

INAUGURAL – DISSERTATION  
zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der  
Naturwissenschaftlichen – Mathematischen  
Gesamtfakulät  
der  
Ruprecht – Karls – Universität  
Heidelberg

vorgelegt von  
**Dipl.–Phys. Sascha Tubbesing**  
aus Ostercappeln

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Dezember 2001



**Der bedeckungsveränderliche  
P Cygni–Stern  
R 81 (B2.5 Ia-0)  
in der  
Großen Magellanschen Wolke**

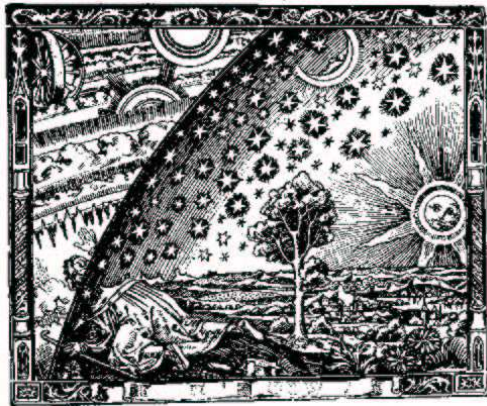
**Gutachter:**

**Herr Prof. Dr. Bernhard Wolf**

**Herr Prof. Dr. Roland Wielen**



Für Rita Maller  
\* 02. August 1928 † 02. Februar 2001



Was gut zu Wissen ist

...

Es ist gut zu wissen,  
wo der Whiskey steht  
und wo die Dose  
mit dem Aspirin,  
wo Bartel den Most holt  
und man sich den Tod,  
wo der Schalter ist für EIN  
und wo der für AUS.

...

Es ist gut zu wissen,  
dass ein Wort zu viel  
genauso richtig sein kann,  
wie ein Wort zu wenig,  
dass aber beide Wörter zusammen  
richtig falsch sind.

...

Es ist gut zu wissen,  
dass nur wer nichts sucht  
alles finden kann,

...

und dass angesichts  
der ungezählten Minderheiten  
die wenigen Mehrheiten  
eindeutig in der Minderheit sind.

...

Es ist gut zu wissen,  
dass die Liebe  
ein vorübergehender Zustand  
zwischen zwei  
zu über 70 Prozent aus Wasser  
bestehenden Verbindungen ist  
und dass da schon mal  
Tränen fließen können.

...

Und es ist gut zu wissen,  
dass Menschen, die wissen,  
was sie alles nicht wissen,  
alles wissen.

(Auszug aus dem Gedicht von Michael Augustin)

## Zusammenfassung

### **Der bedeckungsveränderliche P Cygni-Stern R 81 (B2.5 Ia-0) in der Großen Magellanschen Wolke**

Anhand einer langen, kontinuierlichen Zeitserie simultaner hochauflösender FEROS-Spektren und photometrischer Daten im Strömgrensystem wurde der bedeckungsveränderliche P Cygni-Stern R 81 (HDE 269128, HIP 24080) des Spektraltyps B2.5 Ia-0 in der Großen Magellanschen Wolke untersucht. Das System hat eine Bahnperiode von 74.566 Tagen. Die mittlere Lichtkurve zeigt zwei Bedeckungsminima, einen Helligkeitsanstieg nach der Bedeckung des Hypergiganten und eine langsam abfallende Helligkeit zwischen den beiden Bedeckungen. Eine spektrale Signatur des Begleiters wurde nicht gefunden. An die Radialgeschwindigkeitskurve des Hypergiganten und die Lichtkurve wurde ein Modell angepasst, welches den Hypergiganten, den Begleiter, eine Scheibe um letzteren und einen heißen Fleck auf dem Rand der Scheibe annimmt. Mit diesem Modell konnte die Lichtkurve bis auf das Helligkeitsmaximum nach dem Hauptminimum reproduziert werden. Der Begleiter ist komplett von der Scheibe verhüllt. Die physikalische Ursache des Fleckes ist jedoch aufgrund seiner Position nicht klar. Mit dem Modell wurden die Massen des Hypergiganten bzw. des Begleiters zu  $M_1 = 15 M_\odot$  respektive  $M_2 = 4 M_\odot$  bestimmt. Diese Absolutwerte sind wegen Zweifel an der Gültigkeit des Modells jedoch als vorläufig zu betrachten. Das System ist eng und exzentrisch ( $e = 0.405$ ). Der Hypergigant und die Scheibe füllen beide ihre Roche-Volumina nahezu aus. Neben Anzeichen für Massenaus- oder -überfluss wurden bei dem Hypergiganten Linienprofilvariationen mit einer Periode von 10.98 Tagen, die wahrscheinlich durch nichtradiale Pulsationen verursacht werden, beobachtet.

