text{const} \quad (4.3)$$

$$(a_1 + a_2)^3 = \frac{GP^2}{4\pi^2}(M_1 + M_2) \quad (4.4)$$

$$f(M) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{PK_1^3}{2\pi G} \quad (4.5)$$

$$M_2 \sin i = \left(M_1^2 \frac{PK_1^3}{2\pi G}\right) \quad (4.6)$$

$$P(i_{\min} < i < i_{\max}) = \frac{\int_{i_{\min}}^{i_{\max}} P(i) \, di}{\int_0^{\pi/2} P(i) \, di} \quad (4.7)$$

## Kapitel 5

# Untersuchte Systeme

Im Folgenden werden die Ergebnisse der untersuchten sdB-Sterne präsentiert. Untersucht wurden die Spektren der sdB-Sterne CPD-64°481 (siehe 5.1), SDSS J082053.53+000843.4 (siehe 5.2), SDSS J012022.94+395059.4 (siehe 5.4) und SDSS J192059.77+372220.0 (siehe 5.5). Diese sdB-Sterne wurden als radialgeschwindigkeitsvariabel identifiziert und müssen somit Begleiter besitzen, die für diese Variationen verantwortlich sind. Sowohl CPD-64°481 als auch SDSS J082053.53+000843.4 zeigen einen Reflexionseffekt, was diese Systeme auf der Suche nach substellaren Begleitern zu sehr interessanten Objekten macht.

### 5.1 SdB CPD-64°481

Bei dem Stern CPD-64°481 handelt es sich um einen radialgeschwindigkeitsvariablen sdB-Stern (Edelmann et al., 2005). 15 hochauflösende FEROS-Spektren wurden für die Analyse dieses sdB-Sterns verwendet. Die Einzelspektren wurden mit SPAS normalisiert und auf Ruhewellenlängen korrigiert. Die Radialgeschwindigkeiten wurden bereits von Classen (2011) (siehe Tabelle 5.1) mit zahlreichen Metalllinien präzise vermessen. Diese sind konsistent mit den Ergebnissen von Edelmann et al. (2005) und wurden als Referenz benutzt.

Classen (2011) nahm für die Einzelmessungen der Radialgeschwindigkeiten die Standardabweichung  $\sigma$  als Fehler an. Die Unsicherheit in der Mittelwertbildung reduziert sich mit der Anzahl  $n$  der Einzelmessungen und wird durch den sogenannten Standardfehler nach Gleichung 5.1 berechnet. Hier hat eine Vergrößerung der Anzahl an Messungen eine Verkleinerung des Fehlers zur Folge. Bei der Messung der Radialgeschwindigkeiten wurde eine normalverteilte Streuung um den Mittelwert angenommen, weil genaue Informationen über die Verteilung nicht vorliegen. Der Schwachpunkt bei dieser Methode ist, dass eine Überprüfung der Hypothese wegen der statistisch geringen Anzahl an Messungen

$n_{max} = 50$  nicht möglich ist. Der Standardfehler der Messung mit SPAS, wie auch die Fehler von FITSB2, lieferte Fehlerwerte von  $\sim 0,1 \text{ km s}^{-1}$ , was sehr niedrige Fehler sind (Classen, 2011).

Die Radialgeschwindigkeitskurve des Systems wurde durch einen Sinusfit mit ISIS bestimmt und ist konsistent mit den Ergebnissen von Edelmann et al. (2005) und Classen (2011). Das gefittete Modell und die Radialgeschwindigkeitskurve ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Die sehr geringen Fehler in den Messwerten führen zu einem präzisen Fit der Radialgeschwindigkeitskurve und die Abweichungen der Messwerte vom Modell werden sehr klein. Die ermittelte Massenfunktion erlaubt eine Abschätzung der Begleitermasse, die eine inklinationsabhängige Untergrenze darstellt.

Photometrische Beobachtungen des CPD-64°481 zeigen zwar keine Bedeckung, wohl aber einen sichtbaren Reflexionseffekt in den Lichtkurven (Nagel, 2012). Das Vorhandensein eines Reflexionseffekts lässt auf eine hohe Inklination des Systems schließen. Aus ersten Lösungen der Lichtkurve kristallisierte sich ein sehr wahrscheinlicher Inklinationswinkel von  $60^\circ$  bis  $70^\circ$  heraus (Geier et al., 2012). Somit liegt die berechnete Minimalmasse  $M_{min}$  dicht an der wirklichen Masse des Begleiters. Die Massenfunktion  $f(M)$  lässt auf einen Braunen-Zwerg-Begleiter schließen. Die Lichtkurve des CPD-64°481 ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Durch die Kenntnis der Radialgeschwindigkeiten wurden die Einzelspektren mit ISIS Signal-zu-Rausch-gewichtet addiert und das coaddierte Spektrum analysiert. Für die Bestimmung der Gravitationsbeschleunigung  $\log g$  an der Oberfläche, der Heliumhäufigkeit  $\log(\text{He}/\text{H})$  ( $\log y$ ) und der Effektivtemperatur  $T_{eff}$  wurden LTE-Modelle verwendet, bei denen solare Metallizität angenommen wurde. Die Systemgeschwindigkeit  $K$ , die Orbitperiode  $P$ , die Semiamplitude  $K$  und die minimale Begleitermasse, für die eine kanonische sdB-Masse von  $M_{sdB} = 0.47 M_\odot$  angenommen wurde, ist mit  $M_{min}$  angegeben. Das coaddierte Spektrum wurde in SPAS eingelesen und die Balmer- und Heliumlinien durch synthetische Spektrallinien gefittet und somit die atmosphärischen Parameter des Sterns bestimmt. Mit Hilfe eines 'Bootstrapping'-Algorithmus wurden Fehler berechnet. Der Spektrallinienfit ist in Abbildung 5.3 gezeigt und die Ergebnisse der so bestimmten Atmosphärenparameter sowie die Parameter der Radialgeschwindigkeitskurve sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

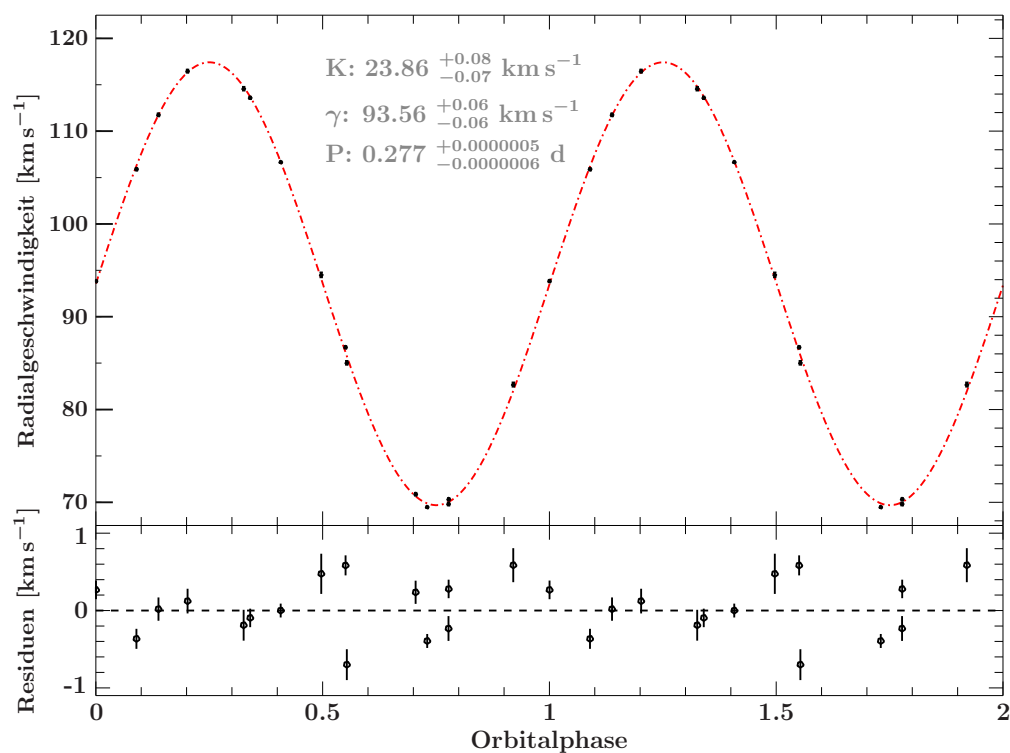
Das coaddierte Spektrum, das eine sehr hohe Qualität aufweist, wurde nach Spektrallinien durchsucht und diese anhand von Linienlisten identifiziert. Hierfür wurde größtenteils auf die Spektrallinienliste von Moore (1971) zurückgegriffen sowie auf die Datenbanken vom 'National Institute of Standards and Technology' (NIST; <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>) und Robert L. Ku-

**Tabelle 5.1:** Radialgeschwindigkeitsmessungen des sdBs CPD-64° 481 anhand von Balmer, Helium und einer Vielzahl von Metalllinien (priv. Mtl. Lew Classen). Hierbei ist HJD das heliozentrisch korrigierte Julianische Datum,  $v_{\text{rad}}$  die gemessene Radialgeschwindigkeit,  $\sigma$  die Standardabweichung,  $\sigma_n$  der Standardfehler und  $n$  die Anzahl der gemessenen Spektrallinien.

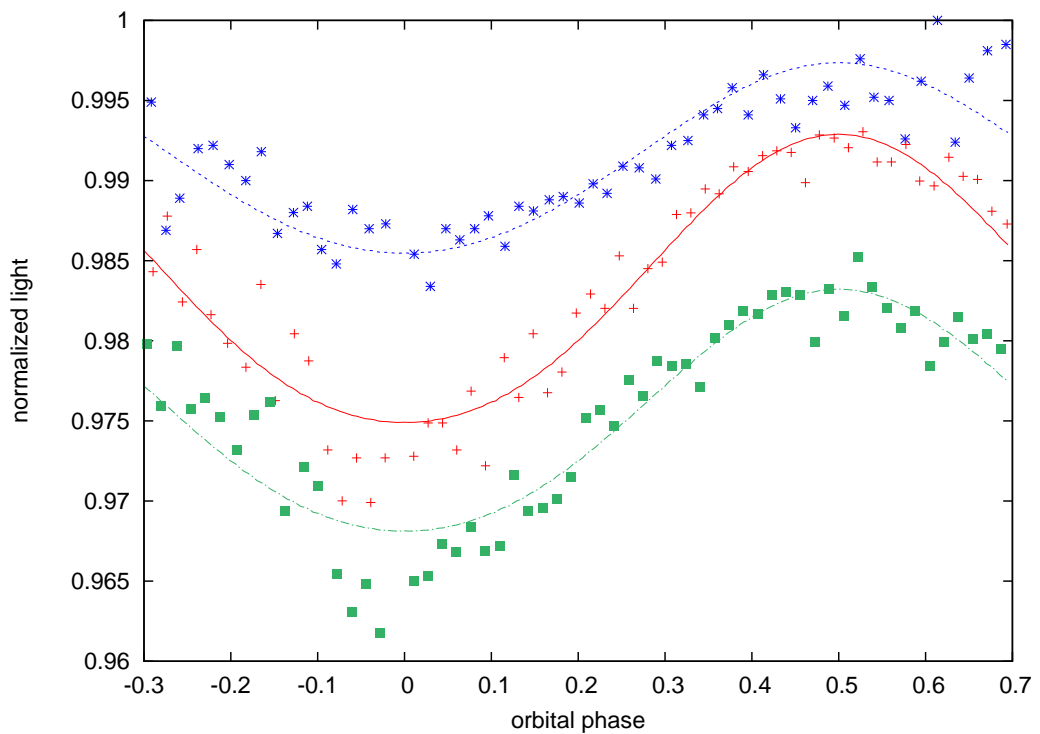
HJD	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\sigma$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\sigma_n$ [km s <sup>-1</sup> ]	$n$
53251.34686060	70.87	0.97	0.15	41
53250.39061075	114.58	1.2	0.2	36
53249.38694108	94.51	1.4	0.26	28
53426.00990927	85.03	0.78	0.2	15
53429.00675692	69.81	0.93	0.16	34
53425.01145473	82.69	1.28	0.22	34
53427.02648189	105.9	0.8	0.13	39
53430.05815143	116.47	1.12	0.16	48
53428.02288988	111.76	0.98	0.15	44
53431.01350113	69.48	0.65	0.09	57
53253.32933237	106.65	0.73	0.09	60
53253.37429511	93.84	0.89	0.12	55
53253.40857907	86.71	0.97	0.13	54
53252.37810234	113.59	0.87	0.12	53
53252.39608298	70.33	0.9	0.12	57

ruz (<http://kurucz.harvard.edu/>). Die große Anzahl an Linien des CPD-64° 481 machte es schwer, alle Linien zu identifizieren. Es wurden jeweils die Schwerpunktwellenlänge der Spektrallinie mit SPAS gemessen und mit diesen Listen verglichen. Teilweise sind schwach ausgeprägte Spektrallinien durch stärkere und breitere Spektrallinien anderer Elemente, wie Wasserstoff oder Helium, geblendet und können in manchen Fällen nicht deutlich gesehen werden. Bei Linien eines Multiplets wurde, unter Beachtung relativer Stärken innerhalb eines Multiplets, versucht, alle sichtbaren Komponenten zu bestätigen. Im Anhang (Kapitel 7.1) sind in Tabelle 7.1 die Identifikationsergebnisse der Durchsicht aufgeführt. Das coaddierte Spektrum des CPD-64° 481 kann man ebenfalls dem Anhang entnehmen (siehe 7.2).

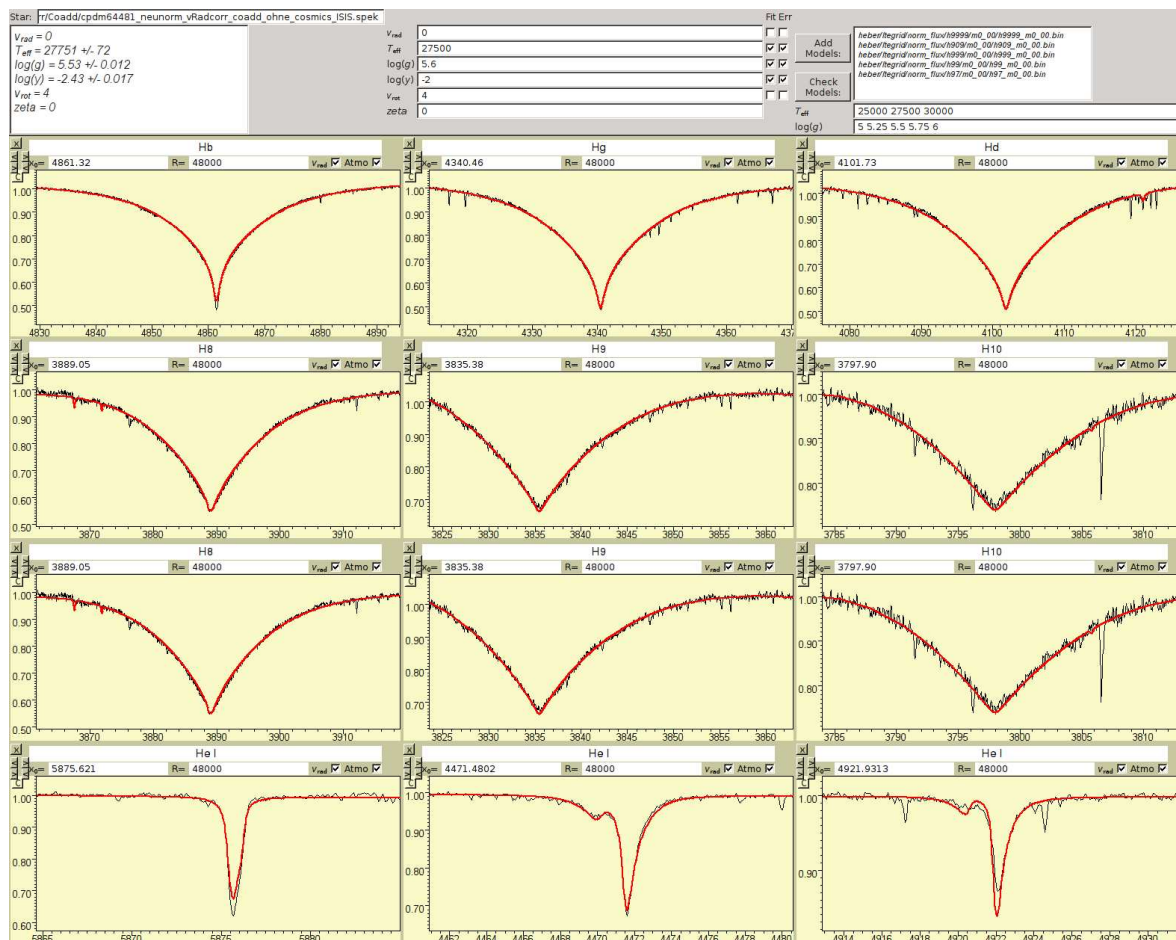
$$\sigma_n = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (5.1)$$



**Abbildung 5.1:** Radialgeschwindigkeitskurve des sdBs CPD-64°481. Die Radialgeschwindigkeiten der einzelnen Spektren, wie sie in Tabelle 5.1 aufgeführt sind, wurden mit der Phase gefaltet und sind als schwarze Punkte zu sehen. Abweichungen von einer Sinuskurve sind sehr gering, wie die Residuen im unteren Kasten ausweisen. Dies ist den fehlerarmen Messungen der RV-Daten geschuldet. Das Modell, ein Sinusfit, ist mit der roten gestrichelt-gepunkteten Linie an die Messdaten angelegt.



**Abbildung 5.2:** Die Lichtkurven des CPD-64°481 wurden mit dem 1,0 Meter-Teleskop am SAAO (South African Astronomical Observatory) gemessen. Gemessen wurde mit 3 unterschiedlichen Bandfiltern und die Messdaten mit der Orbitalphase gefaltet. Die blaue Kurve bzw. blauen Sterne stehen für die Messdaten des B-Filters, die roten Kreuze und Kurve für den R-Filter und die grünen Quadrate mit der grünen Fitkurve repräsentieren die V-Filter-Messungen (priv. Mtl. Veronika Schaffenroth). Die Variationen der Offsets gegeneinander und damit der Reflexionseffekt sind sehr klein.



**Abbildung 5.3:** Die Abbildung zeigt die Modellanpassung zur Bestimmung der stellaren Parameter mit SPAS. Vermessen wurden die Balmerlinien H $\beta$ , H $\gamma$ , H $\delta$ , H $\epsilon$ , H $\zeta$ , H $\eta$ , H $\theta$ , H $\iota$  sowie die He I-Linien bei 5875, 621Å, 4471, 4802Å und 4921, 9313Å. Die Ergebnisse des Fits sind im oberen linken Kasten zu sehen. Die Fehler wurden mit einem Bootstrapping-Algorithmus ermittelt.

**Tabelle 5.2:** Die atmosphärischen Parameter des CPD-64°481 wurden durch LTE-Modelle mit SPAS berechnet, die Radialgeschwindigkeitsdaten von Classen (2011) (Tabelle 5.1) durch einen Sinusfit mit ISIS bestimmt und die Koordinaten der SIMBAD Datenbank (<http://simbad.u-strasbg.fr>) entnommen. Die Effektivtemperatur  $T_{\text{eff}}$ , die Schwerebeschleunigung  $\log g$ , die Heliumhäufigkeit  $\log y$  wurden mit einem 'Bootstrapping'-Algorithmus mit SPAS bestimmt. Der sdB-Stern weist keine nennenswerte Rotationsgeschwindigkeit auf und wurde deswegen im LTE-Fit nicht mit einbezogen. Die Systemparameter wurden durch einen Sinusfit mit ISIS berechnet.  $K$  ist die Semiamplitude,  $\gamma$  die Systemgeschwindigkeit,  $P$  die Periode und  $f(M)$  die durch Gleichung 4.5 gegebene Massenfunktion. Zur Berechnung der Masse  $M_{\text{min}}$  des Begleiters wurde eine sdB-Masse von  $M_{\text{sdB}} = 0.47M_{\odot}$  angenommen. Die Ergebnisse von Classen (2011) und Edelmann et al. (2005) sind zum Vergleich aufgeführt.

CPD - 64°481			
$\alpha$ (J2000)	05 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup> 59,3 <sup>s</sup>		
$\delta$ (J2000)	-64°23'03''		
B(mag)	11,6		
Parameter	Messungen	Classen (2011)	Edelmann et al. (2005)
$T_{\text{eff}}$	$27751 \pm 72 \text{ K}$		
$\log g$	$5,53 \pm 0,012$		
$\log y$	$-2,43 \pm 0,017$		
$K$	$23.85 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$	$23.85 \pm 0,05 \text{ km s}^{-1}$	$23.8 \pm 0,4 \text{ km s}^{-1}$
$\gamma$	$93,56 \pm 0,06 \text{ km s}^{-1}$	$93,53 \pm 0,04 \text{ km s}^{-1}$	$94,1 \pm 0,3 \text{ km s}^{-1}$
$P$	$0.277262 \pm \sim 0,000001 \text{ d}$	$0.27726 \pm 0,00001 \text{ d}$	$0.2772 \pm 0,5 \text{ d}$
$f(M) [M_{\odot}]$	$0,00039 \pm 0,00000002$	$0,000389 \pm 0,00000002$	
$M_{\text{min}, M_{\text{sdB}}=0.47M_{\odot}}$	$0.045 M_{\odot} \simeq 47M_{\text{J}}$		

## 5.2 SDSS J082053.53+000843.4

Da die Einzel-sdBs, die analysiert wurden, sich alle als langsame Rotatoren herausstellten (Geier et al., 2009), kam das Merger-Szenario erneut ins Gespräch, inwieweit es sich als plausibel erweist, wenn man die beobachtete Sternpopulation betrachtet. Sieht man sich als Beispiel das Ergebnis des Mergerkanals von Helium angereicherten Weißen Zwergen an, würde man einen schnell rotierenden EHB-Stern erwarten. Doch ein solcher wurde bisher weder beobachtet noch gelöst. Mit der kürzlichen Entdeckung des EC 22018-1916 wurde das Merger-Szenario wieder plausibel. Geier et al. (2011a) hatten bei diesem sdB-Stern die höchste Rotationsgeschwindigkeit festgestellt, die bis heute bei einem sdB-Stern gemessen wurde. Die projizierte Rotationsgeschwindigkeit  $v_{\text{rot}} \sin i$  beträgt bei EC 22018-1916 rekordhaltende  $163 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ . Wegen der hohen Rotationsgeschwindigkeit kommt es zu starken Auswirkungen im Spektrum, die die schwachen Metalllinien vollständig ins Kontinuum verschmieren. Ein Auszug aus dem Spektrum des EC 22018-1916 ist in Abbildung 5.4 durch Heliumlinien gegeben. Bei solch schnellen Rotationsgeschwindigkeiten sind lediglich Balmer- und Heliumlinien die einzig sichtbaren Spektrallinien.



[h]

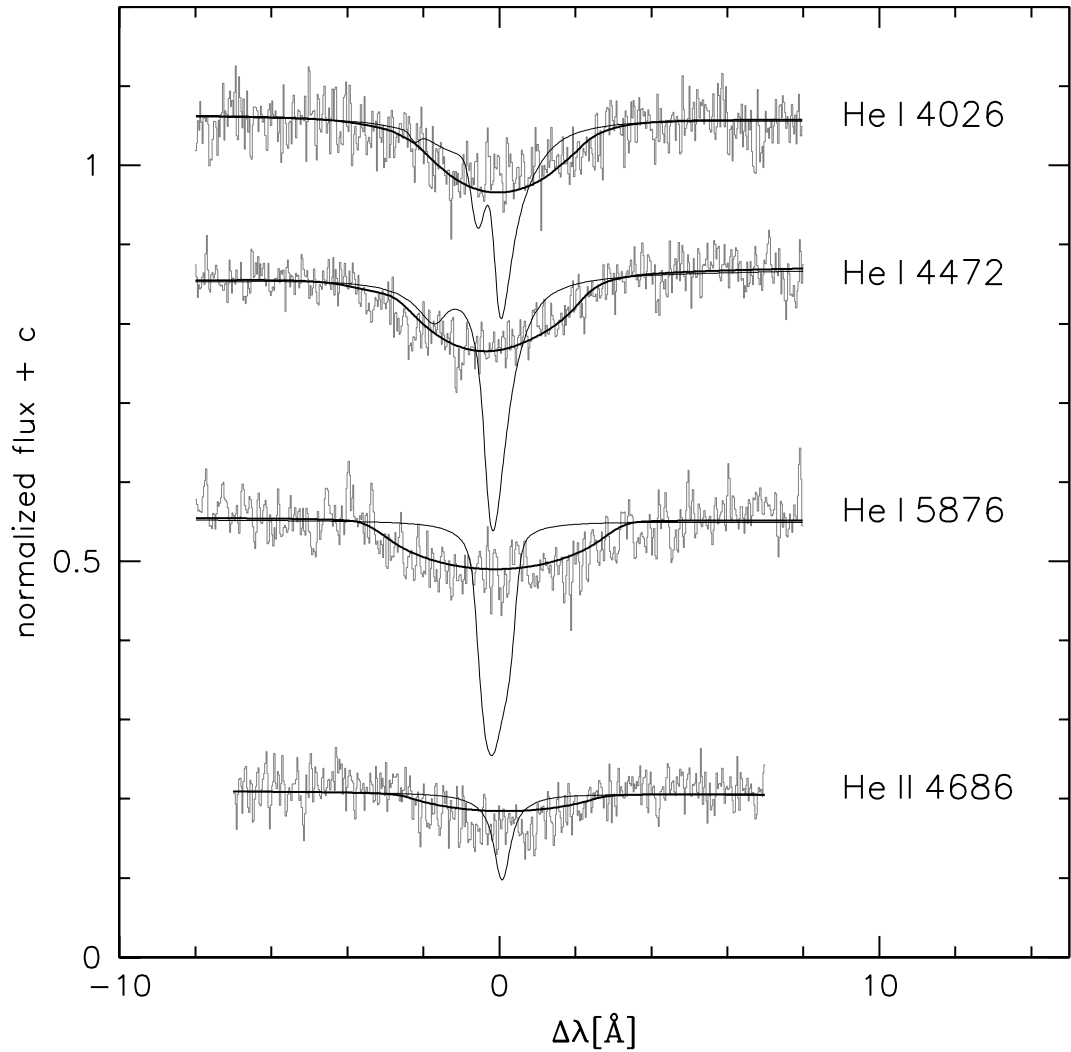
Das Binärsystem SDSS J082053.53+000843.4 (GALEX J082053.6+000843,  $g = 14,9$  mag, hier kurz J082053) wurde im Rahmen des MUCHFUSS-Projekts (Massive Unseen Companions to Hot Faint Underluminous Stars from Sloan Digital Sky Survey) als sdB-Stern mit einem Braunen Zwerg-Begleiter identifiziert.

Das MUCHFUSS-Projekt hat als Ziel die Suche nach sdB-Sternen mit kompakten Begleitern, wie z.B. schweren Weißen Zwergen mit mehr als  $1,0 M_{\odot}$ , Neutronensternen oder Schwarzen Löchern. Die Lichtkurve des Systems, die durch photometrische Beobachtungen von Geier et al. (2011b) an drei unterschiedlichen Nächten im Zeitraum von November 2009 bis Januar 2010 aufgenommen wurde, zeigt deutlich eine Vollbedeckung (siehe Abbildung 5.8). Da auch Sekundärbedeckung sichtbar ist und auch die Lichtkurve einen starken Reflexionseffekt zeigt, bedeutet dies, dass das System eine sehr hohe Inklination haben muss. Für eine sdB-Masse von  $M_{\text{sdB},1} = 0,25 M_{\odot}$  folgt aus den Lichtkurvenmessungen eine Inklination von  $85,87^{\circ} \pm 0,16$  und für eine sdB-Masse von  $M_{\text{sdB},2} = 0,47 M_{\odot}$  ein um  $85,83^{\circ} \pm 0,19$  inklinierter Orbit.

Um die Ergebnisse zu verbessern, wurden am Very Large Telescope (ESO-VLT) mit UVES zusammenhängende ca. 3 Stunden hochauflösende ( $R \simeq 40000$ ) Spektren von J082053 aufgenommen, um mindestens eine ganze Orbitalperiode abzudecken, wobei jedes Einzelspektrum 300 Sekunden lang belichtet wurde. Diese Spektren wurden mit einem zusätzlich aufgenommenen DC-Stern (WD-0806-661) normalisiert, indem zwei Spektren des Weißen Zwerg-DC-Sterns coaddiert wurden. Das resultierende Spektrum wurde stark geglättet, um den Verlauf des Kontinuums zu erhalten (siehe Kapitel 4.3). Anschließend wurden die Einzelspektren durch die so gewonnene Kontinuumskurve zur Normalisierung geteilt. Die geglättete Normalisierungskurve des DCs ist in Abbildung 5.9 gezeigt.

Die Einzelspektren wurden danach auf ihre Radialgeschwindigkeiten mit SPAS anhand von Balmer- und Heliumlinien vermessen. Ein Beispiel einer Messung ist in Abbildung 5.10 gezeigt. Gegen Ende der Messreihe wurde allerdings das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wetterbedingt so niedrig, dass für die Radialgeschwindigkeitsmessung nur noch einzelne Balmerlinien verwendet werden konnten. Die Unterschiede zwischen den zu Beginn der Beobachtung und gegen Ende der Beobachtungsreihe aufgenommenen Spektren lassen sich anhand der Signal-zu-Rausch-Verhältnisse in Abbildung 5.11 erkennen. Die gemessenen Radialgeschwindigkeiten der einzelnen Spektren sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

Für die weitere Analyse wurden deswegen nur die Spektren verwendet, die ein akzeptables Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweisen. Die gemessenen Radialge-

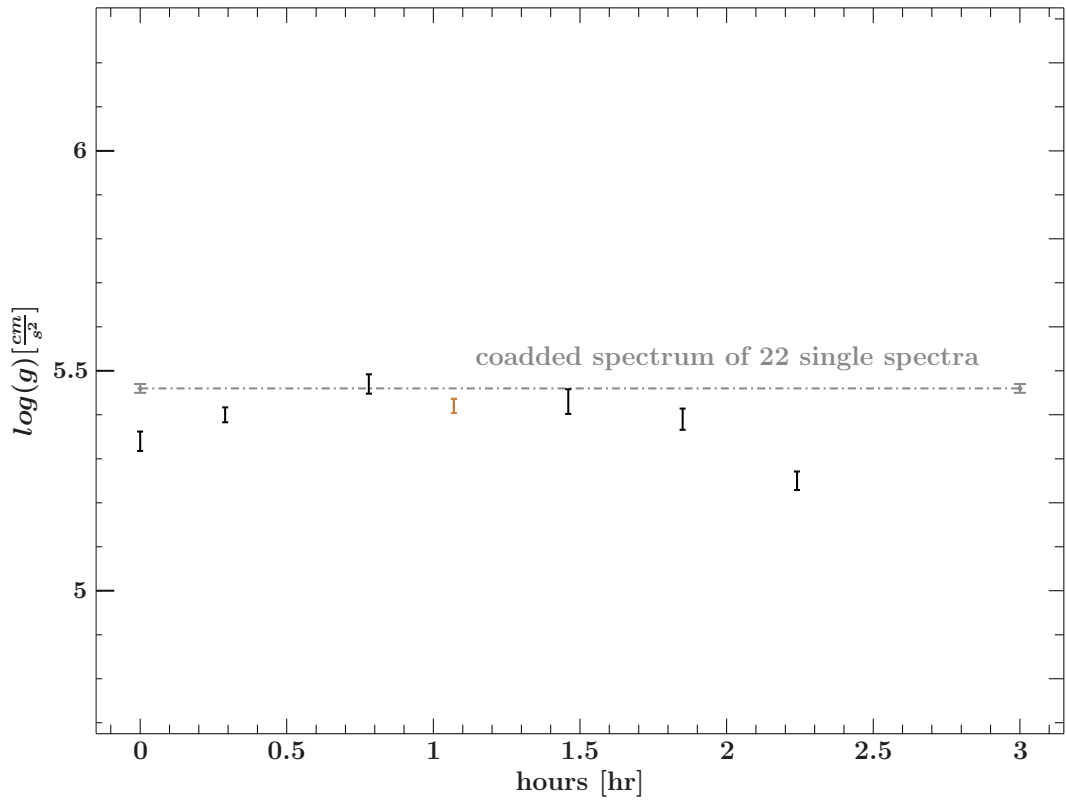


**Abbildung 5.4:** Die Abbildung dient als Beispiel für den Einfluss von Rotation auf die Linien des Wasserstoffs und Heliums. Im Falle des sdB-Sterns EC 22081-1916 sind die durch Rotation stark verbreiterten Heliumlinien zu sehen. Die schwarzen Linien stellen das 'best-fit'-Modell dar. Dieses Modell beschreibt ein synthetisches Spektrum, das mittels LTE-Modellen ohne Rotationsverbreiterung generiert wurde. Die dicke schwarze Linie zeigt das 'best-fit' Modellspektrum mit einer angenommenen Rotationsverbreiterung der Geschwindigkeit von  $v_{\text{rot}} \sin i = 163 \text{ km s}^{-1}$  (Geier et al., 2011a).

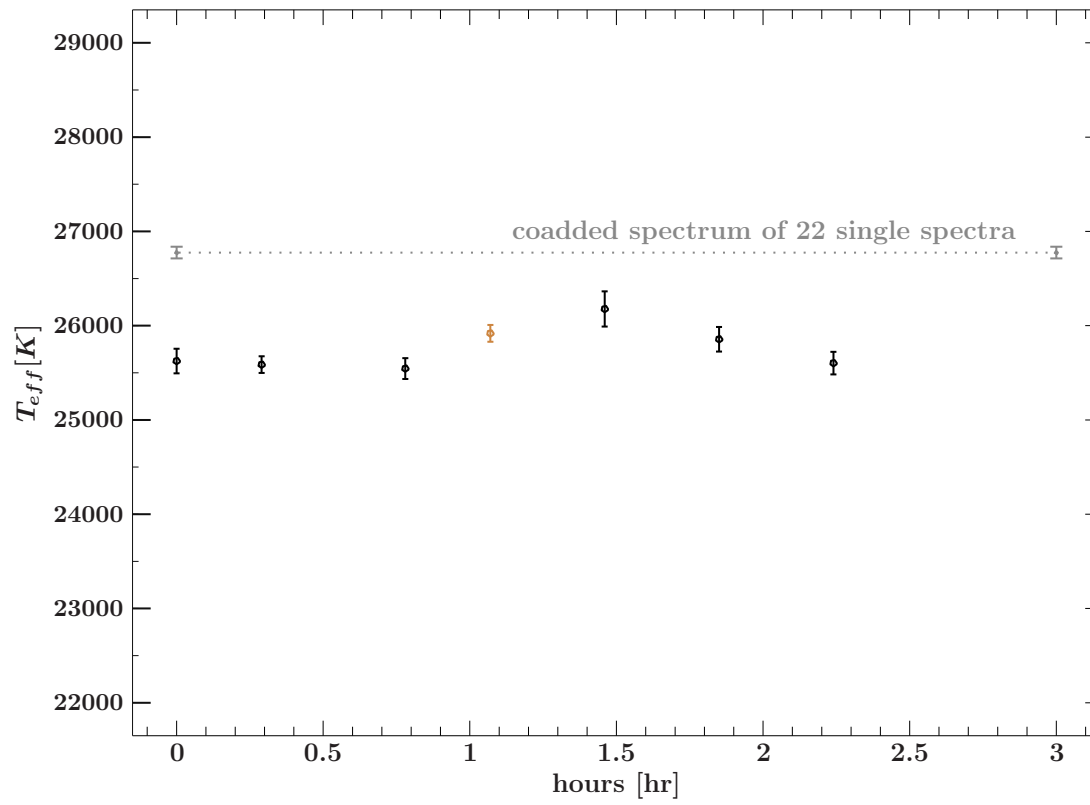
schwindigkeiten wurden heliozentrisch korrigiert und mit ISIS durch ein Sinusmodell, der in Gleichung 4.3 gegebenen Form, gefittet. Für die Radialgeschwindigkeitskurven wurden die Spektren 1 bis 31 verwendet. Der Sinusfit an die Messdaten ist in Abbildung 5.12 gezeigt. Die neuen Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 aufgeführt und stimmen sehr gut mit denen von Geier et al. (2011b) überein, sind aber weitaus genauer.

Durch das Spektroskopieren über eine ganze Orbitperiode konnte der sdB während der Vollbedeckung akkurat auf seine atmosphärischen Parameter mit SPAS untersucht werden. Hierzu wurden die 4 Einzelspektren (Spektren 12 bis 15), die die Vollbedeckung einschließen, gewichtet mit ISIS coaddiert. Um Fehler in den Fits der atmosphärischen Parameter zu minimieren, wurden die Spektren der Vollbedeckung gewählt, da in dieser Phase der Begleiter keine zusätzlichen Beiträge an das Sternspektrum durch Reflexion liefert. Ein 'Bootstrapping'-Algorithmus wurde verwendet, um Fehler aus den Messdaten selbst zu bestimmen.

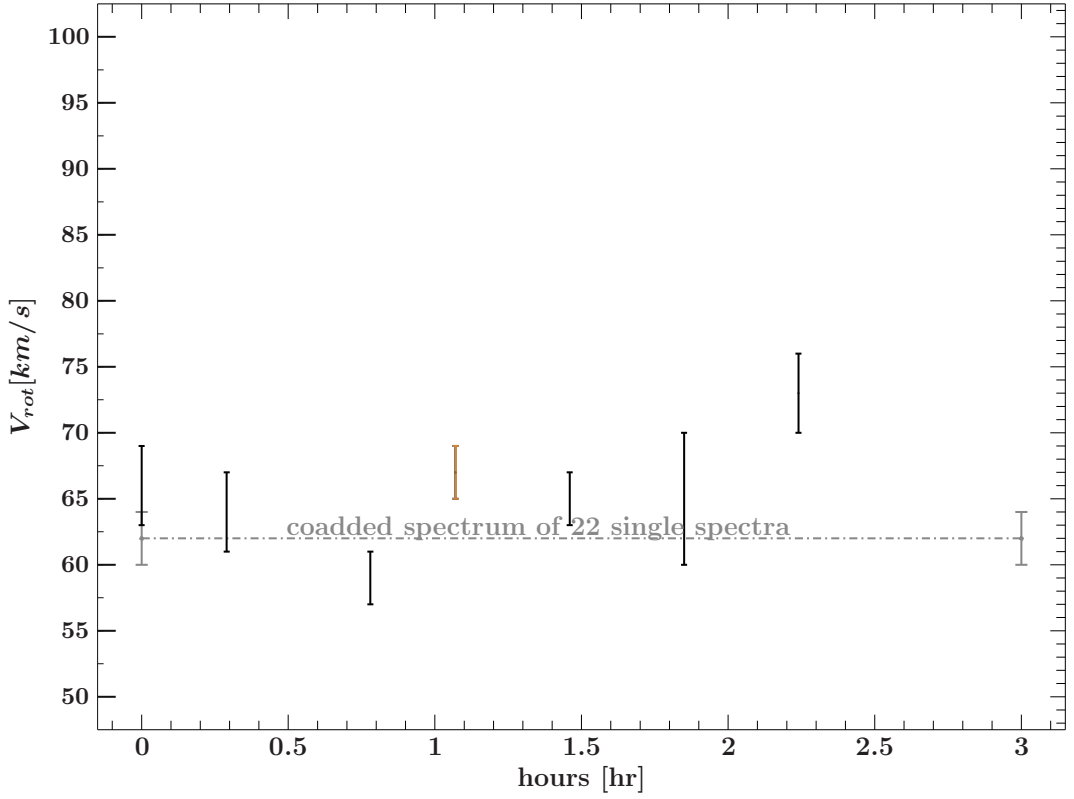
Die atmosphärischen Parameter wurden, wie im Fall des sdBs CPD-64°481, durch synthetische Spektren der LTE-Modelle mit SPAS gewonnen. Variationen der Fitergebnisse atmosphärischer Parameter durch den Einfluss des Begleiters in verschiedenen Phasen der Umkreisung sind in den Abbildungen 5.5, 5.6 und 5.7 gezeigt. Hierzu wurden jeweils die Spektren verschiedener Phasenabschnitte der Umkreisung des Begleiters sowie die ersten 22 Einzelspektren coaddiert und mit SPAS die atmosphärischen Parameter bestimmt. Die Fehler wurden ebenfalls mit der 'Bootstrapping'-Routine von SPAS erhoben. Es wurden die Einzelspektren der Beobachtung vom Beginn der Beobachtungsreihe an in einzelne Bins aufgeteilt und mit ISIS gewichtet coaddiert. Das Fitergebnis der Spektren 12 bis 15, das die Spektren der Vollbedeckung beinhaltet, ist farbig. Von links nach rechts wurden von den Spektren (1,2,3), (4,5,6,7), (8,9,10,11), (12,13,14,15), (16,17,18,19), (20,21,22) und (23,24,25,26) jeweils deren atmosphärische Parameter bestimmt. Die graue Linie entspricht dem Fit des coaddierten Spektrums der ersten 22 Einzelspektren. Die Fehler, die mit dem 'Bootstrapping'-Algorithmus erhoben wurden, sind durch Fehlerbalken dargestellt. Diese Messungen veranschaulichen den Effekt, den der Begleiter durch Reflexion auf die atmosphärischen Parameter des Modellspektrums hat.



**Abbildung 5.5:** Die Schwerebeschleunigung  $\log(g)$  einzelner Periodenabschnitte zu der Zeit nach Beginn der Beobachtungsreihe in Stunden [hr]. Das Fitergebnis der Spektren, die die Vollbedeckung beinhalten, ist farbig.



**Abbildung 5.6:** Die Temperatur  $T_{\text{eff}}$  einzelner Periodenabschnitte zu der Zeit nach Beginn der Beobachtungsreihe in Stunden [hr]. Das Fitergebnis der Spektren, die die Vollbedeckung beinhalten, ist farbig.



**Abbildung 5.7:** Die Rotationsgeschwindigkeit  $v_{\text{rot}}$  einzelner Periodenabschnitte zu der Zeit nach Beginn der Beobachtungsreihe in Stunden [hr]. Das Fitergebnis der Spektren, die die Vollbedeckung beinhalten, ist farbig.

Die Orbitalparameter zeigen einen Unterschied in der Systemgeschwindigkeit von  $\Delta\gamma = 15 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$  zu den Ergebnissen von Geier et al. (2011b). Ein systematischer Fehler durch eine Nullpunkt-Verschiebung dieser Größenordnung ist unwahrscheinlich. Eine mögliche Erklärung wäre ein nicht sichtbarer dritter Begleiter im J082053-System. Da nicht hinreichend Systemgeschwindigkeitsmessungen über längere Zeit vorliegen, kann darüber noch keine Aussage getroffen werden.

Durch die neuen Ergebnisse der Atmosphärenparameter und der Tatsache, dass das System eine Vollbedeckung aufweist, kann eine sdB-Masse von  $\gtrsim 0,5 M_{\odot}$  und eine Begleitermasse von  $\gtrsim 0,07 M_{\odot}$  ausgeschlossen werden.

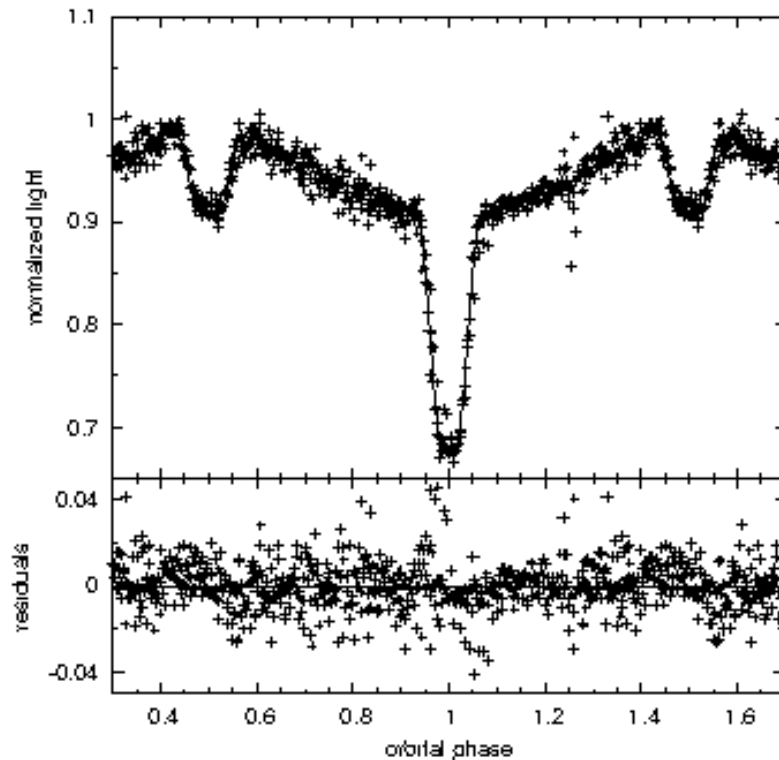
Zum ersten Mal konnte, dank der hochaufgelösten Spektren, auch die Rotationsgeschwindigkeit des sdBs J082053 mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Im Gegensatz zu den Erwartungen wurde eine Rotationsgeschwindigkeit von  $v_{\text{rot}} \sin i = 67 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$  gemessen, die trotz des engen Orbits des Systems nicht ausreicht, damit der Begleiter in seiner Umlaufgeschwindigkeit synchron

mit der Rotation des sdBs wäre. Die hierfür benötigte Rotationsgeschwindigkeit wäre  $v_{\text{rot}} \sin i \simeq 120 \text{ km s}^{-1}$  (Geier et al., 2012). Wie beim System Erde/Mond sind die Gezeitenkräfte dafür verantwortlich, dass sich Erde und Mond unter Aufweitung des Systems synchronisieren. Die Erde rotiert einmal in 24 Stunden um ihre Achse und der Mond einmal im Monat. Weil beim System J082053 es umgekehrt ist, der sdB-Stern eine langsamere Rotationsgeschwindigkeit besitzt als die Umlaufperiode seines Begleiters, gibt der Begleiter Drehimpuls an den sdB-Stern ab und verengt somit seinen Orbit. Auch können die Aussendung von Gravitationswellen den Orbit schrumpfen lassen. Dieser Effekt ist aber sehr klein. Schafft es das System nicht sich zu synchronisieren, wird der Begleiter auf den sdB-Stern fallen und mit ihm verschmelzen. Die Frage die sich stellt ist, ob die Zeit der Annäherung des Begleiters und dessen Verschmelzung genügend kurz ist, damit sich J082053 noch nicht weiterentwickelt hat und somit als Einzel-sdB-Stern zu beobachten sein wird. Der Drehimpuls des Begleiters würde bei der Verschmelzung vollständig an den Stern übertragen werden.

Die Ursache für die schnelle Rotationsgeschwindigkeit des EC 22018-1916 ist noch nicht geklärt. Es kann sein, dass EC 22018-1916 einen Begleiter besaß, der vielleicht während der 'common envelope'-Phase mit ihm verschmolzen ist und so zu dem hohen Drehimpuls des Sterns führte. Dies wirft die Frage auf, ob EC 22018-1916 entweder ein entwickeltes J082053 System ist, oder es unterschiedliche 'common envelope'-Phasen gibt. In welcher Zahl hohe Rotationsgeschwindigkeiten von Einzel-sdB-Sternen in Zukunft entdeckt werden, wird sich zeigen. Sehr interessant ist aber die Tatsache, dass J082053 als Resultat der Entwicklung seines Systems, ein dem EC 22018-1916 ähnlicher Einzel-sdB-Stern werden könnte. Mit hochauflösender Spektroskopie weiterer Kandidaten wird sich die Anzahl der Entdeckungen von schnell rotierenden Einzel-sdBs vermutlich noch vergrößern.

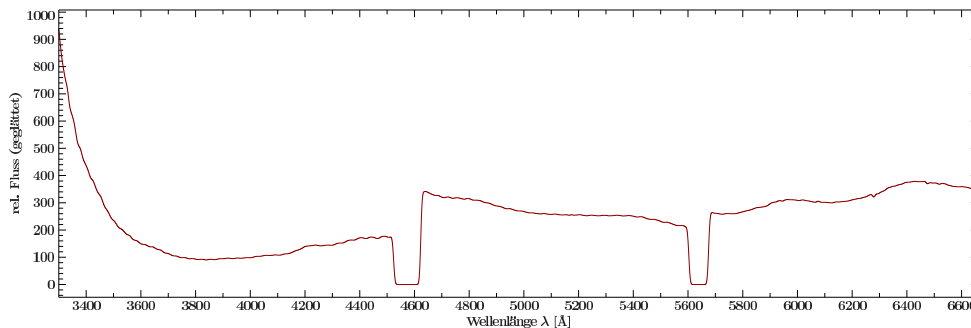
Durch die vergleichsweise schnelle Rotation des J082053 werden die Spektrallinien stark rotationsverbreitert. Ein direkter Vergleich eines Ausschnittes des coaddierten Spektrums des J082053 und das des CPD-64°481 veranschaulicht die Rotationsverbreiterung in Abbildung 5.13. Zum Coaddieren der Einzelspektren des J082053 wurden die qualitativ hochwertigsten Spektren 1-22 verwendet.

Da der Begleiter wegen seines engen Orbits stark durch den sdB-Stern angestrahlt wird, stellt sich die Frage, ob man direkte Beiträge des Begleiters durch Emissionslinien in den Spektren sehen kann. Auf diese Frage wird in Kapitel 5.3 näher eingegangen.