## Abstract

### **The Eclipsing P Cygni Star R 81 (B2.5 Ia-0) in the Large Magellanic Cloud**

The eclipsing P Cygni Star R 81 (HDE 269128, HIP 24080) of spectral type B2.5 Ia-0 in the Large Magellanic Cloud was studied on the basis of a long continuous timeseries with simultaneous high resolution FEROS spectra and photometric measurements in the Stroemgren system. The orbital period of the binary is 74.566 days. The mean lightcurve shows two eclipses, a brightness maximum just after the eclipse of the hypergiant and a slow decline of brightness between the two minima. A spectral signature of the companion of the hypergiant has not been found. A model was used to fit the radial velocity of the hot component and the lightcurve including both stars, a disk around the companion and a hot spot on the rim of the disk. Except for the brightness maximum the lightcurve could be reproduced by the model. The companion is completely shrouded by the disk. However, the physical cause of the hot spot is not clear due to its position. The masses of the hypergiant and its companion were determined to  $M_1 = 15 M_\odot$  and  $M_2 = 4 M_\odot$  respectively. However, these absolute values have to be considered preliminary due to the questioned validity of the model. The system is close and eccentric ( $e = 0.405$ ). Both components nearly fill their Roche volumes. In addition to signs of mass overflow or outflow, line profile variations with a period of 10.98 days, probably caused by non radial pulsation were observed.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Stand der Forschung . . . . .	1
1.2	Motivation . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Beobachtungen</b>	<b>5</b>
2.1	Photometrie . . . . .	5
2.2	Spektroskopie . . . . .	6
2.2.1	FEROS . . . . .	6
2.2.2	Datensatz . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Photometrie</b>	<b>11</b>
3.1	Mittlere Lichtkurve . . . . .	11
3.2	Strömgren Photometrie . . . . .	14
3.3	Variationen zwischen den Minima . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Spektroskopie</b>	<b>19</b>
4.1	Gesamtspektrum . . . . .	19
4.2	Zeitserien . . . . .	23
4.2.1	Photosphärische Linien . . . . .	24
4.2.2	Linien mit Wind- und photosphärischem Anteil . . . . .	24
4.2.3	Emissionsdominierte Linien . . . . .	24
4.2.4	Linien mit Absorptionskomponente zur Bedeckung . . . . .	26

<b>5</b>	<b>Systemeigenschaften</b>	<b>31</b>
5.1	Bahnbestimmung . . . . .	31
5.2	Linienprofilvariationen - Pulsation . . . . .	34
5.2.1	Pulsation und photometrische Variationen . . . . .	41
5.3	Absorption zur Bedeckung . . . . .	43
5.4	Zyklus-zu-Zyklus Variationen . . . . .	47
5.5	Windvariationen . . . . .	50
5.6	NLTE Analyse . . . . .	54
5.7	Modellierung der Lichtkurve . . . . .	56
5.7.1	Nightfall . . . . .	59
5.7.2	Vorüberlegungen . . . . .	61
5.7.3	Erste Ergebnisse . . . . .	64
5.7.4	ECL . . . . .	67
5.7.5	Ergebnis . . . . .	68
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>75</b>
<b>A</b>	<b>Spektralatlas von R 81</b>	<b>81</b>
<b>B</b>	<b>Programmlistings</b>	<b>97</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>110</b>