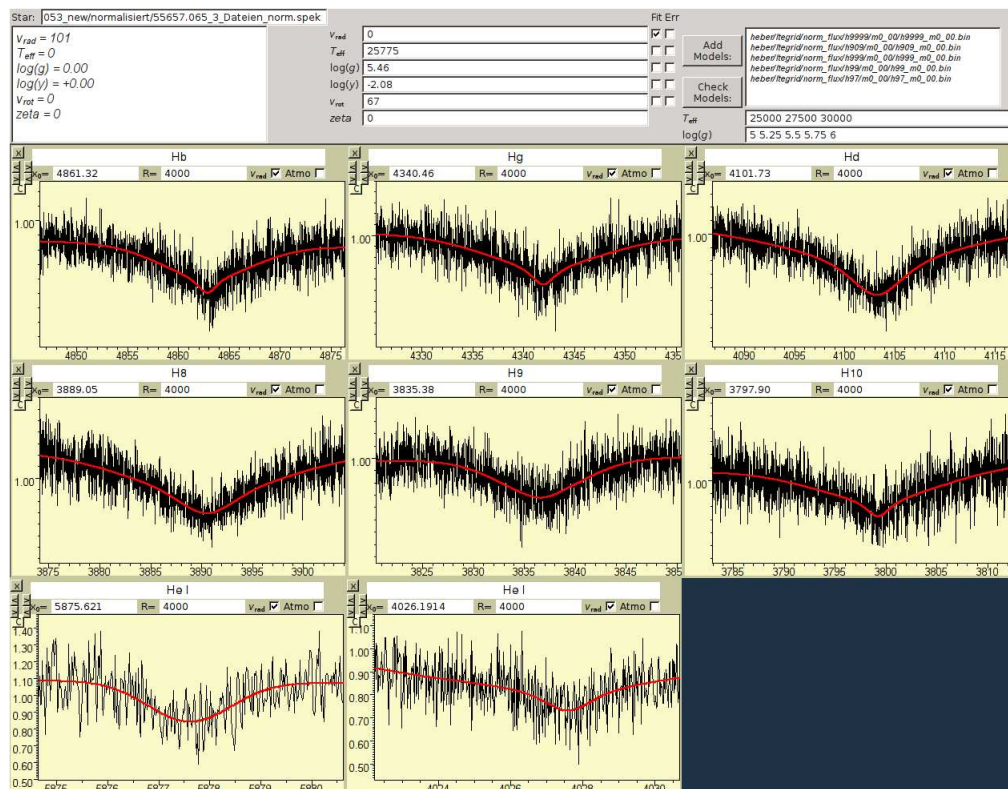


**Abbildung 5.8:** Die Lichtkurve von J082053, die mit dem Flemish 1,2 Meter-Mercator-Teleskop in La Palma auf den Kanarischen Inseln aufgenommen wurde. Die Messungen wurden im R-Band-Filter mit Belichtungszeiten von 16 bis 90 Sekunden gemacht und zeigen neben der tiefen Vollbedeckung eine sekundäre Bedeckung und einen sehr starken Reflexionseffekt. Da die Messungen an unterschiedlichen Tagen gemacht wurden und es sowohl Probleme technischer Art mit einer neuen CCD-Kamera und deren abweichender Auflösung als auch wechselhafte Beobachtungsbedingungen gab, treten Artefakte in der Lichtkurve auf. Eine leichte Asymmetrie in der Sekundärbedeckung ist somit höchstwahrscheinlich nicht real, sondern entstand durch die Kombination zweier Messreihen. Der normalisierte Fluss aller Messungen wurde mit der Orbitalperiode gefaltet. Im oberen Kasten sind die Messdaten durch schwarze Kreuze aufgetragen und die Modelllichtkurve ist durch die schwarze Linie gekennzeichnet. Die Abweichungen vom Modell werden im unteren Kasten als Residuen dargestellt (Geier et al., 2011b).

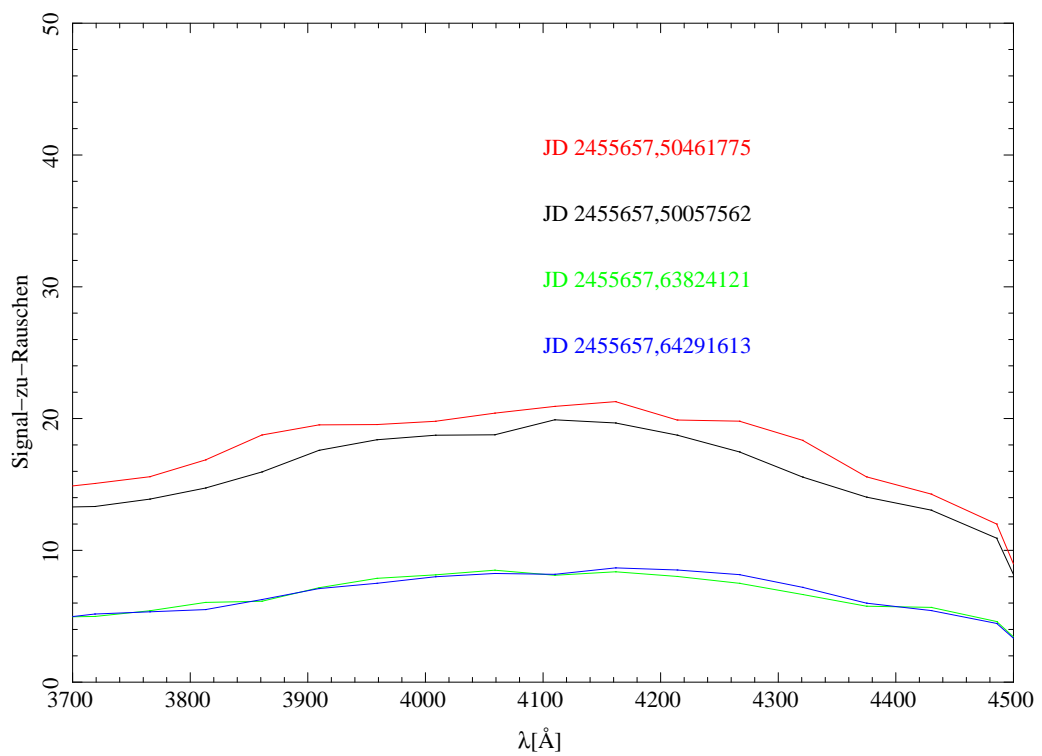




**Abbildung 5.9:** Die Abbildung zeigt die zur Normalisierung der Einzelspektren verwendete Normalisierungskurve. Diese wurde durch das Spektrum des DCs erzeugt, indem sie durch Glättung von Spektrallinien befreit wurde.



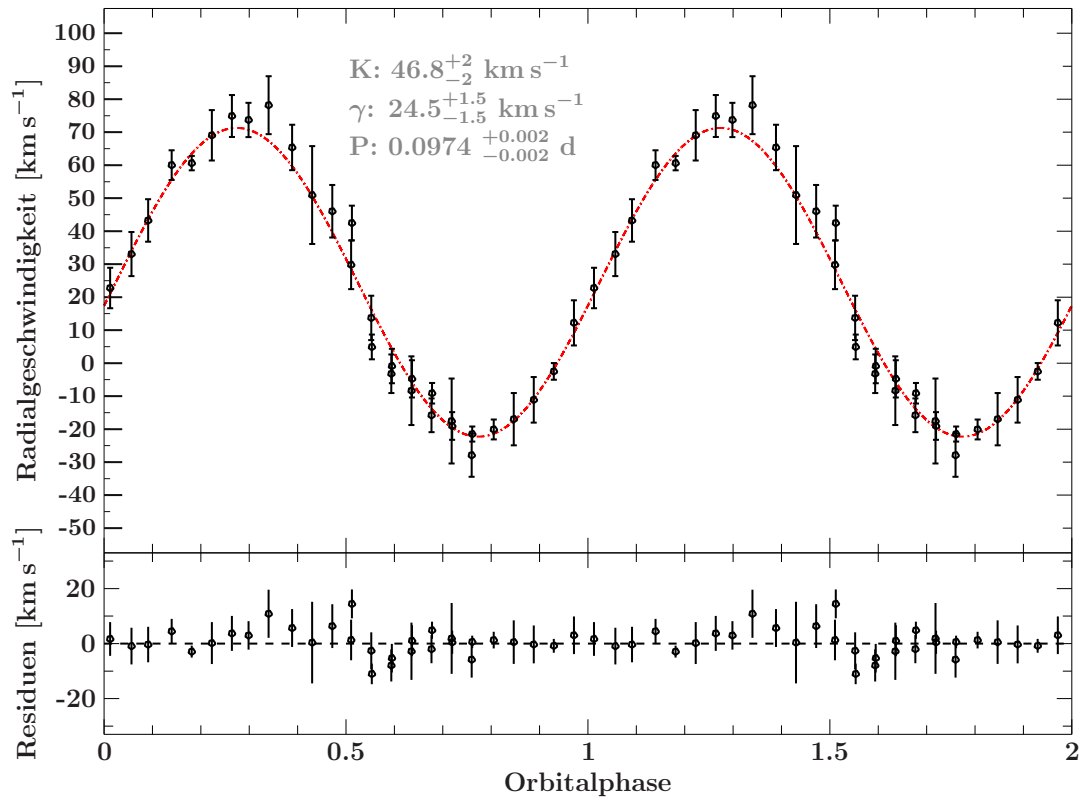
**Abbildung 5.10:** Ein Beispiel der Radialgeschwindigkeitsmessung des J082053 mit SPAS. Die verwendeten Spektrallinien für die Vermessung sind die Balmerlinien  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $H_\epsilon$ ,  $H_\zeta$ ,  $H_\eta$ ,  $H_\theta$  und die Heliumlinien bei 5875,621 Å und 4026,1914 Å.



**Abbildung 5.11:** Da sich die Beobachtungsbedingungen gegen Ende des Beobachtungszeitraums verschlechtert haben, nahmen die Signal-zu-Rausch-Verhältnisse ab. Die Abbildung zeigt über einen Wellenlängenbereich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Einzelspektren zu den jeweiligen Zeiten in JD. Hierbei haben die Spektren und die Zeiten identische Farben.

**Tabelle 5.3:** Radialgeschwindigkeitsmessungen des sdBs J082053. Hierbei ist JD das Julianische Datum,  $v_{\text{rad}}$  die gemessene Radialgeschwindigkeit,  $v_{\text{helio}}$  die heliozentrisch korrigierte Radialgeschwindigkeit und  $\sigma$  die Standardabweichung. Es wurden pro Messung mindestens  $n \simeq 6$  Spektrallinien zur Radialgeschwindigkeitsmessung verwendet ( $\text{H}_\alpha$ ,  $\text{H}_\beta$ ,  $\text{H}_\gamma$ ,  $\text{H}_\delta$ ,  $\text{H}_8$  und  $\text{H}_9$ ). Deswegen kann ein statistischer Standardfehlerfehler  $\sigma_n$  mit Gleichung 5.1 angenommen werden.

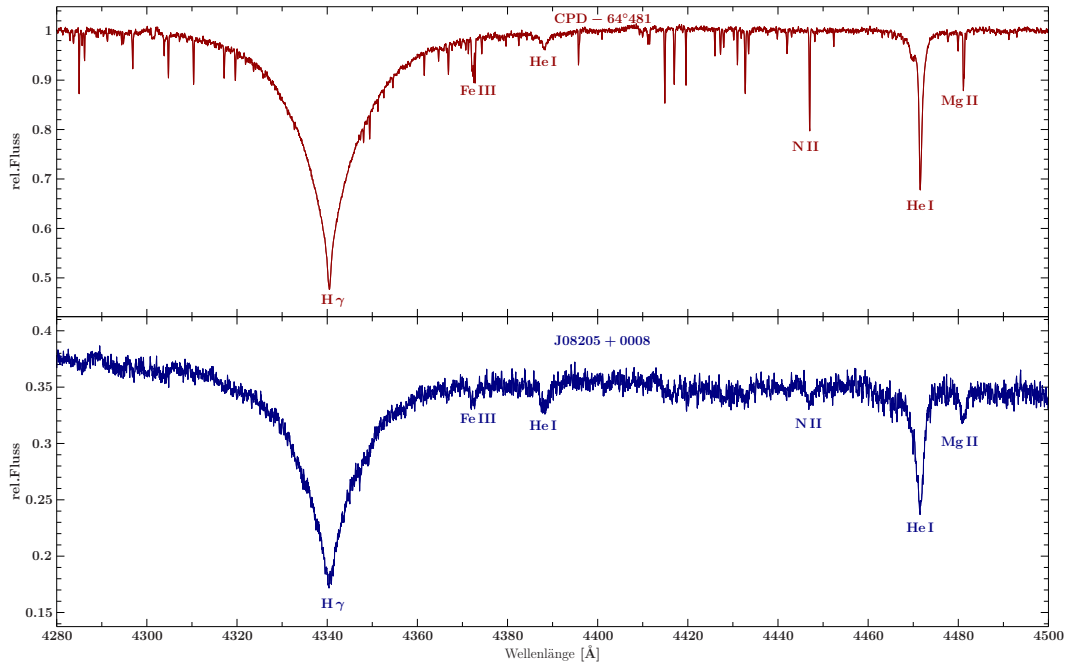
Spektrum Nummer	JD	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$v_{\text{helio}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\sigma$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\sigma_n$ [km s <sup>-1</sup> ]	$n$
1	2455657,49252374	42,49	68,62	5,25	2,14	6
2	2455657,49654962	4,92	31,05	3,74	1,53	6
3	2455657,50057562	-0,88	25,25	5,22	2,13	6
4	2455657,50461775	-4,75	21,37	5,63	2,30	6
5	2455657,50866197	-9,11	17,02	3,11	1,27	6
6	2455657,51270167	-19,04	7,09	4,21	1,71	6
7	2455657,51674196	-21,50	4,63	2,28	0,93	6
8	2455657,52107057	-20,10	6,02	3,02	1,23	6
9	2455657,52509622	-16,97	9,15	7,91	3,23	6
10	2455657,52912257	-11,10	15,02	6,89	2,81	6
11	2455657,53316028	-2,49	23,63	2,51	1,02	6
12	2455657,53720219	12,22	38,35	6,84	2,79	6
13	2455657,5412441	22,77	48,91	6,12	2,50	6
14	2455657,54528808	33,07	59,21	6,68	2,72	6
15	2455657,54932975	43,24	69,37	6,45	2,63	6
16	2455657,55337328	60,03	86,16	4,50	1,83	6
17	2455657,55741668	60,62	86,75	2,18	0,89	6
18	2455657,56145535	69,05	95,19	7,64	3,11	6
19	2455657,56549517	74,91	101,04	6,35	2,59	6
20	2455657,56953256	73,71	99,84	5,19	2,11	6
21	2455657,57357041	78,18	104,32	8,76	3,58	6
22	2455657,57760966	65,36	91,49	6,88	2,81	6
23	2455657,5814696	50,95	77,08	14,83	6,05	6
24	2455657,58569149	46,03	72,16	7,95	3,24	6
25	2455657,58973698	29,79	55,92	7,37	3,01	6
26	2455657,5937783	13,72	39,86	6,72	2,74	6
27	2455657,59782484	-3,21	22,92	5,83	2,38	6
28	2455657,60186628	-8,34	17,78	10,40	4,24	6
29	2455657,60590841	-15,79	10,33	5,11	2,08	6
30	2455657,60994777	-17,53	8,60	12,88	5,26	6
31	2455657,61398712	-27,90	-1,77	6,54	2,67	6
32	2455657,61802671	-36,51	-10,38	16,78	6,85	6
33	2455657,62207093	-23,80	2,32	13,25	5,40	6
34	2455657,62611515	-21,98	4,14	21,76	8,88	6
35	2455657,63015486	-11,41	14,72	23,63	9,64	6
36	2455657,63419734	-13,06	13,07	32,33	13,20	6
37	2455657,63824121	12,07	38,20	22,34	9,12	6
38	2455657,64291613	8,59	34,72	19,76	8,06	6



**Abbildung 5.12:** Radialgeschwindigkeitskurve mit dem Sinusfit an die Messwerte. Die Messdaten wurden mit der Phase gefaltet. Die Radialgeschwindigkeiten der Einzelspektren und deren Standardabweichung sind durch schwarze Punkte gekennzeichnet und das 'best-fit'-Modell der Sinuskurve ist als rot gestrichelt-gepunktete Linie eingezeichnet. Die Abweichungen vom Modell sind im unteren Kasten als Residuen aufgetragen. Der Rossiter-MacLaughlin-Effekt lässt sich bei genauer Betrachtung bei Phase 0,5 respektive 1,5 erahnen (Brünner et al., 2011).

**Tabelle 5.4:** Die Parameter des SDSS J082053.53+000843.4 wurden durch LTE-Modelle mit SPAS, die Radialgeschwindigkeitsdaten durch einen Sinusfit mit ISIS bestimmt. Für die Atmosphärenparameter wurden nur die Spektren der Vollbedeckung coaddiert. Die Ergebnisse werden mit den Ergebnissen von Geier et al. (2011b) verglichen.

SDSS J082053.53+000843.4		
$\alpha$ (J2000)	08 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 53,53 <sup>s</sup>	
$\delta$ (J2000)	+00°08'43,46''	
g(mag)	14,91	
Parameter	Messungen (Vollbedeckung)	Geier et al. (2011b)
$T_{\text{eff}}$	25918 ± 89 K	26700 ± 1000 K
log g	5,42 ± 0,016	5,48 ± 0,10
log y	-2,08 ± 0,017	-2,0 ± 0,07
$v_{\text{rot}} \sin i$	67 ± 2 km s <sup>-1</sup>	-
K	46,8 ± 2 km s <sup>-1</sup>	47,4 ± 1,9 km s <sup>-1</sup>
$\gamma$	24,5 ± 1,5 km s <sup>-1</sup>	9,5 ± 1,3 km s <sup>-1</sup>
P	0.0974 ± 0,002 d	0.096 ± 0,001 d
$f(M)$ [ $M_{\odot}$ ]	0,0010 ± 0,0001	0,0011 ± 0,0001
$M_{\text{min}, M_{\text{sdb}}=0.47M_{\odot}}$	0.067 $M_{\odot} \simeq 70 M_{\text{J}}$	0.068 $M_{\odot} \simeq 71 M_{\text{J}}$
$M_{\text{min}, M_{\text{sdb}}=0.25M_{\odot}}$	0.045 $M_{\odot} \simeq 47 M_{\text{J}}$	0.045 $M_{\odot} \simeq 47 M_{\text{J}}$



**Abbildung 5.13:** Die Abbildung zeigt einen direkten Vergleich von den coaddierten Spektren des CPD-64°481 (oben) und des J082053 (unten). Zur Veranschaulichung wurden als Beispiel eine Balmerlinie H $\gamma$ , zwei Heliumlinien und drei Metalllinien markiert, die in beiden Spektren nachweisbar sind (Brünner et al., 2011).

### 5.3 Trailing des Braunen Zwerg-Begleiters von J082053

Die Natur des Begleiters wurde in Abschnitt 5.2 aus der Analyse der Radialgeschwindigkeit und der Lichtkurve abgeleitet. Da das System einlinig ist, musste eine plausible Annahme über die sdB-Masse gemacht werden. Um die Massen beider Komponenten bestimmen zu können, müsste auch die Radialgeschwindigkeitskurve des Sekundärsterns gemessen werden. Außer dem reflektierten Licht gibt es bisher keine Information zum Spektrum des Begleiters. Nun liegen hochaufgelöste Spektren vor und die Suche nach Emissionslinien lohnt sich.

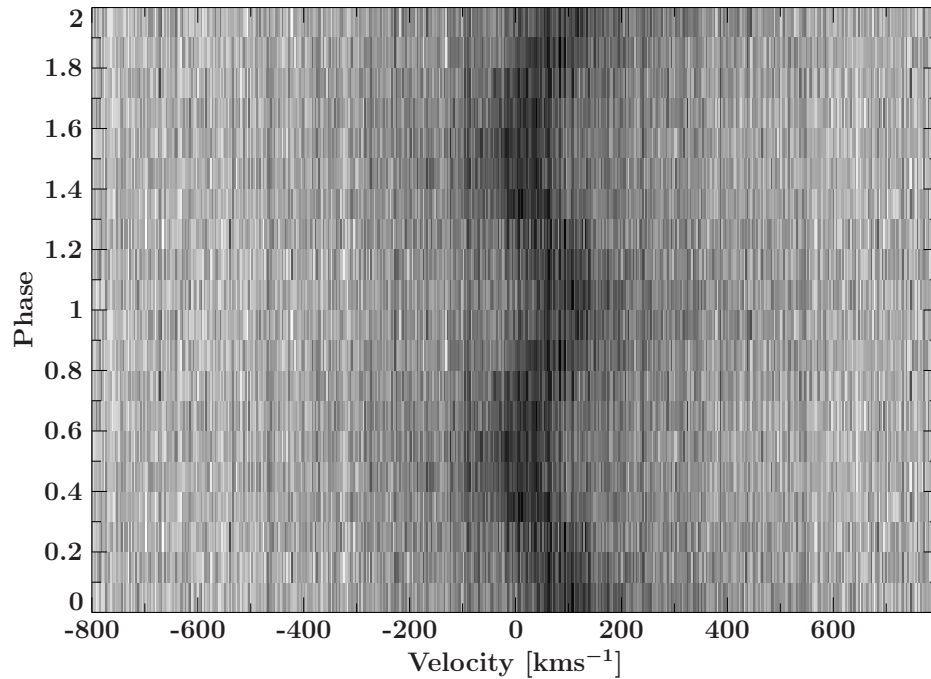
Weil die Atmosphäre des Begleiters stark aufgeheizt wird, können bei einem ausreichenden Signal-zu-Rausch-Verhältnis Emissionslinien des Begleiters im Spektrum des Lichts gemessen werden. Diese unterscheiden sich deutlich von den Linien des Sterns und können Informationen über die Zusammensetzung der Atmosphäre liefern. Da aber in den meisten Fällen Subdwarfs sehr hell im Vergleich zu dem emittierten Licht der Begleiter sind, ist dieses Unterfangen äußerst schwierig.

Mit einem sehr engen Orbit um den sdB J082053 und einem starken Reflexionseffekt wurden die Spektren auf Beiträge untersucht, die von dem Braunen Zwerg-Begleiter stammen. Zunächst wurden die radialgeschwindigkeitskorrigierten Einzelspektren durch das coaddierte Spektrum geteilt und visuell nach Emissionslinien gesucht. Falls der Begleiter Emissionslinien aufweist, die sich vom Spektrum des Sterns abheben, müssten diese im Spektrum zu sehen sein. Um die radialgeschwindigkeitskorrigierten Absorptionslinien des sdBs herauszufiltern, wurden die Einzelspektren durch das coaddierte Spektrum dividiert. Somit ist im Fluss des sdBs nur noch das statistische Rauschen zu sehen. Die Emissionslinien des Begleiters hingegen werden dadurch aber nicht eliminiert und würden sich so signifikant hervorheben. Hierbei ist auf Peaks zu achten, die sich periodisch in den resultierenden Spektren in ihrer Zentralwellenlänge verschieben. Diese Methode hat den Nachteil, dass sie sehr subjektiv bei der Identifikation solcher Linien ist. Durch die visuelle Inspektion aller Einzelspektren konnten aber keine Beiträge des Begleiters ausgemacht werden.

In Zusammenarbeit mit Thomas Kupfer (Department of Astrophysics - Radboud Universität Nijmegen, Niederlande) wurde ein anderer, objektiverer Ansatz gewählt, um nach Spektrallinienbeiträgen des Begleiters zu suchen. Durch die Analyse der Spektren mit einem ISIS-Skript, das er entwickelt hat, ist es möglich, Beiträge von Begleitern grafisch sichtbar zu machen, ohne sich visuell die einzelnen Spektren nacheinander anzusehen und nach Veränderungen manuell zu suchen. Zunächst wird nach direkten Beiträgen in den Spektren ohne Division gesucht. Das sogenannte 'Trailing' basiert auf der Kenntnis der Periode

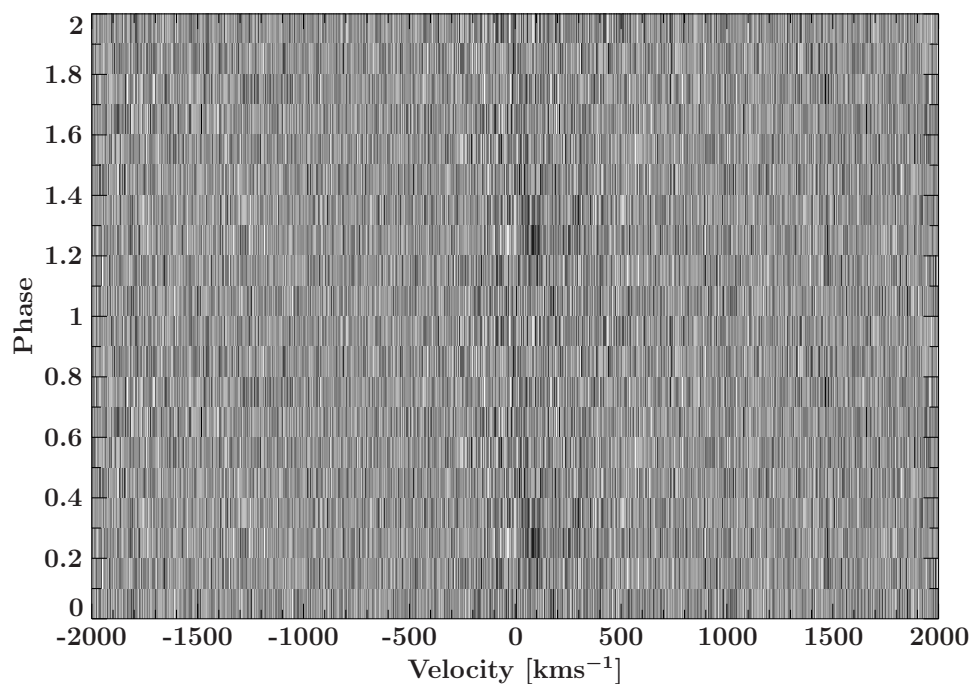
des Systems. Man definiert die Periode und einen Startzeitpunkt, der gleichzeitig Phase 0 ist. Mit dem Beobachtungszeitpunkt im Header der FITS-Datei wird berechnet, in welcher Phase das jeweilige Spektrum aufgenommen wurde. Danach werden Zentralwellenlängen festgesetzt, die in diesem Fall durch die  $H_\alpha$  und  $H_\beta$  gegeben sind. Nun werden alle Berechnungen um die Zentralwellenlängen herum im Geschwindigkeitsraum anstatt im Wellenlängenraum gemacht. Dies ist nötig, um Linien kombinieren zu können. Ist dies geschehen, wird ein Geschwindigkeitsintervall festgelegt und der Fluss für  $H_\alpha$  und  $H_\beta$  kombiniert. Hat man die richtige Periode des Systems festgelegt, so wird das Spektrum in die richtige Phase gelegt und man kann eine S-förmige Welle im Bild erkennen. Das Trailing aus den Einzelspektren 1 bis 38 direkt ist in [Abbildung 5.14](#) zu sehen. Hierzu wurden die normalisierten Einzelspektren, die nicht radialgeschwindigkeitskorrigiert wurden, untersucht. Zu sehen ist eine S-Welle, die die Richtigkeit der Periode bestätigt. Leider ist hier ebenfalls kein Anzeichen für Beiträge, die nicht vom sdB stammen, zu finden. Dies verwundert aber andererseits auch nicht, da der sdB sehr viel heller ist und etwaige Linien des Begleiters überstrahlt. Um aber die Spektren noch genauer zu untersuchen, wurden die radialgeschwindigkeitskorrigierten Einzelspektren durch das coaddierte Spektrum geteilt. Dies sollte Spektralbeiträge des Begleiters deutlicher sichtbar machen, da nur noch das Kontinuum mit, im besten Fall, Beiträgen des Begleiters zu sehen wäre. Dennoch sind auch hier keine signifikanten Beiträge eines Begleiters zu finden, wie in [Abbildung 5.15](#) und [5.16](#) zu sehen ist. Die leichte Streuung um  $0 \text{ km s}^{-1}$  sind keine Beiträge des Begleiters, sondern Artefakte, die durch die Division des coaddierten Spektrums auftreten, da die Radialgeschwindigkeitskorrektur der Einzelspektren nicht exakt ist. Der Begleiter hätte eine deutlich größere Geschwindigkeitsamplitude.

Spektrallinien des aufgeheizten Begleiters würden sich wahrscheinlich eher im infraroten Teil des Spektrums zeigen. So würden Spektren im infraroten Spektralbereich mit dieser Methode einen direkten Nachweis des Braunen Zwergs, der den sdB J082053 umkreist, liefern können. Prinzipiell verspricht diese Methode aber den direkten Nachweis eines Begleiters in einem Binärsystem. Somit wäre es in Zukunft auch sinnvoll, Systeme, in denen der Begleiter nicht zu hell überstrahlt wird, mit dieser Methode zu untersuchen.

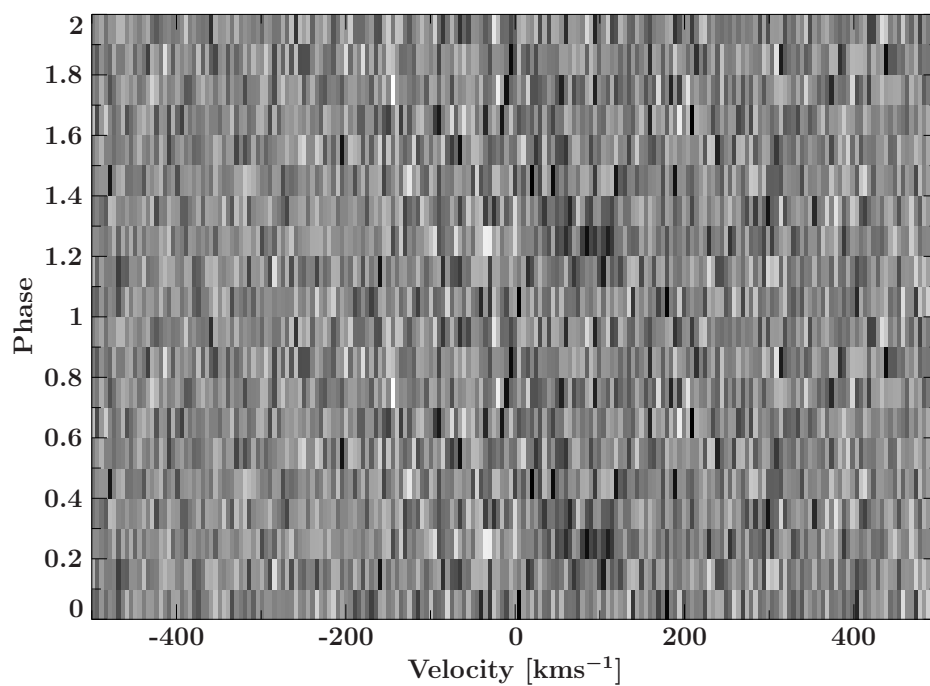


**Abbildung 5.14:** Die Abbildung zeigt das 'Trailing' der nicht-radialgeschwindigkeitskorrigierten Einzelspektren. Die komplette Periode wird in 10 Bins aufgeteilt und ein Startzeitpunkt gewählt, der gleichzeitig Bin Nummer 1 ist. Dann wird ausgehend von diesem und den Beobachtungszeitpunkten jedes Spektrums berechnet welches Spektrum zu welchem Bin gehört. Indem man eine Zentralwellenlänge angibt (in diesem Fall die  $H_\alpha$  Linie) kann man um diese herum vom Wellenlängenraum in den Geschwindigkeitsraum wechseln. Ebenso wird dies für die  $H_\beta$ -Linie gemacht mit dem gleichen Geschwindigkeitsbereich, wie bei  $H_\alpha$ . Diese zwei werden, um das Signal zu verstärken, kombiniert. Die Phasenbins werden nun nacheinander geplottet. Zu sehen ist die klare S-Welle, die sich mit der Phase im Geschwindigkeitsraum um 0 bewegt. Es können keine Variationen ausgemacht werden, die von Spektrallinien des Begleiters stammen (priv. Mtl. T. Kupfer).





**Abbildung 5.15:** Die Abbildung zeigt das 'Trailing' der radialgeschwindigkeitskorrigierten Einzelspektren, die durch das coaddierte Spektrum geteilt wurden. Auch hier lassen sich keine signifikanten periodischen Variationen von Beiträgen des Begleiters ausmachen (priv. Mtl. T. Kupfer).



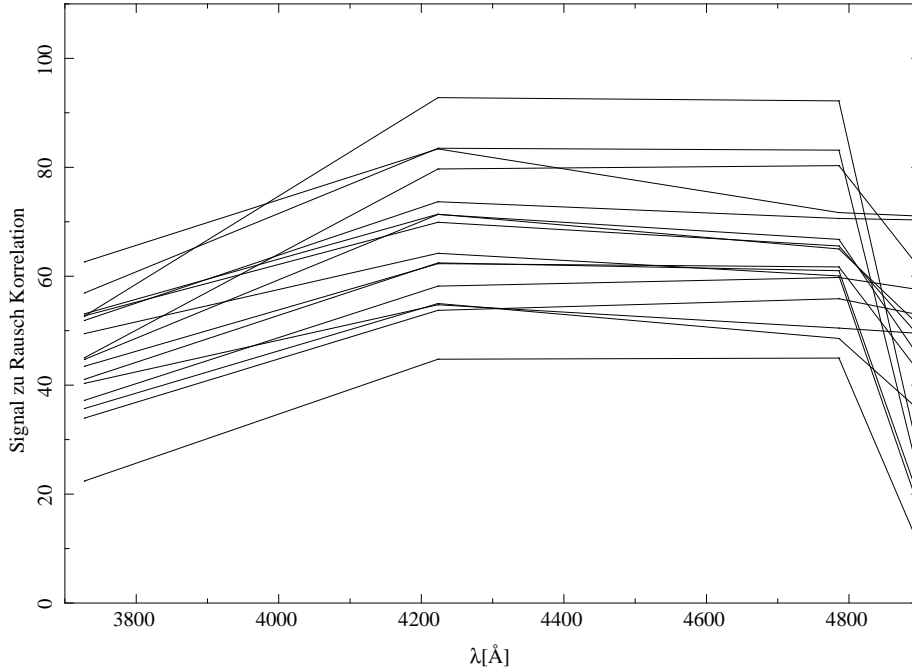
**Abbildung 5.16:** Um den interessanten Bereich deutlicher zu untersuchen, wurde ein Ausschnitt von Abbildung 5.15 vergrößert. Man kann keine Beiträge des Begleiters, die zu einer S-förmigen Kurve führen, finden (priv. Mtl. T. Kupfer).

## 5.4 SDSS J012022.94+395059.4

Der sdB-Stern SDSS J012022.94+395059.4 (J012022) wurde im November 2011 mit dem TWIN Spektrographen des 3,5 Meter-Teleskops am Calar Alto in Spanien spektroskopiert. Da zu diesem Zeitpunkt die Helium-Argon-Vergleichslampe defekt war, musste eine Thorium-Argon-Vergleichslampe verwendet werden. Dies war suboptimal, da die Vergleichslampe eher für hochauflösende Spektren wegen der hohen Vergleichsliniendichte verwendet wird und die aufgenommenen Spektren eine viel geringere Auflösung von  $R \simeq 4000$  besitzen als die hochauflösenden Spektren von UVES oder FEROS. Analysiert wurden 16 Spektren mit je einer Belichtungszeit von 600 Sekunden, wobei die Qualität aufgrund von Beobachtungsbedingungen stark schwankt. In Abbildung 5.17 ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des für die Analyse verwendeten blauen Wellenlängenbereichs der Spektren zu sehen.

Die Spektren wurden mit MIDAS reduziert und mit SPAS sowohl normalisiert, als auch radialgeschwindigkeitskorrigiert. Bei der Radialgeschwindigkeitskorrektur wurden im besten Fall die Balmerlinien  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $H_8$ ,  $H_9$  und  $H_{10}$  verwendet. Die Messwerte der Einzelspektren sind in Tabelle 5.5 aufgelistet.

Unter Berücksichtigung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wurden die 16 Einzelspektren mit ISIS coaddiert. An das so resultierende Spektrum wurden anschließend synthetische Spektren durch LTE-Modelle mit SPAS angelegt. Die Fehler aus diesem Fit sind mit einem Bootstrapping-Algorithmus aus den Messdaten ermittelt worden. Es wurde jeweils ein Fit mit Berücksichtigung der Rotationsverbreiterung (Abbildung 5.18) und einer ohne zu fittende Rotationsgeschwindigkeit (Abbildung 5.19) gemacht. Die so ermittelten Parameter des sdB-Sterns sind in Tabelle 5.6 aufgeführt. Die Einbeziehung der Rotationsgeschwindigkeit ist für die Modellanpassung, wie man aus den Fitergebnissen ablesen kann, wichtig.



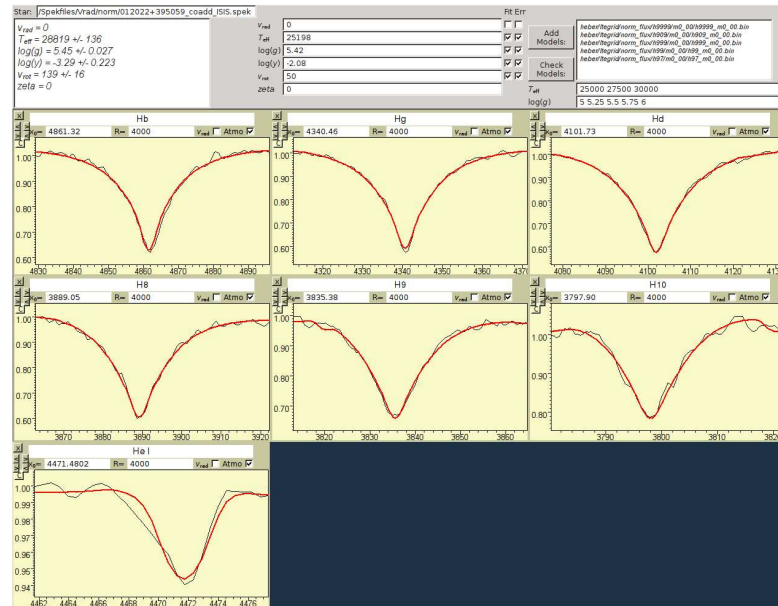
**Abbildung 5.17:** Die Abbildung zeigt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der 16 Einzelspektren von SDSS J012022.94+395059.4. Man sieht die qualitative Schwankung innerhalb eines Spektrums und zwischen den Spektren.

**Tabelle 5.5:** Radialgeschwindigkeitsmessungen des sdBs J012022. Hierbei ist JD das Julianische Datum,  $v_{\text{rad}}$  die gemessene Radialgeschwindigkeit,  $v_{\text{helio}}$  die heliozentrisch korrigierte Radialgeschwindigkeit,  $\sigma$  die Standardabweichung,  $\sigma_n$  der statistisch gewichtete Fehler und  $n$  die Anzahl vermessener Spektrallinien.

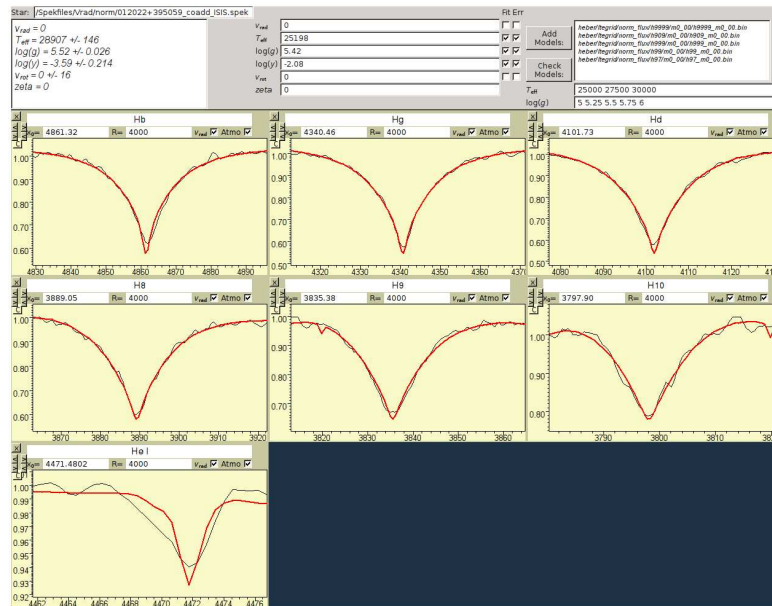
Spektrum Nummer	JD	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$v_{\text{helio}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\sigma$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\sigma_n$ [km s <sup>-1</sup> ]	$n$
1	2455881,46524505	-79,39	-87,79	24,77	10,11	6
2	2455881,39634731	-89,14	-97,55	23,30	9,51	6
3	2455881,40413992	-54,97	-63,39	27,36	11,17	6
4	2455881,41189665	-49,52	-57,94	18,16	8,12	5
5	2455881,42241896	-89,03	-97,46	15,69	7,018	5
6	2455881,4322658	-45,91	-54,35	15,68	7,013	5
7	2455881,44023321	-41,68	-50,13	12,92	5,78	5
8	2455881,44811149	-43,61	-52,06	17,46	7,81	5
9	2455881,45731758	-15,53	-23,99	7,42	3,31	5
10	2455881,46524505	-4,10	-12,57	46,86	27,05	3
11	2455881,56120133	-15,97	-24,66	10,10	4,12	6
12	2455881,57126001	-37,14	-45,84	31,91	15,95	4
13	2455882,52399971	21,28	12,57	17,47	7,81	5
14	2455882,54338603	20,42	11,71	21,41	8,74	6
15	2455882,55417112	10,23	1,51	24,65	12,32	4
16	2455882,56888465	-9,21	-17,94	22,60	10,11	5

**Tabelle 5.6:** Die Parameter des sdB-Sterns J012022 wurden durch LTE-Modelle mit SPAS berechnet. Hier wurden die Modelle an das coaddierte Spektrum einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung von Rotationsverbreiterung an die Daten angelegt. Der Fehler wurde einer Bootstrappingroutine entnommen.

SDSS J012022		
$\alpha$ (J2000)	01 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 20,94 <sup>s</sup>	
$\delta$ (J2000)	+39°50'59,45''	
g(mag)	15, 16	
Parameter	Messungen (mit $v_{\text{rot}}$ )	Messungen (ohne $v_{\text{rot}}$ )
$T_{\text{eff}}$	28819 $\pm$ 136 K	28890 $\pm$ 136 K
log g	5,45 $\pm$ 0,027	5,52 $\pm$ 0,026
log y	-3,29 $\pm$ 0,223	-3,59 $\pm$ 0,214
$v_{\text{rot}} \sin i$	139 $\pm$ 16 km s <sup>-1</sup>	-



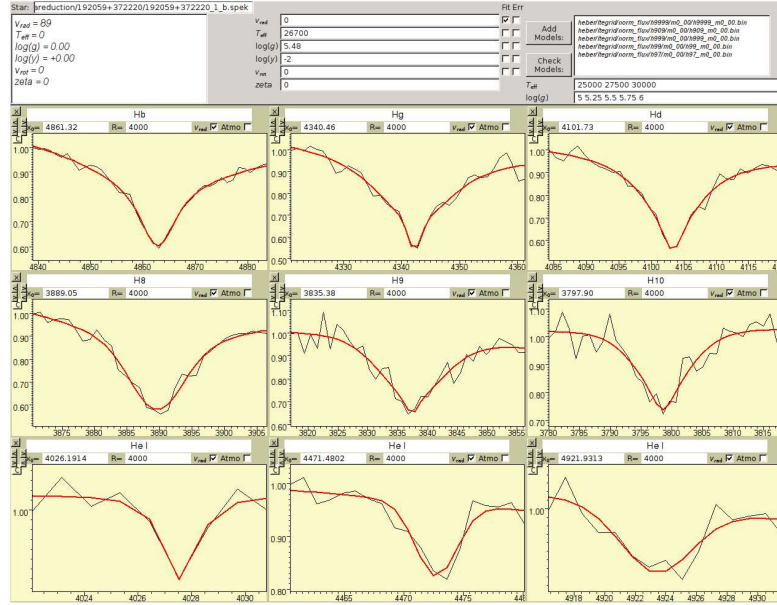
**Abbildung 5.18:** In der Abbildung ist der Fit des coaddierten Spektrums des J012022 zu sehen. Die roten Linien stellen den 'best-fit' des LTE-Modellspektrums dar. Die schwarzen Linien sind die Messdaten. Im linken oberen Fenster sind die gefundenen Parameter und deren Fehler zu sehen. In der Mitte oben sind die Startwerte abgebildet, die von der Fitroutine verwendet wurden. Die Parameter, die durch die Modellspektren angepasst werden sollen und für die der Bootstrapping-Algorithmus aktiviert ist, sind durch die Haken rechts neben den Startwerten bestätigt.



**Abbildung 5.19:** Die Abbildung zeigt den Fit des coaddierten Spektrums des J012022 ohne Modellanpassung der Rotationsverbreiterung.

## 5.5 SDSS J192059.77+372220.0

Vom sdB-Stern SDSS J192059.77+372220.0 (J192059) wurden im November 2011 am 3,5 Meter-Teleskop am Calar Alto in Spanien mit dem TWIN-Spektrographen 4 Spektren während der Beobachtung erstellt. Spektrum 2 bis 4 wurden 600 Sekunden lang belichtet und Spektrum eins 900 Sekunden lang. Da wetter- und beobachtungsbedingt die Qualität der Spektren starken Schwankungen unterworfen war, überschritt das Signal-zu-Rauschverhältnis des besten Spektrums ca. 30 nicht. Die Spektren wurden mit MIDAS reduziert und mit SPAS sowohl normalisiert als auch radialgeschwindigkeitskorrigiert und coaddiert. Zur Messung der Radialgeschwindigkeit wurden bei Spektrum 1, dem mit dem höchsten Signal-zu-Rausch-Verhältnis und einer um 5 Minuten längerer Belichtungszeit, die Balmerlinien  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $H_8$ ,  $H_9$ ,  $H_{10}$  sowie die 3 Heliumlinien bei  $4026, 1914 \text{ \AA}$ ,  $4471, 4802 \text{ \AA}$  und  $4921, 93 \text{ \AA}$  vermessen (Abbildung 5.20). Da wetter- und beobachtungsbedingt nur 4 Spektren mit durchwachsender Qualität gemessen wurden und die Radialgeschwindigkeitsmessung schwierig war, sind starke Abweichungen vom Mittelwert nicht überraschend (siehe Tabelle 5.7). In Tabelle 5.8 sind die Atmosphärenparameter aufgelistet, die mittels SPAS aus dem coaddierten Spektrum gewonnen wurden. Auch hier zeigt sich der Unterschied in den Anpassungsmodellen bezüglich der Einbeziehung der Rotationsverbreiterung (siehe Abbildung 5.21 und 5.22). Hier muss man für die Ergebnisse



**Abbildung 5.20:** die Abbildung zeigt die Radialgeschwindigkeitsmessung mit SPAS des Einzelspektrums Nummer 1 von J192059. Die rote Linie stellt einen Fit dar, der an die Messdaten, die mit schwarzen Linien gekennzeichnet sind, angelegt wird, um die Radialgeschwindigkeit zu messen.

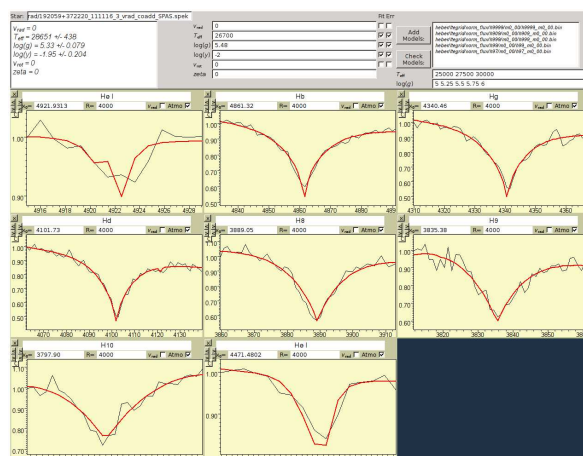
**Tabelle 5.7:** Radialgeschwindigkeitsmessungen des sdBs J192059. Hierbei ist JD das Julianische Datum,  $v_{\text{rad}}$  die gemessene Radialgeschwindigkeit,  $v_{\text{helio}}$  die heliozentrisch korrigierte Radialgeschwindigkeit,  $\sigma$  die Standardabweichung,  $\sigma_n$  der statistisch gewichtete Fehler und  $n$  die Anzahl vermessener Spektrallinien.

Spektrum Nummer	JD	$v_{\text{rad}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$v_{\text{helio}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\sigma$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\sigma_n$ [km s <sup>-1</sup> ]
1	2455881,33435395	88,52	74,017	35,00	11,66
2	2455882,3646873	63,65	49,17	21,23	12,25
3	2455882,38035935	124,00	109,50	37,09	15,14
4	2455882,39156698	135,15	120,65	51,29	36,27

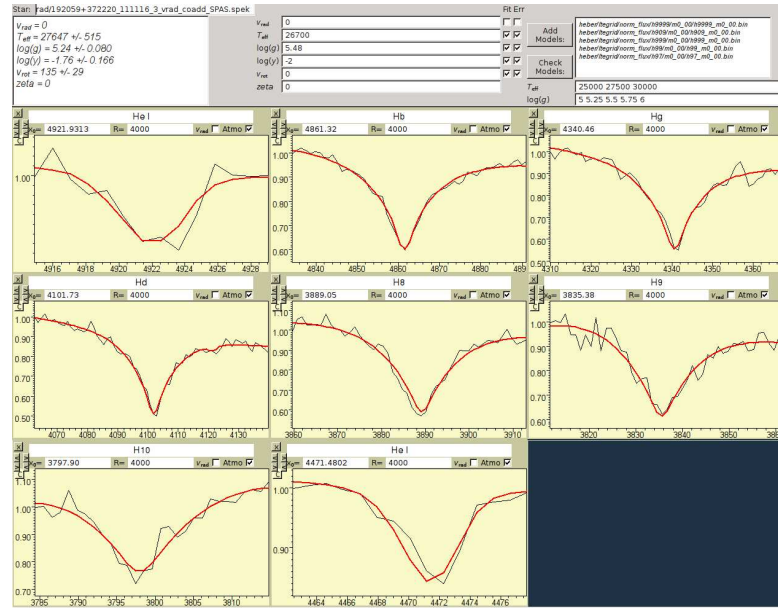
der hohen Rotationsgeschwindigkeit wissen, dass die Spaltöffnung von 1,2 Bogensekunden Fehler von etwa 50 km s<sup>-1</sup> verursachen kann.

**Tabelle 5.8:** Die Parameter des sdB-Sterns J192059 wurden durch LTE-Modelle mit SPAS berechnet. Hier wurden die Modelle an das coaddierte Spektrum einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung von Rotationsverbreiterung an die Daten angelegt. Der Fehler wurde einer 'Bootstrapping'-Routine entnommen.

SDSS J192059		
$\alpha$ (J2000)	19 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 59,77 <sup>s</sup>	
$\delta$ (J2000)	+37°22'20,01''	
g(mag)	15,58	
Parameter	Messungen (mit $v_{\text{rot}}$ )	Messungen (ohne $v_{\text{rot}}$ )
$T_{\text{eff}}$	27647 $\pm$ 515 K	28651 $\pm$ 438 K
log g	5,24 $\pm$ 0,080	5,33 $\pm$ 0,079
log y	-1,76 $\pm$ 0,166	-1,95 $\pm$ 0,204
$v_{\text{rot}} \sin i$	135 $\pm$ 29 km s <sup>-1</sup>	-



**Abbildung 5.21:** Die Abbildung zeigt den Fit des coaddierten Spektrums des J192059 ohne Modellanpassung der Rotationsverbreiterung.



**Abbildung 5.22:** Die Abbildung zeigt den Fit des coaddierten Spektrums des J192059 mit Modellanpassung der Rotationsverbreiterung.

## 5.6 Diskussion der Messergebnisse

Die untersuchten Systeme SDSS J082053.53+000843.4, CPD-64°481, SDSS J012022.94+395059.4 und SDSS J192059.77+372220.0 sind sdB-Sterne mit variabler Radialgeschwindigkeit. Durch hochauflösende Spektroskopie und Lichtkurvenanalyse konnten die Orbitalperioden und Massen der Begleiter des J082053 und des CPD-64°481 mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Die hochaufgelösten Spektren, die mit FEROS und UVES aufgenommen wurden, erlauben die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit mit hohen Genauigkeiten von ca.  $100 \text{ m s}^{-1}$ . TWIN-Spektren haben eine viel niedrigere Auflösung und als Genauigkeit können Werte der Größenordnung von 10 bis  $20 \text{ km s}^{-1}$  als realistisch betrachtet werden. Sowohl für J012022 als auch für J192059 war die Bestimmung einer Orbitalperiode nicht möglich. Die vorliegenden Radialgeschwindigkeitsdaten dieser sdB-Sterne sind leider ungenügend und sie ließen keine eindeutige Bestimmung der Perioden und Systemgeschwindigkeiten zu. Das niedrige Signal-zu-Rausch-Verhältnis und die geringere Auflösung der TWIN-Spektren sorgen somit für große Unsicherheiten in den Modellanpassungen der atmosphärischen Parameter.