# Kapitel 1

## Einführung

### 1.1 Stand der Forschung

Bei dem Doppelsternsystem R 81 (HDE 269128, HIP 24080) in der Großen Magellanschen Wolke (GMW) handelt es sich um einen Hypergiganten (Leuchtkraftklasse Ia-0) des Spektraltyps B2.5, der etwa alle 75 Tage von einem bislang nicht identifizierten Begleiter verdunkelt wird. Eine erste Klassifizierung als B2.5eq mit P Cygni Profilen bei einigen Balmerlinien des damals noch nicht als Doppelstern bekannten Objektes findet sich bei Feast et al. (1960). Wolf et al. (1981) beschreiben R 81 als sehr ähnlich zum galaktischen Stern P Cygni. Die Autoren geben unter anderem Abschätzungen für einige Parameter des Hypergiganten an. So wurde die absolute Helligkeit zu  $M_V = -8.2$  mag, die bolometrische Helligkeit zu  $M_{\text{bol}} \approx -10$  mag, der Radius zu  $R \approx 70 R_{\odot}$  und die Massenverlustrate zu  $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  abgeschätzt. R 81 gehört damit zur Gruppe der leuchtkräftigsten Sterne. Entdeckt wurde die bedeckungsveränderliche Natur dieses Objektes von Stahl et al. (1987). Die Autoren konnten im Rahmen des LTPV<sup>1</sup>-Programms mehrere Helligkeitsminima mit einer Periode von 74.59 Tagen beobachten und die Masse von R 81 zu  $M \approx 33 M_{\odot}$  abschätzen.

Die heißen, leuchtkräftigen Sterne sind extreme Objekte hinsichtlich ihrer Parameter. B-Überriesen und -Hypergiganten haben Massen zwischen  $M_{\star} \approx 10 - 50 M_{\odot}$ . Ihre Leuchtkräfte liegen beim  $10^5 - 10^6$ -fachen der Leuchtkraft unserer Sonne und ihre Effektivtemperaturen betragen 10 000 – 30 000 K.

Beim Vergleich mit unserer Sonne stellt sich auch der Wind dieser Objekte als extrem dar. Die Massenverlustraten der B-Überriesen und -Hypergiganten liegen mit  $\dot{M} \approx 10^{-7} - 10^{-5} M_{\odot} / \text{yr}$  um neun Größenordnungen über der der Sonne.

Die Gruppe der leuchtkräftigen heißen Sterne ist seit der Entdeckung ihres immensen Massenverlustes durch den Sternwind (Morton 1967) verstärkt Gegenstand der astronomischen Forschung. Es hat sich gezeigt, dass die Einbeziehung des Massenverlustes in die Theorie des Sternaufbaus die Entwicklungs-

---

<sup>1</sup>Long-Term Photometry of Variables

rechnungen stark beeinflusst. Trotz ihrer vergleichsweise kurzen Lebensdauer von  $10^6$ – $10^7$  Jahren können die massereichen, leuchtkräftigsten Sterne mehr als 50% ihrer Anfangsmasse durch den Wind verlieren, bevor sie das Supernovastadium erreichen. Das hat nachhaltige Auswirkungen auf die Zusammensetzung des Interstellaren Mediums (ISM), nicht nur im Hinblick auf die Anreicherung des ISM mit prozessierter Materie, sondern auch aus Sicht des Energiehaushaltes. Dies sind wiederum relevante Parameter für die nachfolgenden Sternentstehungsphasen.

Versteht man einmal die zugrundeliegenden Mechanismen der Sternwinde massereicher Sterne, so können mit ihrer Hilfe womöglich die Zustände, zum Beispiel in Hinblick auf die chemische Zusammensetzung, in verschiedenen extragalaktischen Systemen untersucht werden, denn ihre hohe Leuchtkraft ermöglicht es, diese Objekte auch außerhalb der Milchstraße in hoher Auflösung zu beobachten. Auch ein möglicher Einsatz als Entfernungskindikatoren macht diese Sterne interessant. So konnte Kudritzki (1995) einen empirischen Zusammenhang zwischen der sogenannten Windimpulsrate  $\dot{M}v_\infty$  (das Produkt aus Massenverlustrate und der Endgeschwindigkeit des Windes) und der Leuchtkraft von O, B und A Überriesen in der Beziehung  $\dot{M}_*v_\infty\sqrt{R_*} \sim L_*$  finden.