Nagel (2012) vermutete, dass die Bestimmung der Inklination aus der Lichtkurve sehr viel ungenauer sein könnte als erwartet. So wird der Begleiter bei kleinem Inklinationswinkel schwerer und größer, was die kleiner werdende projizierte Reflexionsfläche der Hemisphäre des Begleiters eventuell kompensiert. Es könnte



also die Bestimmung der Inklination des Begleiters schwieriger sein als bisher angenommen. Dieser Punkt muss in Zukunft zur Klärung der Fragestellung, wie genau sich die Inklination aus der Lichtkurve des sdBs CPD-64°481 bestimmen lässt, näher untersucht werden.

Ebenso ergeben sich Unsicherheiten aus der Festlegung des Kontinuums. Die sehr breiten Balmerlinien machen es schwierig, die Linienflügel, die für die Messung der atmosphärischen Parameter entscheidend sind, vom Kontinuum präzise zu trennen. Auch entstehen Fehler, wenn das 'Seeing' kleiner als die Spaltbreite wird. Als 'Seeing' bezeichnet man die atmosphärischen Störungen, die durch Luftturbulenzen im Teleskoptubus, der direkten Umgebung und auch des Standorts des Teleskops auftreten und ein Maß der Bildunschärfe darstellt. An ausgezeichneten Plätzen wie der Atacama-Wüste in Chile kann das 'Seeing' auf Werte unterhalb einer Bogensekunde abfallen. Dies kann zu Schwankungen innerhalb einer Messreihe führen. Das 'Seeing' während der Messreihen der TWIN-Spektren war immer höher als die Spaltbreite und somit kann dies als Fehlerquelle ausgeschlossen werden.

Da für die TWIN-Spektren wegen eines Defekts der Helium-Argon-Vergleichslampe eine Thorium-Argon-Vergleichslampe verwendet werden musste, sind Kalibrationsfehler nicht auszuschließen. Die Anpassungen der Modellspektren an die TWIN-Daten lassen J012022 und J192059 als radialgeschwindigkeitsvariable sdB-Sterne mit vermutlich hohen Rotationsgeschwindigkeiten für Folgebeobachtungen mit hochauflösenden Spektrographen als interessante Objekte erscheinen.

## Kapitel 6

# Resumee und Ausblick

Ob der sdB-Stern SDSS J082053.53+000843.4 einen bis dato nicht nachgewiesenen dritten Begleiter besitzt oder nicht, müssen Folgebeobachtungen zeigen. Nur wenn mehr Daten der Systemgeschwindigkeit unterschiedlicher Epochen vorliegen, lässt sich eine Aussage über eine Periodizität der Systemgeschwindigkeit machen. Die weitere Suche nach Spektrallinien des Begleiters verspricht erfolgreich zu sein, da der Begleiter von J082053 einen starken Reflexionseffekt aufweist. Die Beobachtung im infraroten Bereich des Spektrums sollte abschließend Aufschluss über diese Frage bringen, da hier starke Emissionslinien des Begleiters zu erwarten sind. Diese würden das 'Trailing' des Begleiters ermöglichen und so direkt seine Radialgeschwindigkeit bestimmbar machen. Obgleich das System CPD-64° einen weiteren Orbit als J082053 besitzt, hat man den Reflexionseffekt nachgewiesen und eine Beobachtung im Infrarot könnte sich hier ebenfalls lohnen, um Fragen der Natur des Begleiters hinreichend zu klären.

Die akkurate Bestimmung der atmosphärischen Parameter erfordert hochaufgelöste Spektren, die ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweisen. Die Rotationsgeschwindigkeiten des J082053s und des J012022s sowie deren Effektivtemperaturen, Schwerebeschleunigungen und Heliumhäufigkeiten sollten deswegen mit hochaufgelösten Spektren, wie sie FEROS oder UVES bietet, näher untersucht werden, um die atmosphärischen Parameter genauer bestimmen zu können. Aber auch eine Vielzahl weiterer Beobachtungen mit nicht-hochaufgelösten Spektren verspricht hinreichende Statistik um eine Radialgeschwindigkeitskurve an die Messdaten zu fitten. Lichtkurven dieser sdB-Sterne würden die Frage nach eventuellen Bedeckungen bzw. Inklinationen klären und sollten ebenso aufgenommen werden, um genauere Informationen zu erhalten.

Daher sind weitere Beobachtungen der untersuchten Systeme sinnvoll, um die verbleibenden Fragen abschließend zu klären.

# Literaturverzeichnis

- Bear E., Soker N., 2010, NewA15, 483
- Brown T.M., Bowers C.W., Kimble R.A., et al., 2000, ApJ532, 308
- Brown T.M., Ferguson H.C., Davidsen A.F., Dorman B., 1997, ApJ482, 685
- Brünner P., Geier S., Heber U., et al., 2011, In: Binary sdB stars with substellar companions. Annual meeting of the Astronomische Gesellschaft
- Castellani M., Castellani V., 1993, ApJ407, 649
- Chaffee, Jr. F.H., Schroeder D.J., 1976, ARAA14, 23
- Classen L., 2011, Diplomarbeit, Dr. Karl Remeis-Sternwarte Bamberg, Sternwartstr. 7, 96049 Bamberg
- D’Cruz N.L., Dorman B., Rood R.T., O’Connell R.W., 1996, ApJ466, 359
- Dekker H., D’Odorico S., Kaufer A., et al., 2000, In: M. Iye & A. F. Moorwood (ed.) Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4008. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p.534
- Drechsel H., Heber U., Napiwotzki R., et al., 2001, A&A379, 893
- Edelmann H., Heber U., Altmann M., et al., 2005, A&A442, 1023
- ESO 2012a, The Fiber-fed Extended Range Optical Spectrograph, Technical report, ESO, <http://www.lis.eso.org/lasilla/Telescopes/2p2T/E1p5M/FEROS/images/bigblue.gif>
- ESO 2012b, Technical Documentation - Optomechanical System, Technical report, ESO, <http://www.lis.eso.org/lasilla/Telescopes/2p2/E1p5M/FEROS/docu/A/OmS.html>

- European Southern Observatory ., Sterzik M., Schuez O., et al., 2006, FEROS-II User Manual, European Southern Observatory, Doc. No. 2P2-MAN-ESO-90100-0008, 78.0 edition
- Geier S., Classen L., Brünner P., et al., 2012, In: D. Kilkenney, C. S. Jeffery, & C. Koen (ed.) Fifth Meeting on Hot Subdwarf Stars and Related Objects, Vol. 452. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 153
- Geier S., Classen L., Heber U., 2011a, ApJ733, L13
- Geier S., Heber U., Edelmann H., et al., 2009, Journal of Physics Conference Series 172, 012008
- Geier S., Nesslinger S., Heber U., et al., 2007, A&A464, 299
- Geier S., Schaffenroth V., Drechsel H., et al., 2011b, ApJ731, L22
- Gray D.F., 1992, The observation and analysis of stellar photospheres, Cambridge University Press, The Pitt Building, Trumpington Street, Cambridge CB2, second edition, cambridge astrophysics series edition
- Green R.F., Schmidt M., Liebert J., 1986, ApJS61, 305
- Grether D., Lineweaver C.H., 2006, ApJ640, 1051
- Han Z., Podsiadlowski P., Eggleton P.P., 1994, MNRAS270, 121
- Han Z., Podsiadlowski P., Maxted P.F.L., Marsh T.R., 2003, MNRAS341, 669
- Han Z., Podsiadlowski P., Maxted P.F.L., et al., 2002, MNRAS336, 449
- Hanisch R.J., Farris A., Greisen E.W., et al., 2001, A&A376, 359
- Heber U., 1986, A&A155, 33
- Heber U., 1991, In: G. Michaud & A. V. Tutukov (ed.) Evolution of Stars: the Photospheric Abundance Connection, Vol. 145. IAU Symposium, p. 363
- Heber U., 2009, ARAA47, 211
- Heber U., Hunger K., Jonas G., Kudritzki R.P., 1984, A&A130, 119
- Hilditch R.W., 2001, An Introduction to Close Binary Stars
- Hirsch H.A., Heber U., O'Toole S.J., 2008, In: U. Heber, C. S. Jeffery, & R. Napiwotzki (ed.) Hot Subdwarf Stars and Related Objects, Vol. 392. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 131

- Hjellming M.S., Taam R.E., 1991, ApJ370, 709
- Houck J.C., Denicola L.A., 2000, In: N. Manset, C. Veillet, & D. Crabtree (ed.)  
Astronomical Data Analysis Software and Systems IX, Vol. 216. Astronomical  
Society of the Pacific Conference Series, p. 591
- Iben, Jr. I., 1984, ApJ277, 333
- Kaufer A., Stahl O., Tubbesing S., et al., 1999, The Messenger 95, 8
- Lanz T., Brown T.M., Sweigart A.V., et al., 2004, ApJ602, 342
- Lineweaver C.H., Grether D., 2003, ApJ598, 1350
- Liu Y.J., Sato B., Zhao G., et al., 2008, ApJ672, 553
- Maxted P.f.L., Heber U., Marsh T.R., North R.C., 2001, MNRAS326, 1391
- Maxted P.F.L., Marsh T.R., North R.C., 2000, MNRAS317, L41
- Moehler S., Richtler T., de Boer K.S., et al., 1990, A&AS86, 53
- Moore C.E., 1971, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, National Bureau  
of Standards, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. 20402, reprint  
of the 1945 princeton multiplet table edition
- Nagel K., 2012, Zulassungsarbeit, Dr. Karl Remeis-Sternwarte Bamberg, FAU,  
Sternwartstr. 7, 96049 Bamberg
- Napiwotzki R., 2008, In: U. Heber, C. S. Jeffery, & R. Napiwotzki (ed.) Hot  
Subdwarf Stars and Related Objects, Vol. 392. Astronomical Society of the  
Pacific Conference Series, p. 139
- O'Connell R.W., 1999, ARAA37, 603
- Politano M., Taam R.E., van der Sluys M., Willems B., 2008, ApJ687, L99
- Soker N., 1998, AJ116, 1308
- Stroeer A., Heber U., Lisker T., et al., 2007, A&A462, 269
- Sweigart A.V., 1997, ApJ474, L23
- Tutukov A.V., Yungelson L.R., 1981, Nauchnye Informatsii 49, 3
- Unsöld A., Baschek B., 2002, Der neue Kosmos. Einführung in die Astronomie  
und Astrophysik

- Warmels R.H., 1992, In: D. M. Worrall, C. Biemesderfer, & J. Barnes (ed.)  
Astronomical Data Analysis Software and Systems I, Vol. 25. Astronomical  
Society of the Pacific Conference Series, p. 115
- Webbink R.F., 1984, ApJ277, 355
- Werner K., Deetjen J.L., Dreizler S., et al., 2003, In: S. Kwok, M. Dopita,  
& R. Sutherland (ed.) Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the  
Universe, Vol. 209. IAU Symposium, p. 169
- Yi S.K., 2008, In: U. Heber, C. S. Jeffery, & R. Napiwotzki (ed.) Hot Subd-  
warf Stars and Related Objects, Vol. 392. Astronomical Society of the Pacific  
Conference Series, p. 3

## Kapitel 7

# Anhang

### 7.1 Linienliste des sdB-Sterns CPD-64°481

Hier sind die identifizierten Spektrallinien des CPD-64°481 tabellarisch aufgelistet. In Klammern hinter dem Elementnamen ist jeweils die entsprechende Multiplettnummer und die Datenbank angegeben, aus der die Linie identifiziert wurde. M steht dabei für das Tabellenwerk Moore (1971), N steht für die Datenbank des 'National Institute of Standards and Technology' (NIST; <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>) und K steht für die Datenbank von Robert L. Kurucz (<http://kurucz.harvard.edu/>). Die Linien wurden mit SPAS vermessen und in der rechten Spalte der Literaturwert der entsprechenden Linien, die im Spektrum gefunden wurden, angegeben. Bei Überschneidungen der Datenbanken wurden die jeweils genauer bestimmten Literaturwerte angegeben (meist NIST).

Element/Ionisationsgrad (Multiplettnummer/Tabelle)	Wellenlänge $\lambda_0$ in $\text{\AA}$
H $_{\alpha}$	6562,817
H $_{\beta}$	4861,332
H $_{\gamma}$	4340,468
H $_{\delta}$	4101,737
H $_{\varepsilon}$	3970,074
H $_{8}$	3889,051
H $_{9}$	3835,386
H $_{10}$	3797,9
H $_{11}$	3770,632
H $_{12}$	3750,154
He I (4/M)	5015,675

He I (10/M)	7065,188
	7065,719
He I (11/M)	5875,618
	5875,65
	5875,989
He I (12/M)	4713,143
	4713,373
He I (14/M)	4471,477
	4471,688
He I (18/M)	4026,189
	4026,362
He I (45/M)	7281,349
He I (46/M)	6678,149
He I (48/M)	4921,929
C II (2/M/N)	6578,05
	6582,88
C II (4/M/N)	3918,98
	3920,69
C II (6/M/N)	4267
	4267,26
C II (16/M/N)	5145,16
	5133,28
	5143,49
	5137,257
	5139,174
C II (39/M/K)	4411,152
	4411,51
C II (45/M/K)	4368,271
	4368,315
	4369,871
	4372,331
	4372,375
	4372,501
	4372,515
	4374,281
C III (1/M/K)	4647,42
	4650,25
	4651,47



N II (1/M/N)	4895,11
N II (2/M/N)	6379,62
N II (3/M/N/K)	5666,629
	5679,558
	5676,017
N II (4/M/N)	5045,099
	5010,62
	5002,7
N II (5/M/N)	4630,54
	4601,48
	4607,16
	4643,08
	4621,39
	4613,87
N II (6/M/N)	3955,85
N II (8/M/N)	6482,05
N II (9/M/N/K)	5747,3
	5767,446
N II (11/M/N)	4654,531
	4667,208
	4674,908
N II (12/M/N)	3995
N II (17/M/N)	3919
N II (19/M/N)	5005,15
	5001,134
	5001,48
	5025,66
	5016,39
	5040,711
N II (20/M/N)	4803,29
	4788,13
	4779,722
	4781,19
	4810,299
	4793,648
	4774,244
N II (21/M/N)	4507,56
	4477,682

	4459,937
	4488,095
	4465,529
N II (28/M/N)	5941,65
	5931,78
	5927,81
	5952,39
	5940,24
	5960,91
N II (29/M/N)	5495,67
	5462,581
	5480,05
	5454,215
	5478,086
	5452,07
N II (30/M/N)	3838,37
	3847,404
	3856,062
	3855,096
	3829,795
	3842,187
N II (31/M/N)	6610,56
N II (33/M/N)	4227,74
N II (37/M/K)	4087,306
N II (39/M/N/K)	4041,31
	4043,53
	4035,08
	4056,907
	4044,779
N II (42/M/N)	4176,16
N II (43/M/K)	4171,595
N II (48/M/N)	4241,78
	4237,05
	4241,78
N II (55/M/N/K)	4432,74
	4442,015
	4433,475
	4432,74

	4431,814
	4427,9
N II (56/M/K)	4427,233
N II (57/M/K)	6242,41
N II (58/M/N)	4552,522
N II (59/M/N)	4530,41
N II (60/M/N)	6167,76
N II (61/M/K)	4694,642
N II (62/M/K)	4678,135
N II (64/M/N)	5012,036
	5005,15
	4997,224
	5023,053
	5011,314
	4994,36
	4991,243
N II (65/M/N)	4145,774
	4133,673
	4124,081
N II (N)	5535,346
O II (1/M/N)	4649,1348
	4641,8104
	4638,855
	4676,235
	4661,6332
	4650,8394
	4696,347
	4673,7322
O II (5/M/N)	4414,905
	4416,975
	4452,375
O II (10/M/N)	4075,862
	4072,157
	4069,886
	4069,623
	4092,9289
	4085,1125
	4078,842

	4106,019
	4094,14
O II (15/M/N)	4590,972
	4596,175
O II (16/M/N)	4351,262
	4347,42
O II (17/M/N)	3911,957
	3919,285
	3911,957
O II (20/M/N)	4119,215
	4104,743
	4097,258
	4120,28
	4104,993
	4103,001
	4120,544
	4110,7858
O II (21/M/N)	4084,652
	4096,525
	4112,022
O II (25/M/N)	4705,352
	4699,22
	4741,707
O II (28/M/N)	4924,531
	4906,833
	4890,858
O II (32/M/N)	5206,65
	5159,942
	5175,896
	5190,496
O II (33/M/N)	4942,999
	4941,069
	4955,705
O II (35/M/N)	4448,186
	4443,516
O II (36/M/N)	4189,789
	4185,449
O II (40/M/N)	4699,22

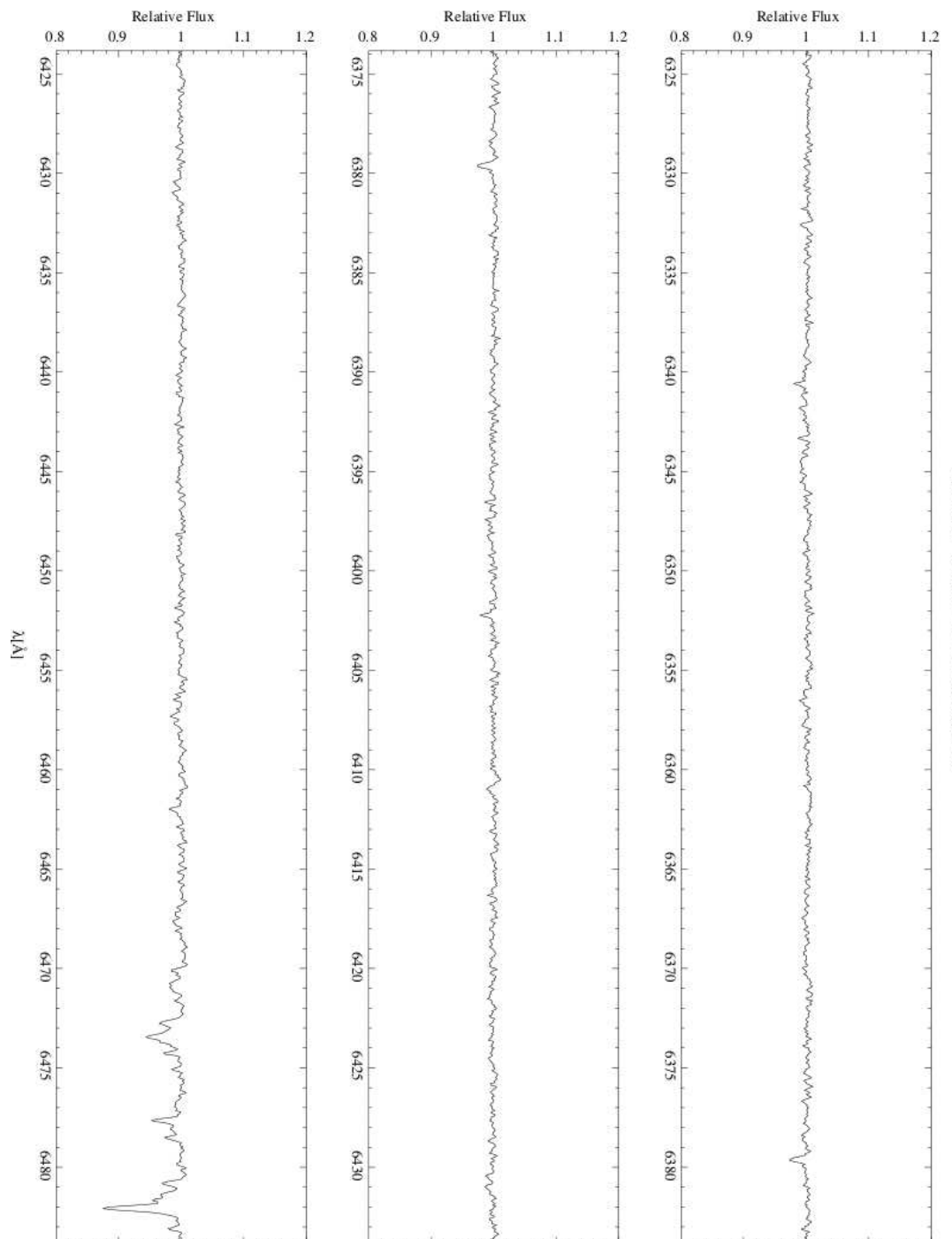
	4703,163
	4698,446
O II (54/M/N)	4303,825
	4294,781
	4281,318
	4282,964
	4288,82
	4276,748
Mg II (4/M/N)	4481,13
	4481,327
Mg II (10/M/N)	4390,564
	4384,643
Al III (2/M/N)	5696,603
	5722,728
Al III (3/M/N)	4529,194
	4512,564
	4528,942
Si III (2/M/N)	4552,62
	4567,82
	4574,76
Si III (4/M/N)	5739,73
Si III (9/M/N)	4828,97
	4819,72
	4813,33
Si IV (1/M/N)	4088,85
	4116,1
S III (4/M/N)	4253,473
	4284,885
	4332,644
	4361,476
Fe III (4/M)	4419,59
	4382,31
	4365,56
	4371,1
	4352,7
	4430,95
	4395,78
Fe III (5/M)	5156

	5127,32
	5193,89
Fe III (45/M)	4005,04
	4022,36
	4039,12
Fe III (53/M)	4025,07
Fe III (68/M)	5573,3
	5485,6
	6460,8
Fe III (104/M)	4237,21
	4238,78
	4211,51
Fe III (113/M)	5243,3
	5282,1
	5306,6
	5235,3
	5276,2
	5302,5
	5229,57
	5272
	5299,9
Fe III (114/M)	5833,65
	5891,5
	5929,5
Fe III (115/M)	5953,65
	5920
Fe III (117/M)	6032,3
	5999,3
Fe III (118/M)	4164,79
	4137,93
	4120,97
	4166,86
	4139,37
	4122,06
	4168,41
	4140,51
	4122,98
Fe III (119/M)	4081,19

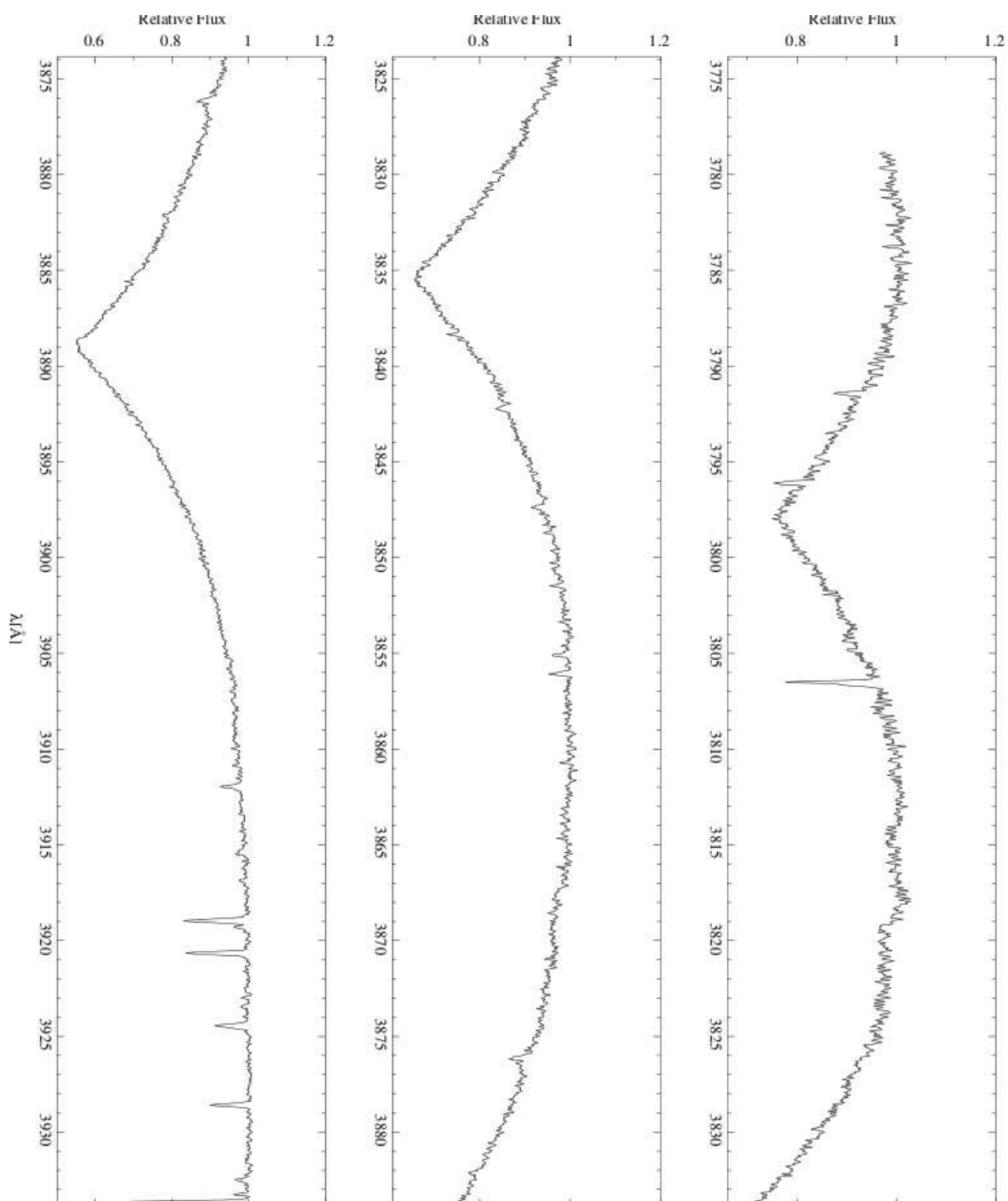
	4053,28
	4035,54
Fe III (120/M)	3954,38
	3968,78
Fe III (121/M)	4310,37
	4304,81
	4296,86
	4286,13
	4273,42
Fe III (122/M)	4372,42
Fe III (nicht klass./M)	4174,27
Fe III (nicht klass./M)	4189,1
Fe III (nicht klass./M)	4154,98
Fe III (nicht klass./M)	4200,06
Fe III (nicht klass./M)	4200,38
Fe III (nicht klass./M)	4210,87
Fe III (nicht klass./M)	4222,39
Fe III (nicht klass./M)	4235,54
Fe III (nicht klass./M)	4243,85
Fe III (nicht klass./M)	4255,2
Fe III (nicht klass./M)	4596,09
Fe III (nicht klass./M)	5149,33
Fe III (nicht klass./M)	4008,81
Fe III (nicht klass./M)	5260,25
Fe III (nicht klass./M)	5284,85
Fe III (nicht klass./M)	5353,78
Fe III (nicht klass./M)	5363,8
Fe III (nicht klass./M)	5375,68
Fe III (nicht klass./M)	6185,1

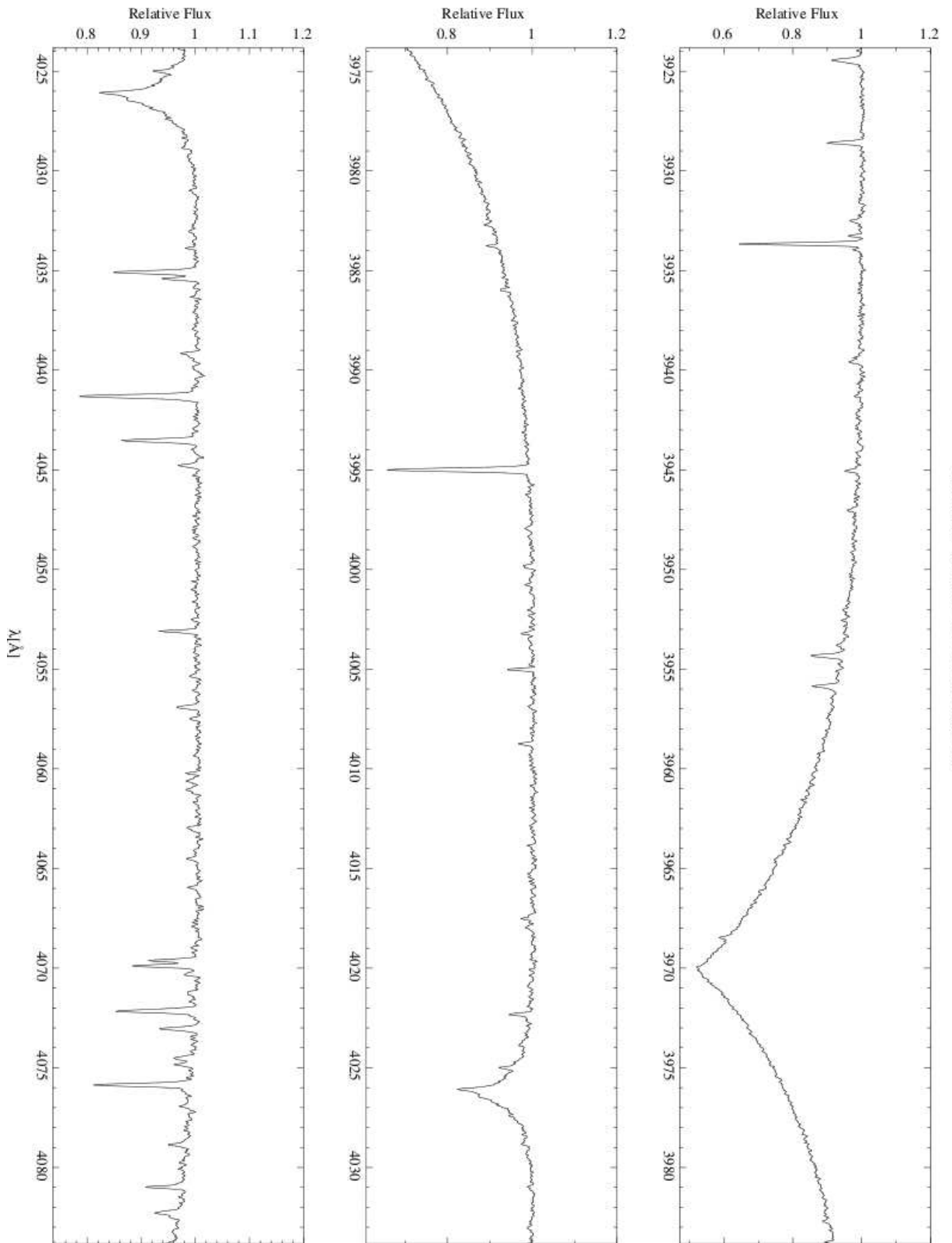
## 7.2 Spektrum des sdB-Sterns CPD-64°481

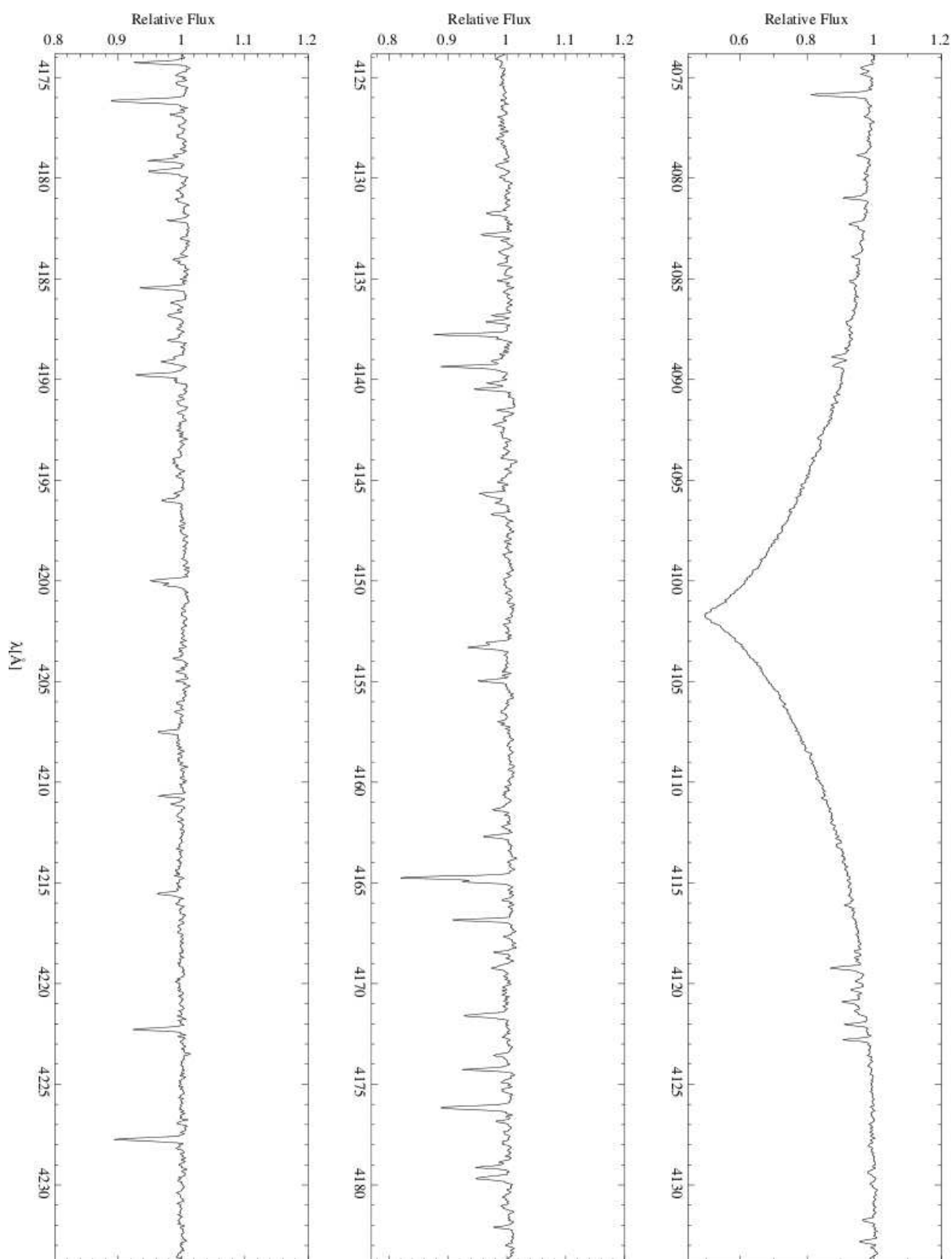
Im Folgenden ist das vollständige Spektrum des CPD-64°481 abgebildet. Die Spektrallinien, die identifiziert werden konnten, sind in der Tabelle in Anhang 7.1 aufgelistet.

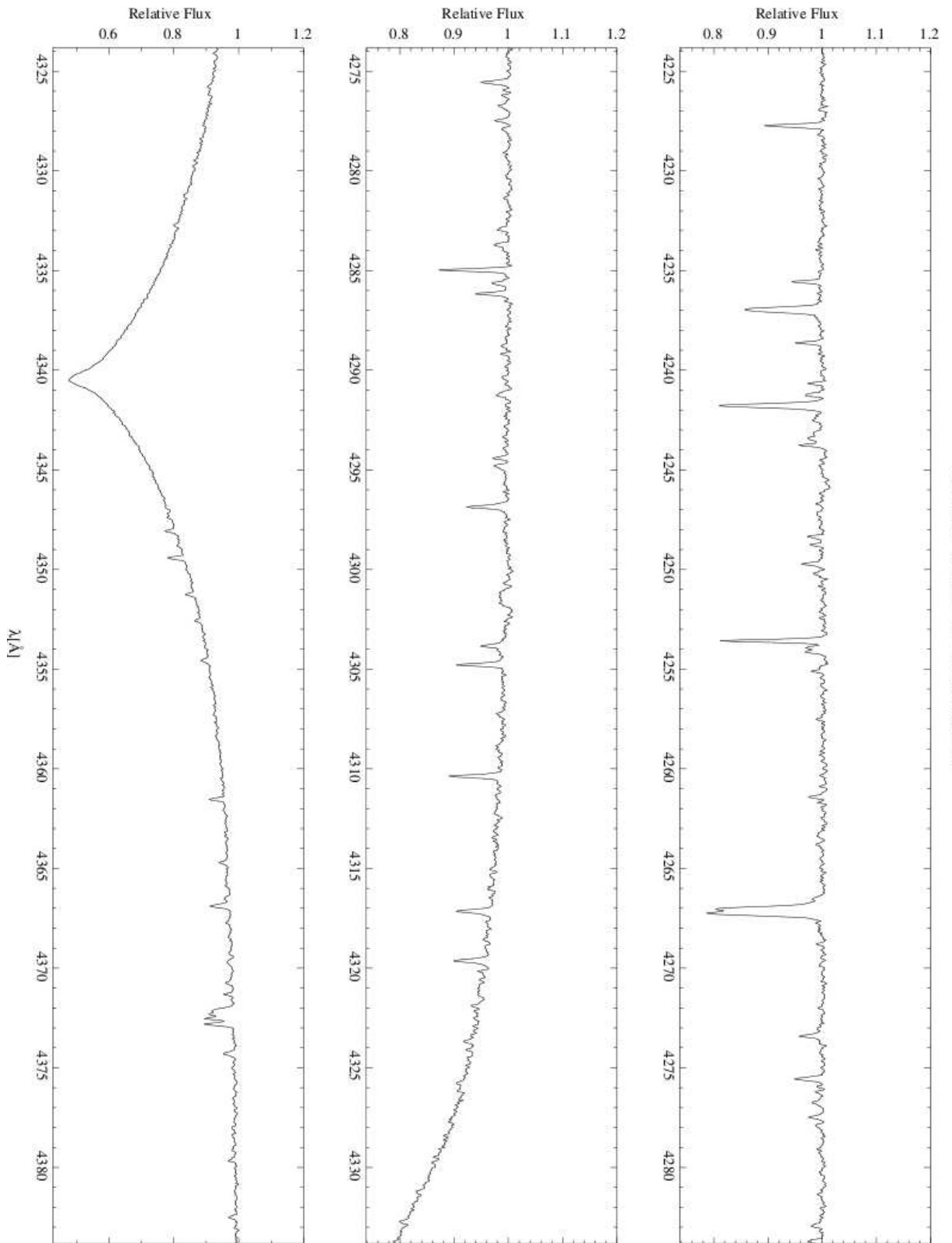


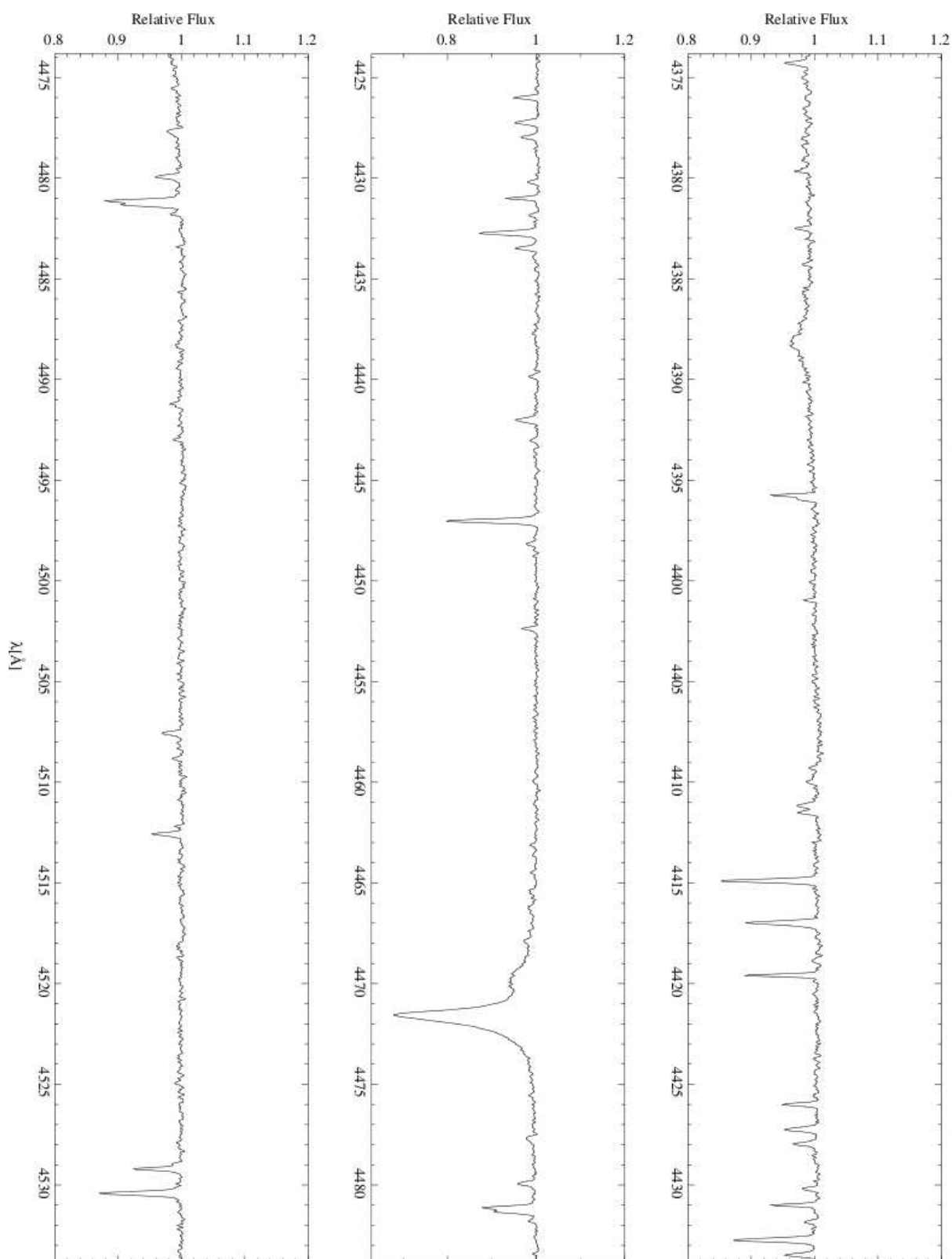


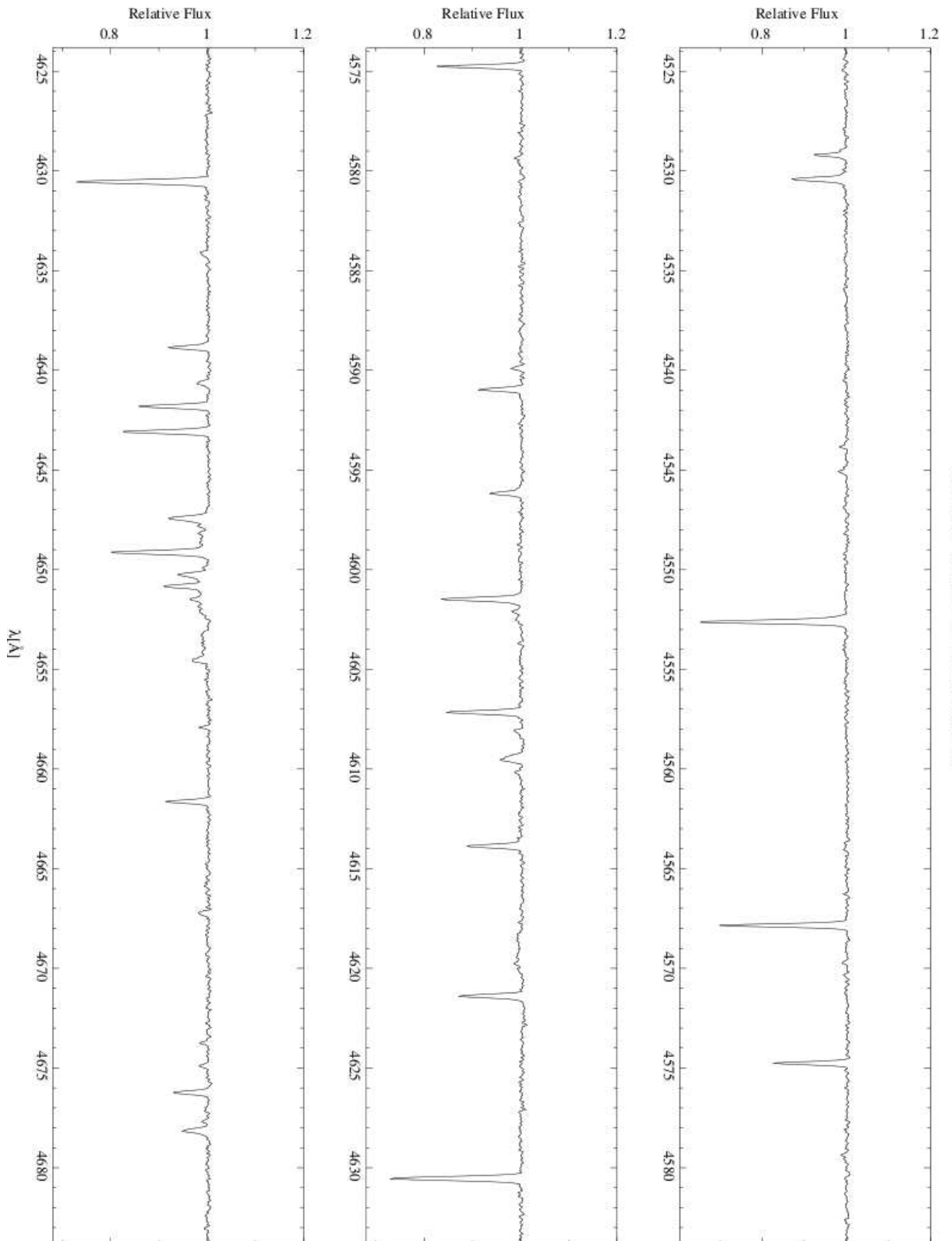


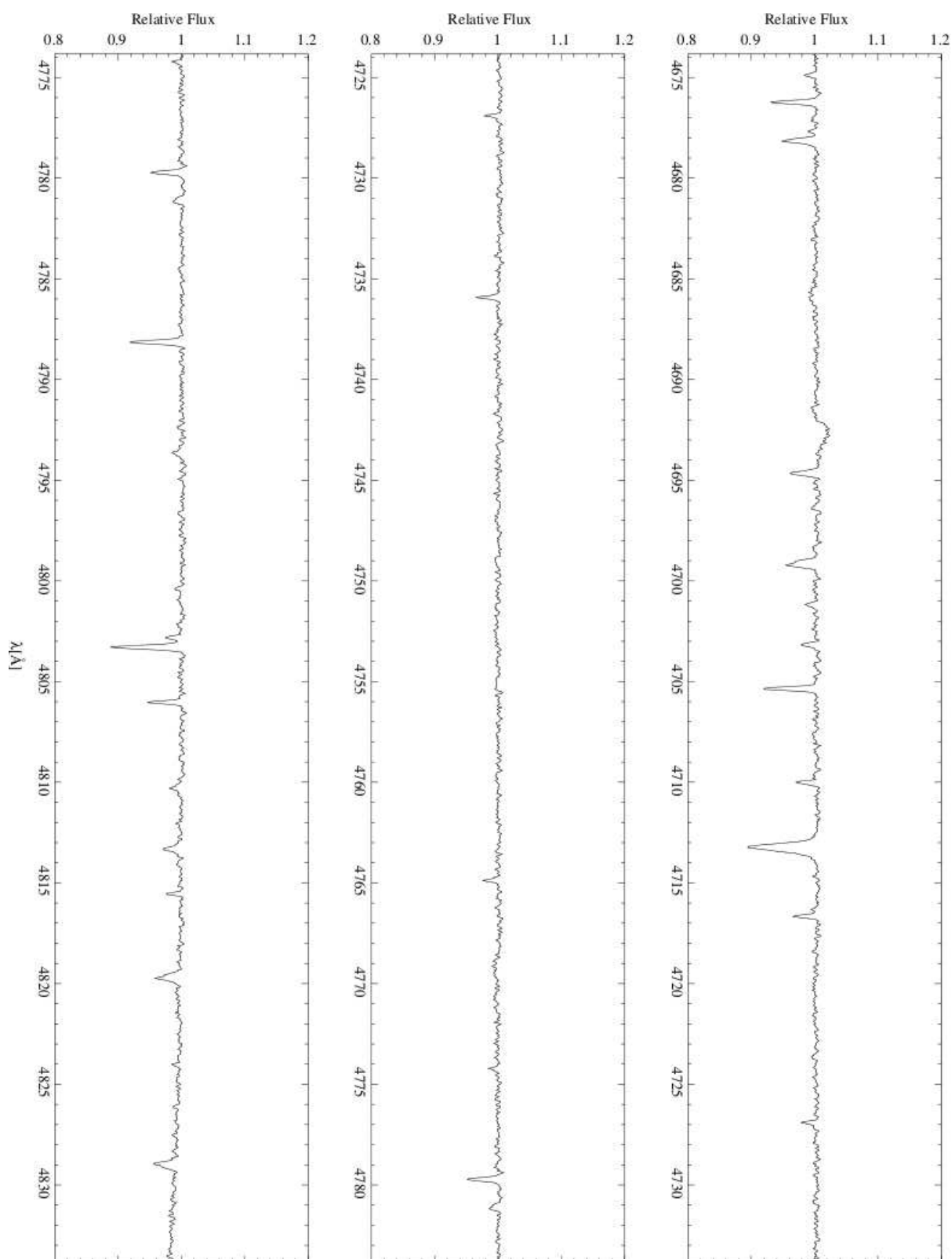


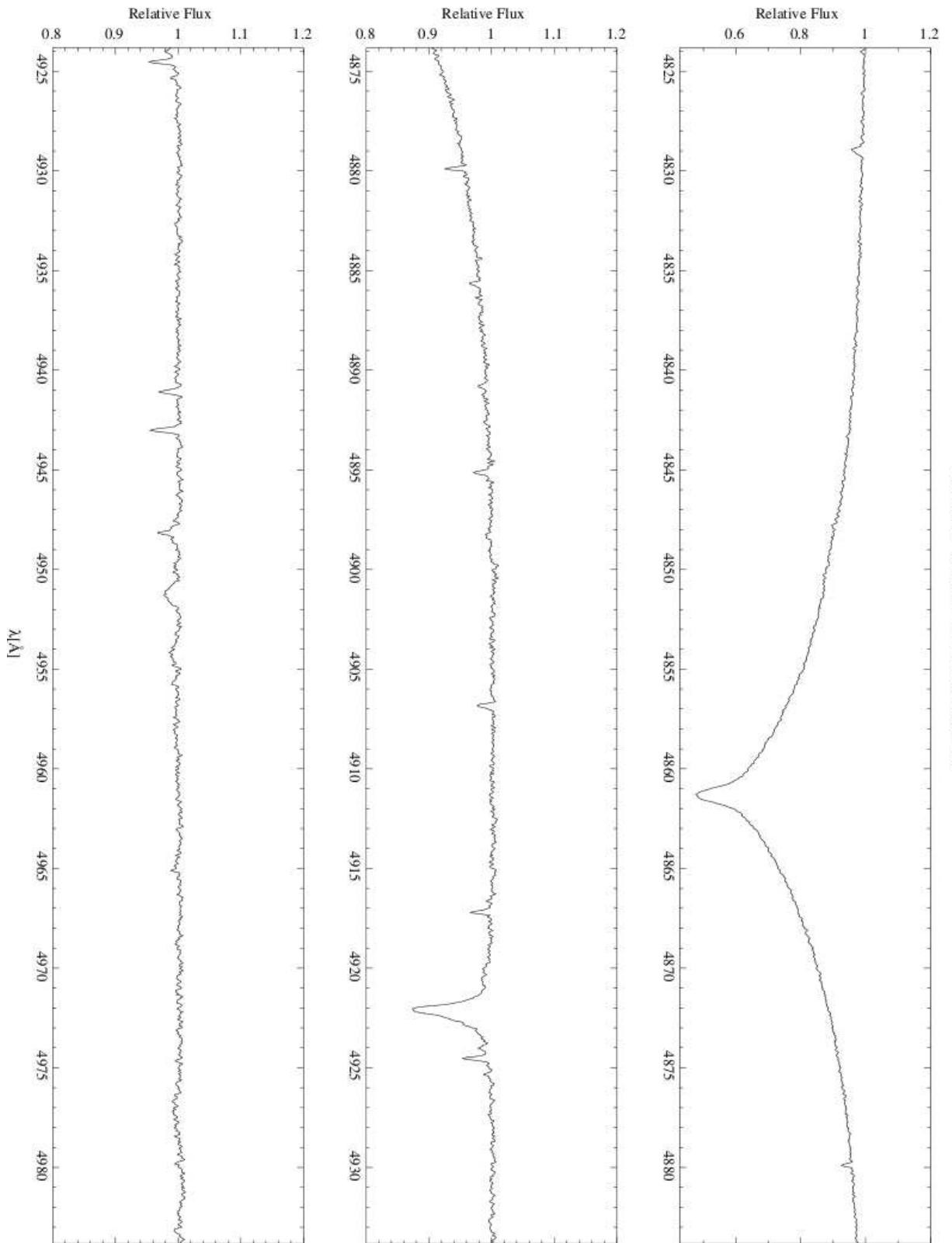




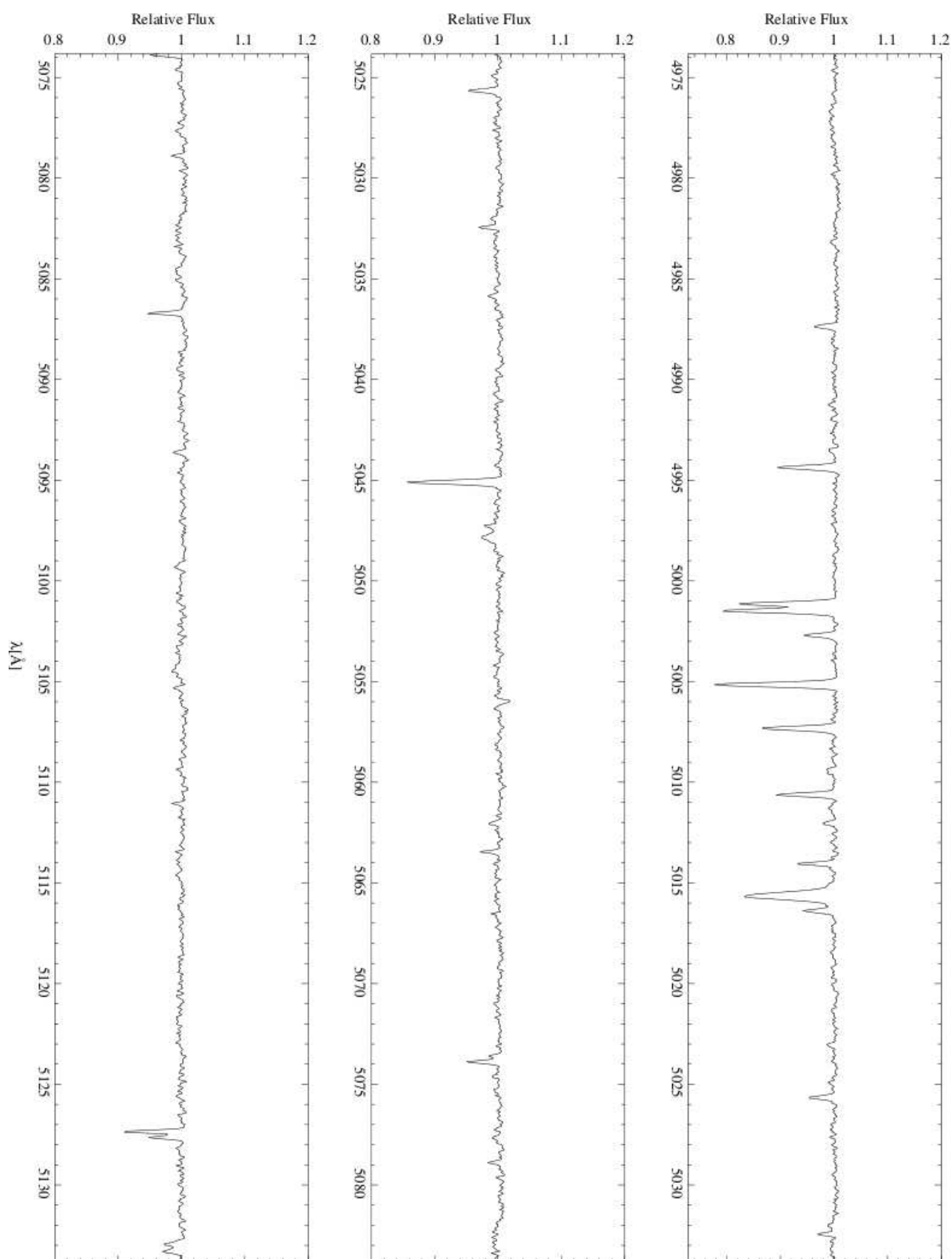


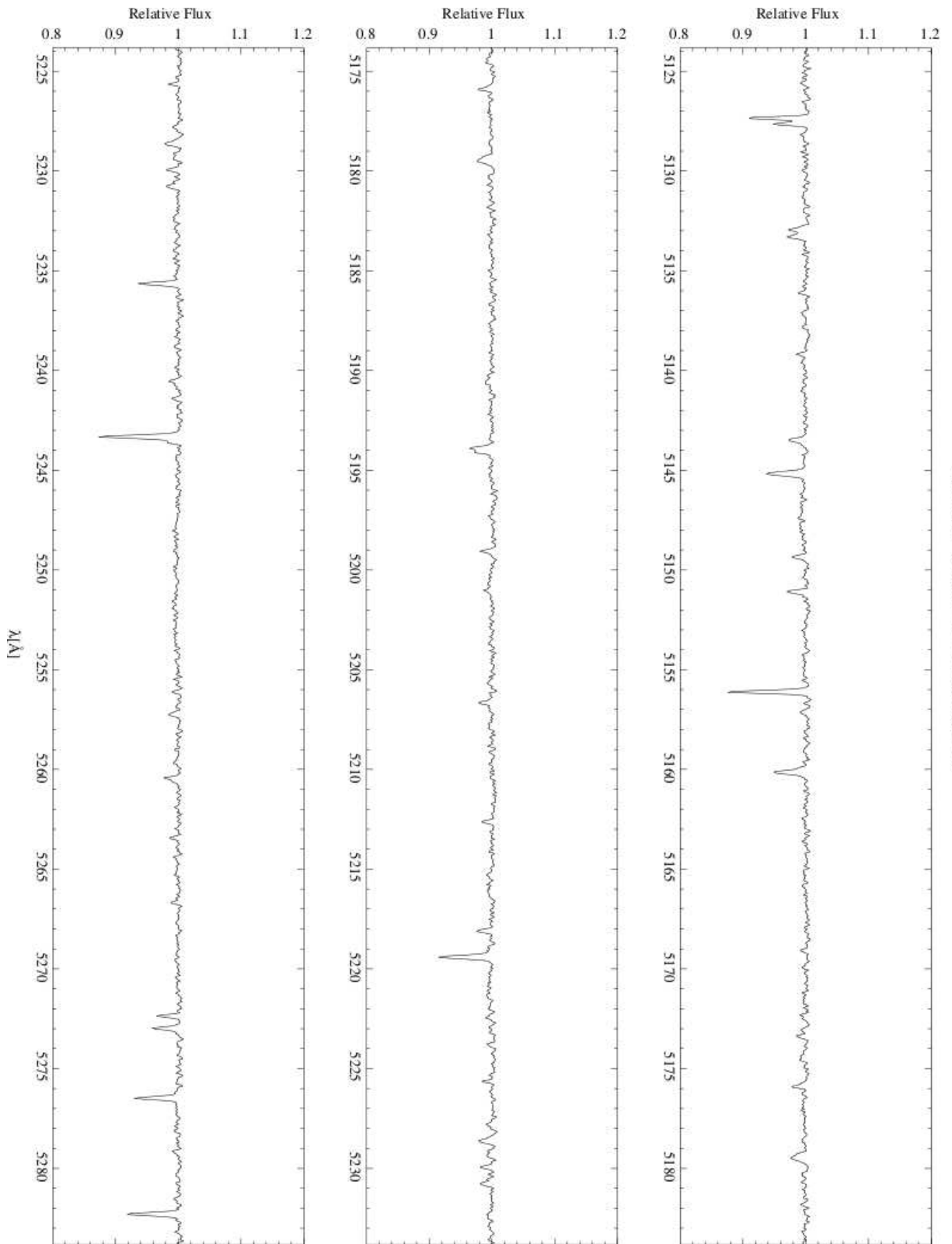


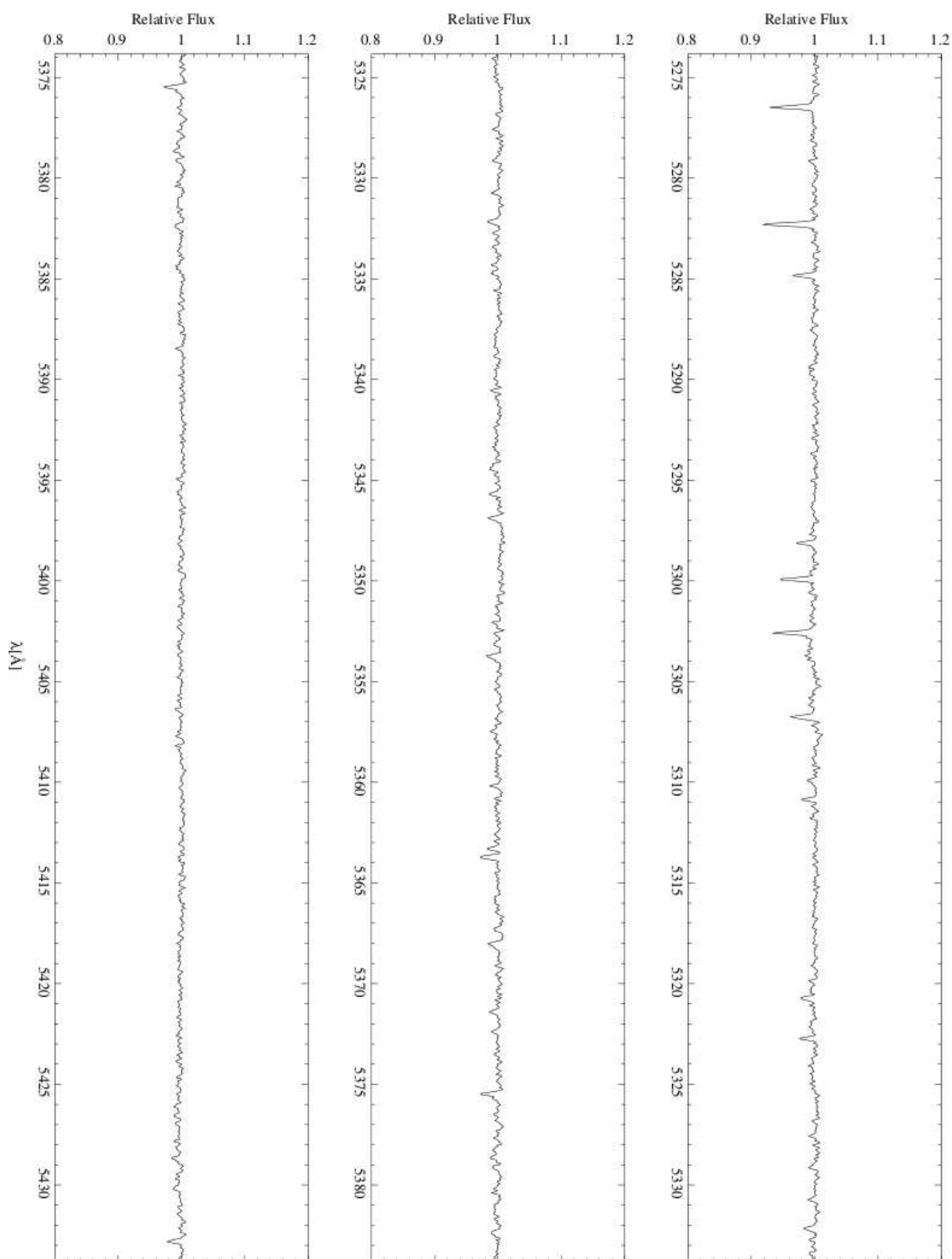


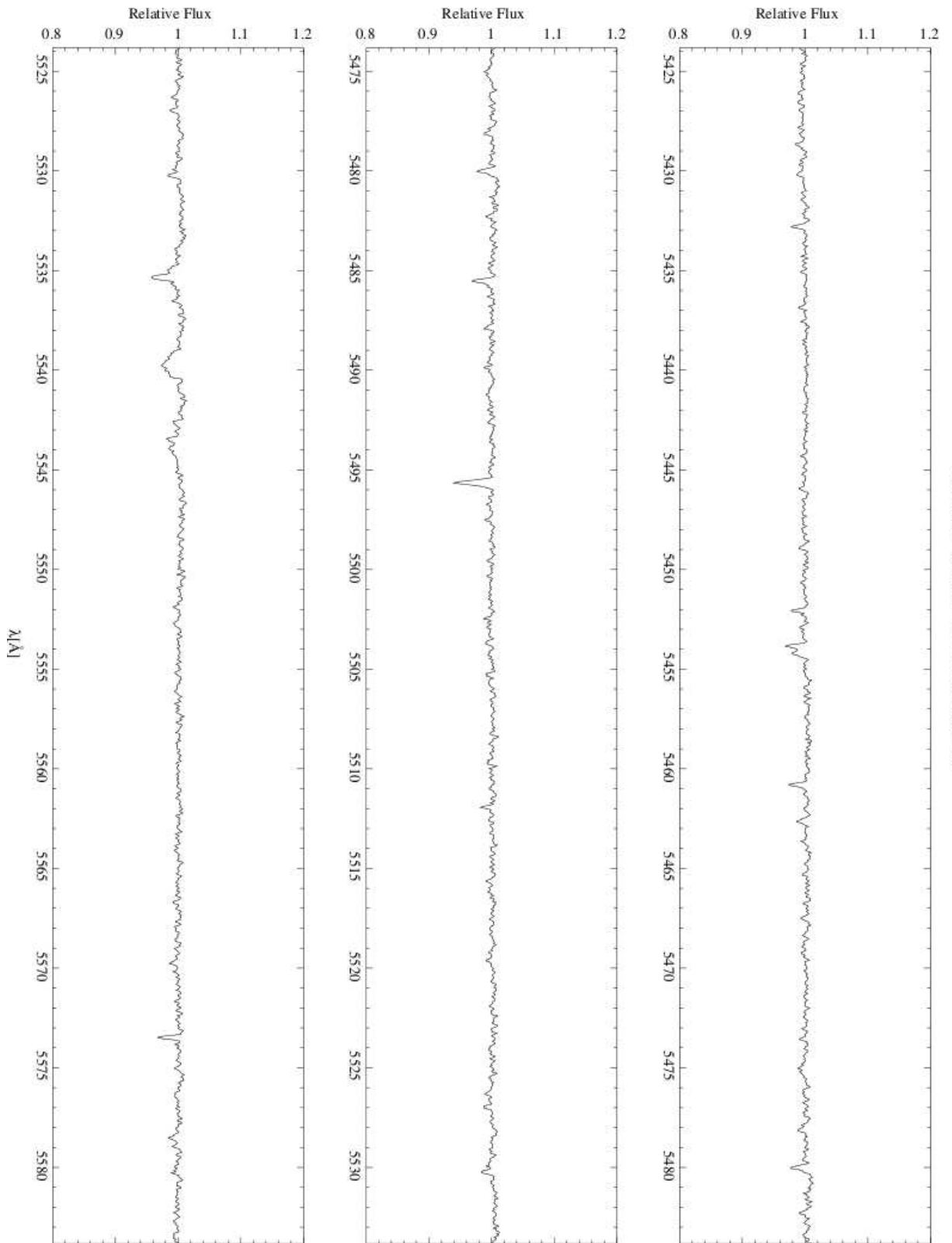


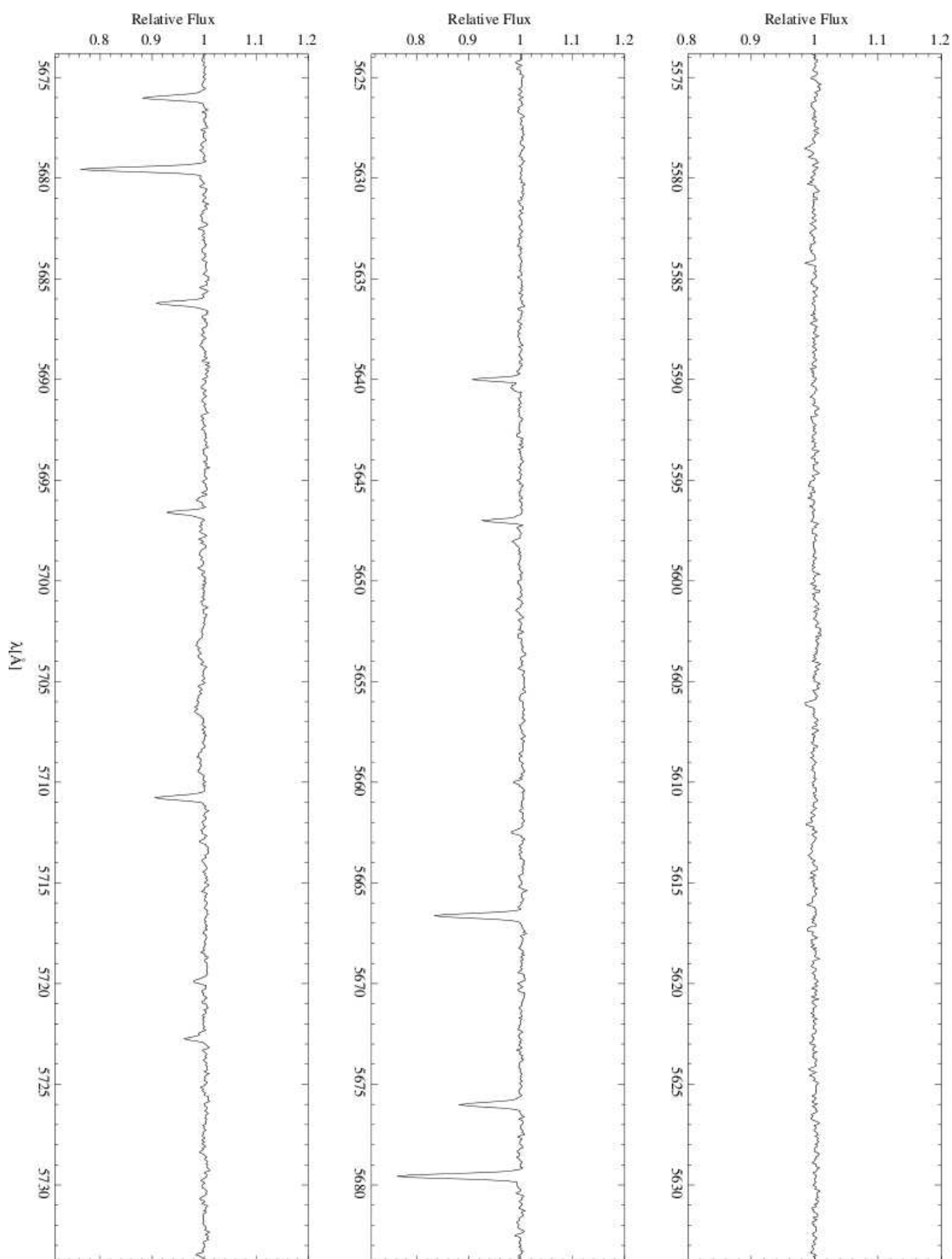


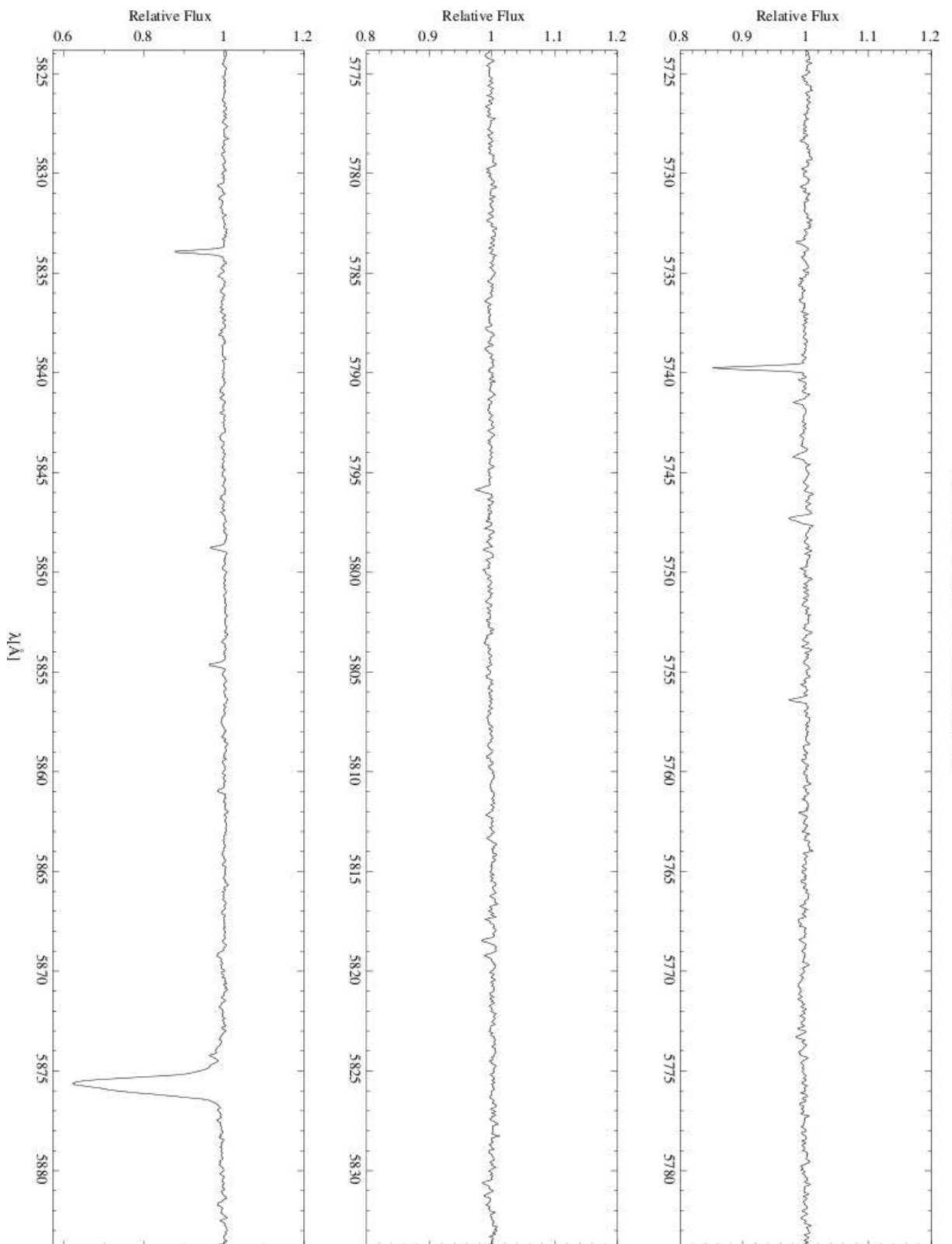


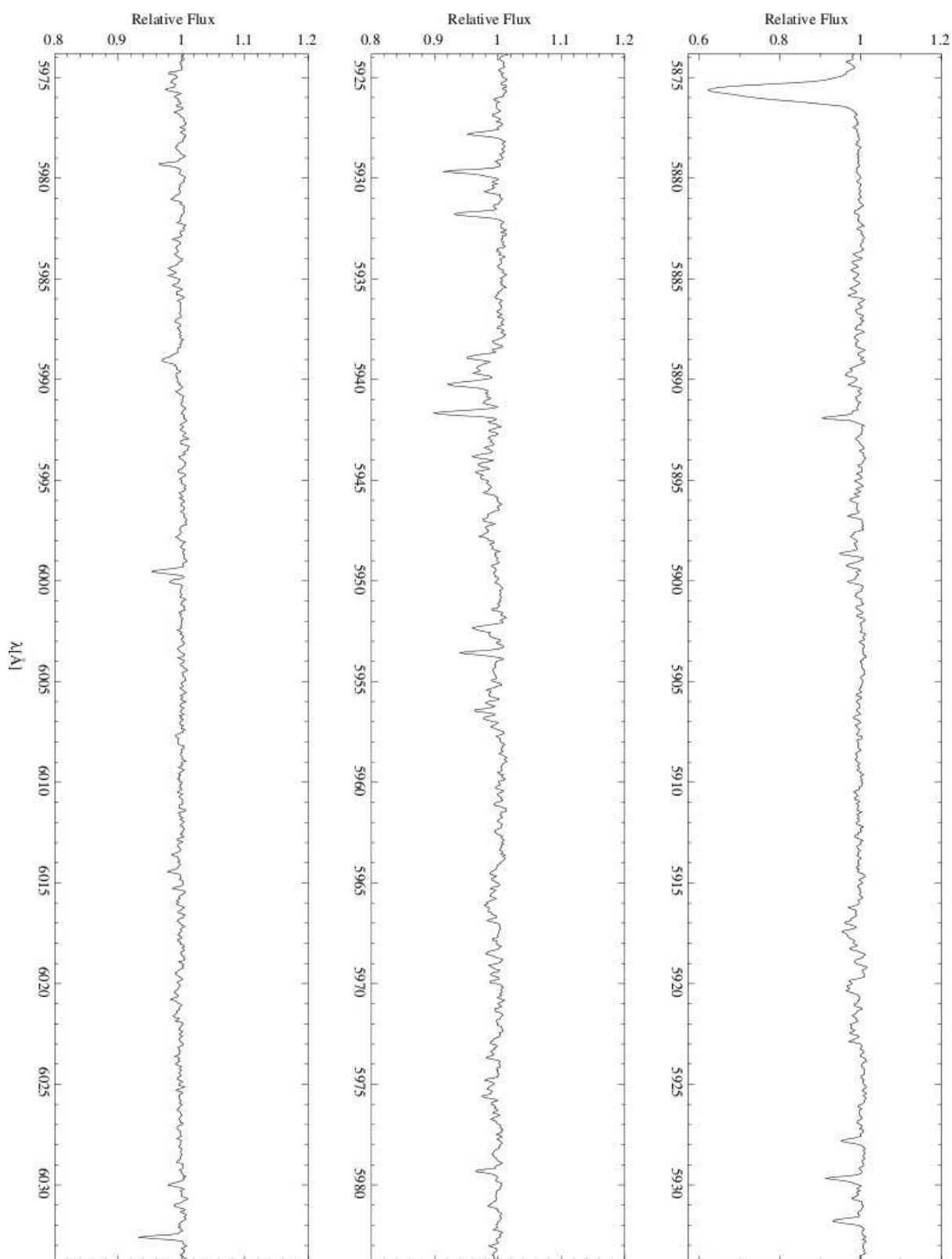


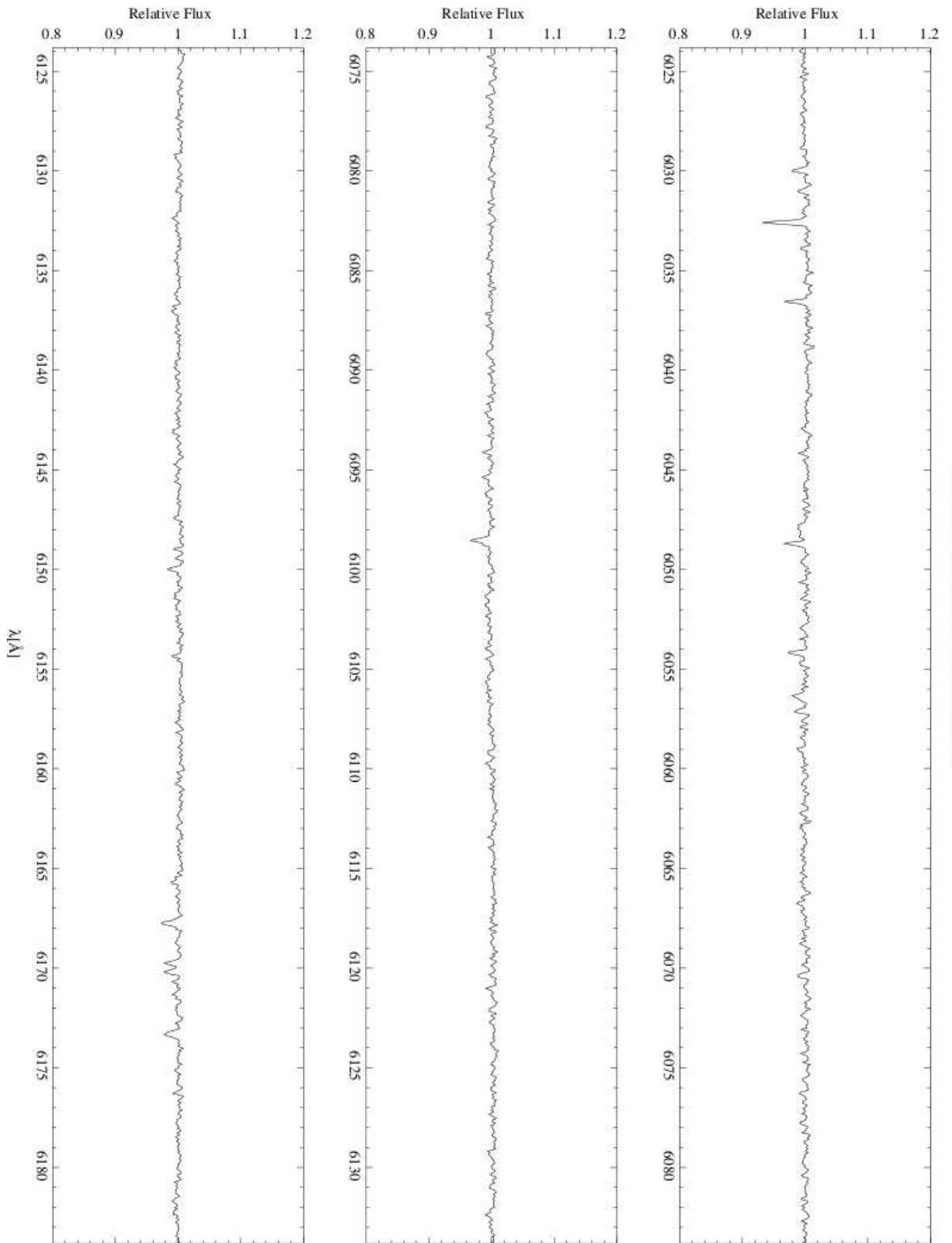




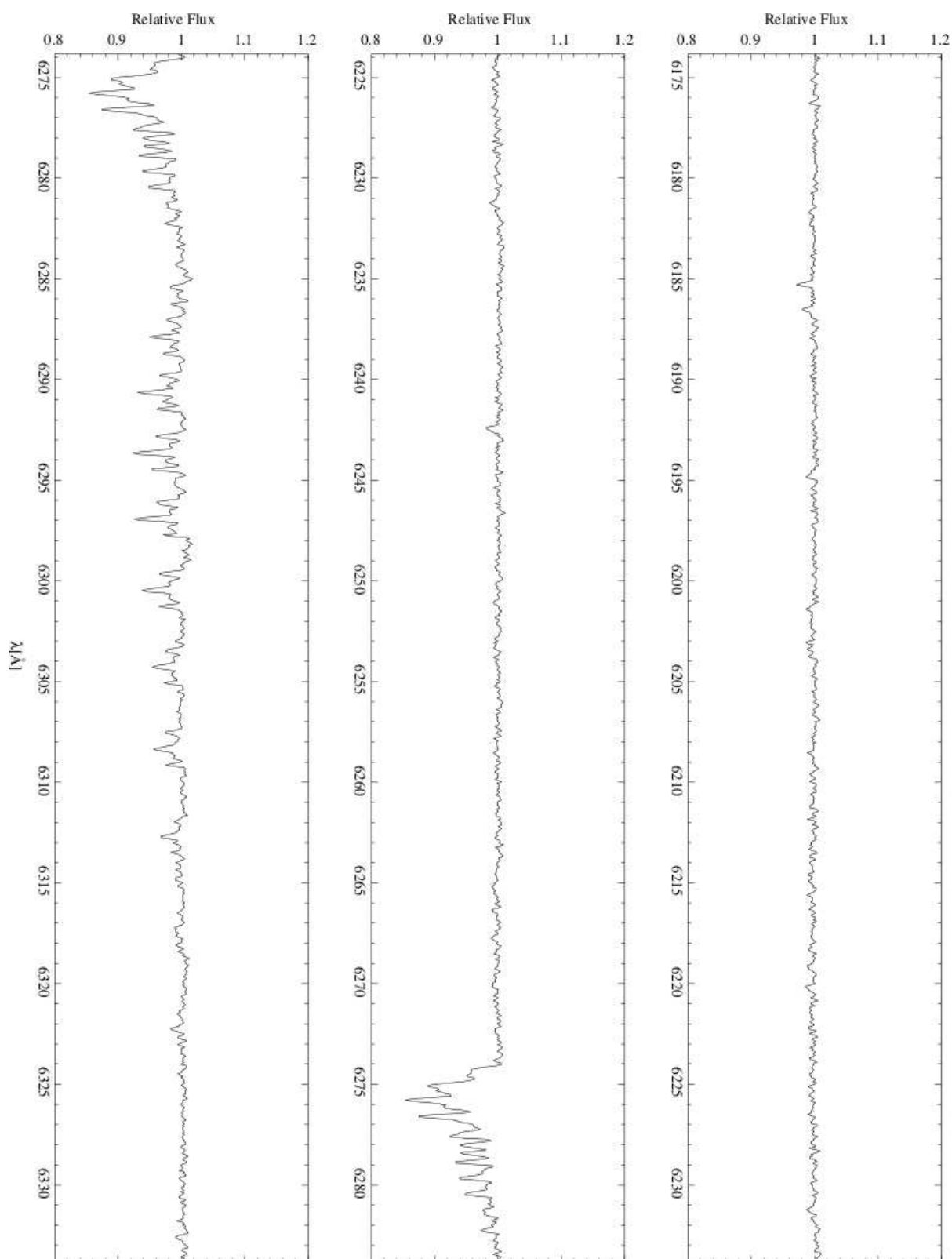


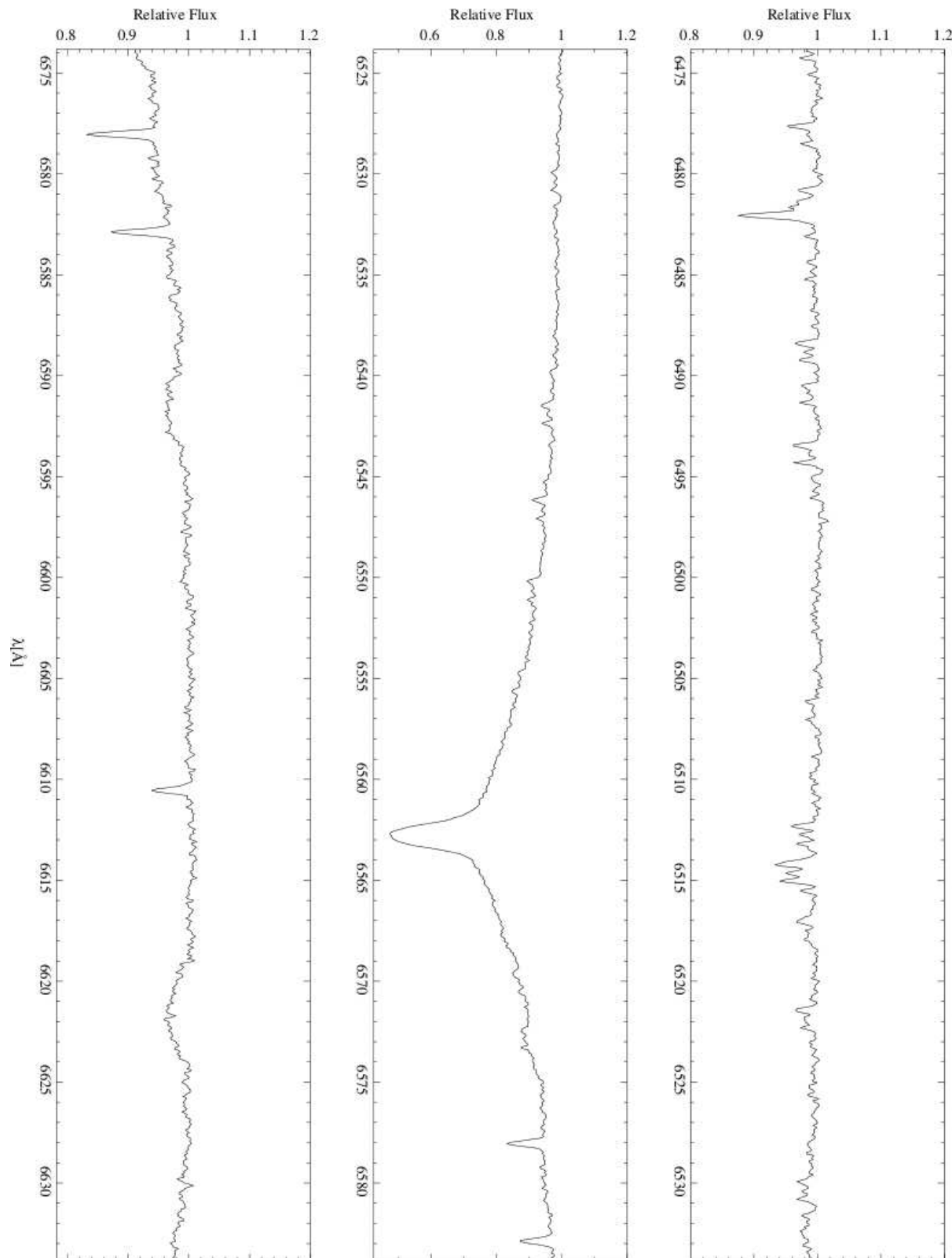


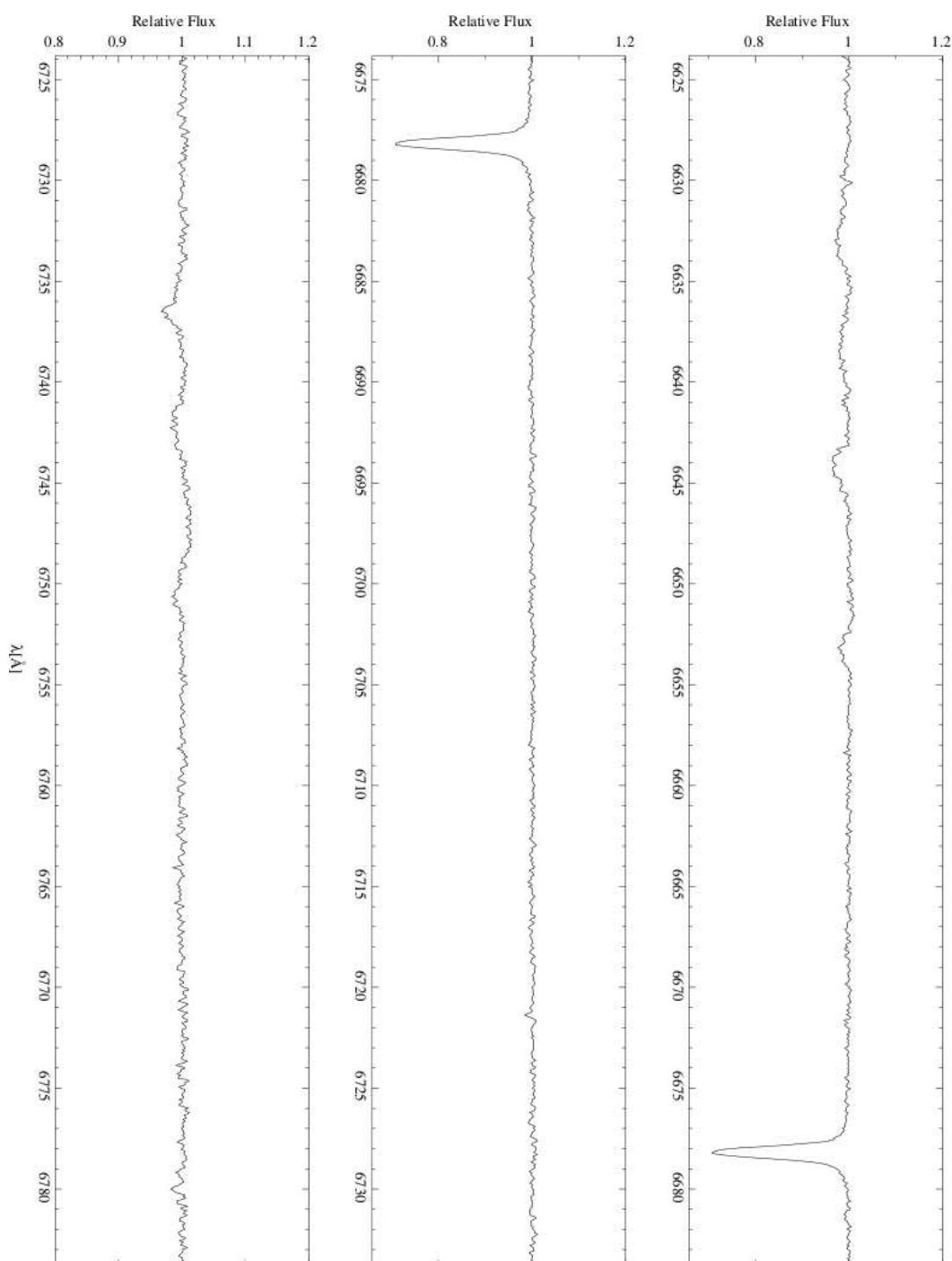


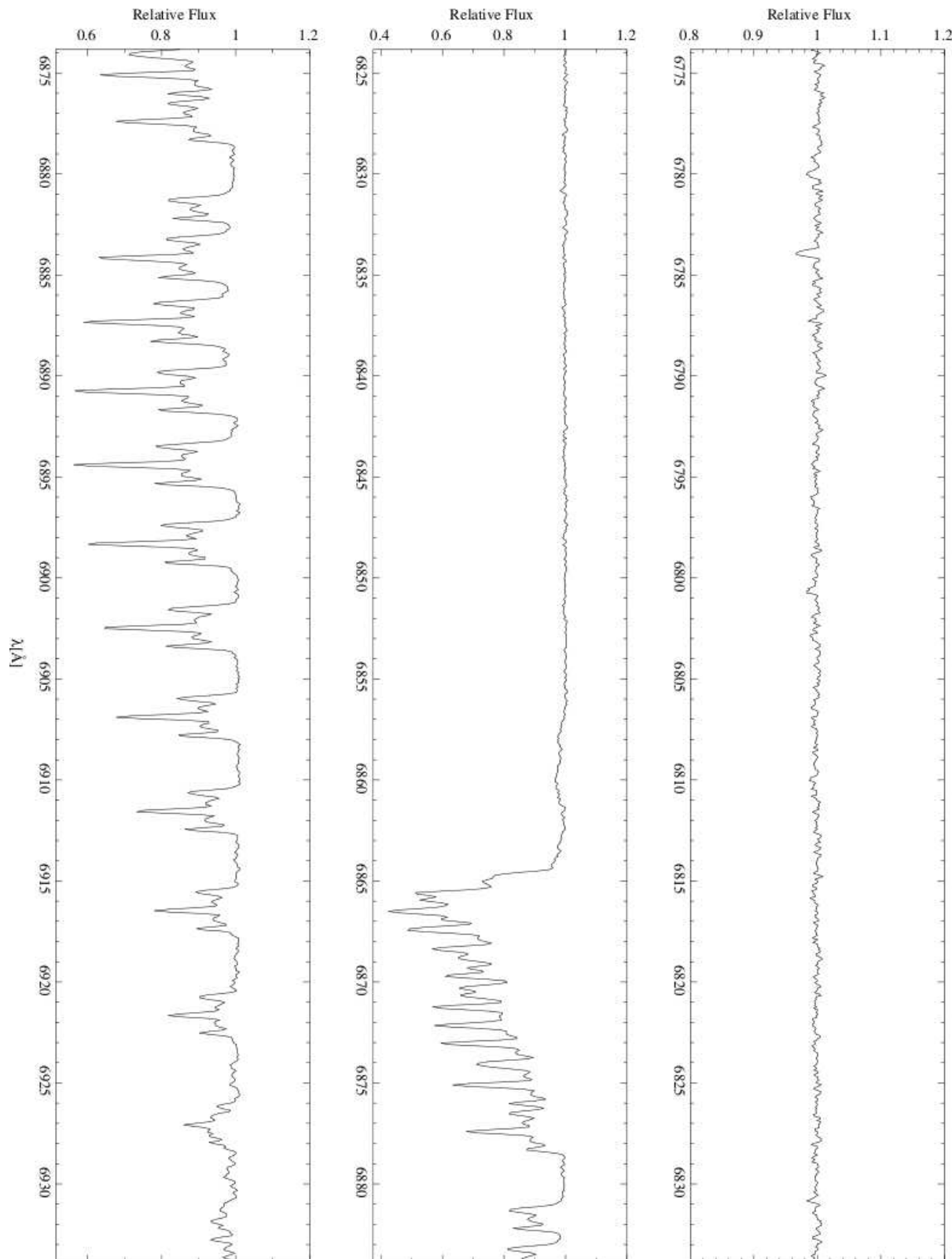


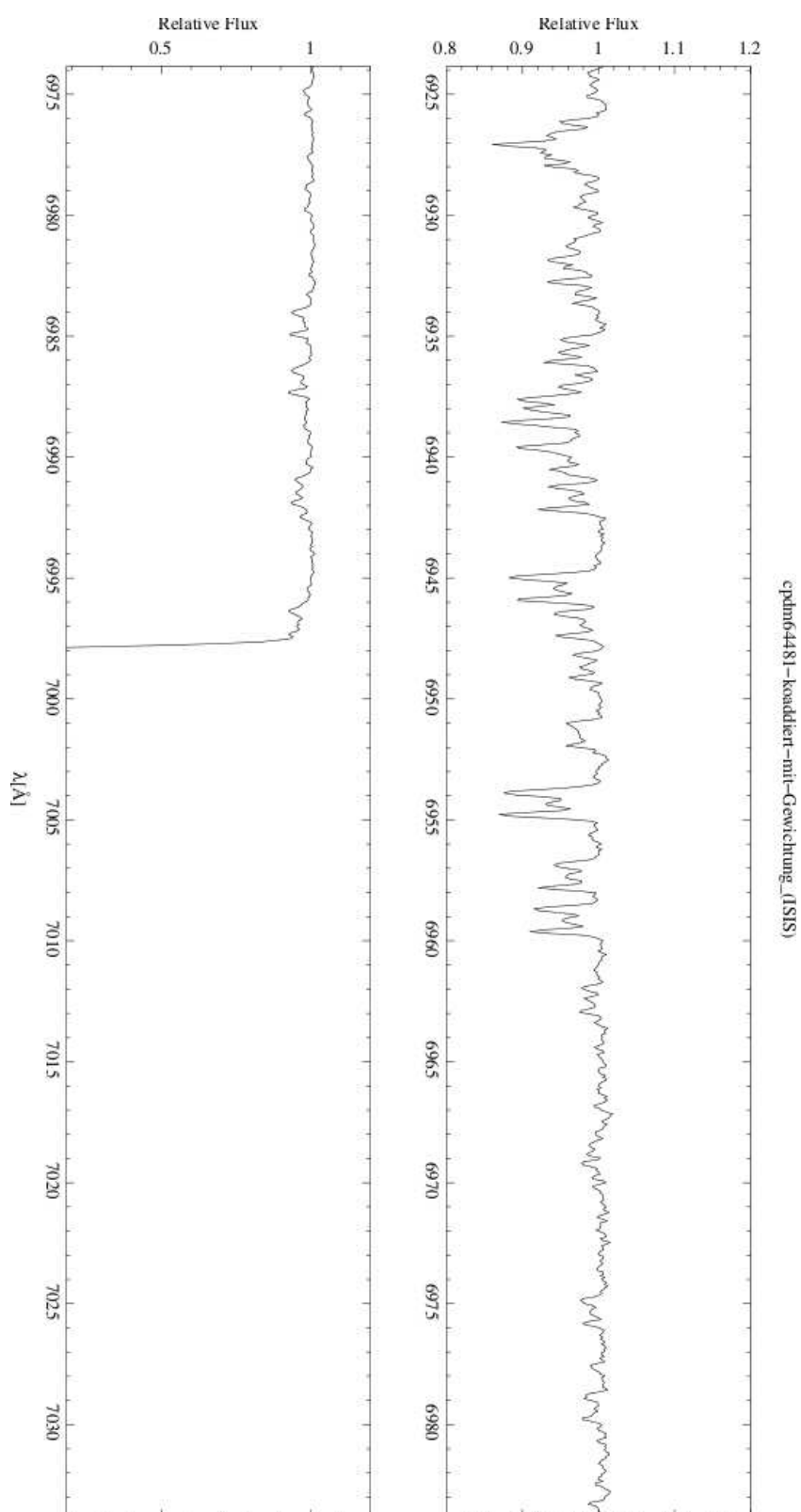












## Danksagung

Ich möchte allen, die mich während der Diplomarbeit unterstützt, gefördert, aufgebaut und mit Rat und Tat zu Seite gestanden sind, danken.

Mein besonderer Dank gilt Professor Ulrich Heber, der immer ein offenes Ohr für Fragen und meine Probleme hatte und mich jederzeit umfassend beraten hat.

Auch möchte ich Professor Horst Drechsel für die Zweitkorrektur danken.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, Lothar und Brigitte Brünner, sowie meinem Bruder Kevin, welche mich durch Höhen und Tiefen begleitet haben.

Ich bin Karl Heinz Wendel für seine Unterstützung und meiner Patin Sigrun Hübner-Möbus für den Motivationsschub, gerade gegen Ende der Diplomarbeit, dankbar.

Vielen Dank auch meinen Kollegen des 'Knigge'-Zimmers für die Kurzweil: Stephan Geier, Matthias Kühnel, Christian Heuser und dem immer für Wortspiele zu habenden Sebastian Müller. Ihr seid die nettesten Kollegen, die man sich im Büro nur wünschen kann.

Nicht zuletzt möchte ich Julian Seuring und Daniel Berger danken, dafür, dass sie ihren Verpflichtungen, die eine intensive Freundschaft mit sich bringt, aufs Vortrefflichste nachgekommen sind.

## Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Diplomarbeit selbstständig angefertigt und keine Hilfsmittel, außer den in der Arbeit angegebenen, benutzt habe.

Bamberg, April 2012

Patrick Brünner