Für eine verlässliche Anwendung dieser Relation ist aber zunächst sicherzustellen, dass die Windparameter korrekt bestimmt, also die physikalischen Prozesse verstanden werden. Bald nach der Entdeckung des Massenverlustes konnte der Strahlungsdruck als treibende Kraft des Windes erkannt werden (Lucy & Solomon 1970). Castor et al. (1975) lieferten bald darauf mit der sogenannten CAK-Theorie (nach den Autoren Castor, Abbott und Klein) die Lösung der Windgleichung. Der stationäre Anteil des Windes heißer leuchtkräftiger Sterne ist heute im Rahmen der CAK-Theorie und ihrer Verbesserungen durch Pauldrach et al. (1986) im wesentlichen verstanden. Allerdings zeigt diese Gruppe von Sternen auch eine große Bandbreite an Windvariabilität.

Das Maximum an solcher Variation ist bei der Gruppe der Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen (LBV), oft auch S Dor-Variable genannt, zu finden. Auch P Cygni ist ein bekannter Vertreter dieser Gruppe. In Helligkeitsausbrüchen von einigen Magnituden ändern sie sogar ihren Spektraltyp von OB-Überriesen zu A-Sternen. Trotz eingehender Untersuchungen und einer Vielzahl an Publikationen (z.B. Stahl 1990, Wolf 1992) konnte noch keine stimmige physikalische Erklärung für diese Ausbrüche gefunden werden.

Auch bei den weniger auffälligen heißen, leuchtkräftigen Sternen konnten durch umfangreiche Beobertungskampagnen neue Erkenntnisse gewonnen werden. Daran war auch die Heiße-Sterne-Gruppe der Landessternwarte beteiligt. So wurden späte B- und frühe A-Überriesen (Kaufert et al. 1996a, 1996b), frühe B-Hypergiganten (Rivinius et al. 1997) und frühe bis mittlere B-Überriesen (Schäfer 2000) intensiv spektroskopisch hochauflösend beobachtet. Die Windvariationen der frühen B-Hypergiganten sind durch diskrete, blauverschobene und im Wind beschleunigte Absorptionskomponenten geprägt, die durch lokale Dichteviationen im Wind erklärt werden können. Die Variationen der BA-Überriesen sind durch variable blau- und rotverschobene Emission hervor-

gerufen, die den konstanten Profilen überlagert sind. Sie werden wahrscheinlich durch spiralartige Strukturen hervorgerufen, die in der Hülle umlaufen. Weiterhin wurden in allen Klassen auch Hinweise auf Pulsationen der Sternoberfläche gefunden. Bei Wolf et al. (1998) findet sich ein Überblick über die variablen Winde heißer Sterne.

## 1.2 Motivation

Die Motivation dieser Arbeit ist in der Einzigartigkeit des R 81-Systems begründet. Es ist kein anderer früher B-Hypergigant oder P Cygni-Stern in einem bedeckungsveränderlichen System bekannt. Mit dieser Tatsache bietet sich die einmalige Gelegenheit durch sowohl zeitlich, als auch spektral hochaufgelöste und photometrische Beobachtungen die fundamentalen stellaren Parameter des R 81-Systems zu gewinnen und damit einen wichtigen Beitrag zum grundlegenden Verständnis der Natur der massereichsten Sterne in Abhängigkeit dieser Parameter zu leisten. Eine komplette Bahnbestimmung ist die genaueste Methode zur Ermittlung von Sternmassen. Es wurde daher viel Wert darauf gelegt einen Datensatz zu gewinnen, der zum einen die volle Bahnperiode von knapp 75 Tagen kontinuierlich mit guter Zeitauflösung (ein Spektrum pro Nacht) abdeckt und zum anderen simultane spektroskopische und photometrische Messungen liefert, um das angestrebte Ziel dieser Arbeit, die genaue Massenbestimmung des Hypergiganten und seines Begleiters vornehmlich durch Messungen der Radialgeschwindigkeiten beider Komponenten, zu erreichen.

Die Ähnlichkeit von R 81 zu P Cygni in Kombination mit der Zugehörigkeit zur GMW gibt Anlass zur Hoffnung, auch Aussagen zu den Unterschieden in der Windvariabilität und der Sternentwicklung zwischen der Milchstraße und der GMW aufgrund der unterschiedlichen chemischen Zusammensetzung machen zu können. Voraussetzung dazu ist jedoch eine ausreichend genaue Bestimmung von Masse und Effektivtemperatur.



# Kapitel 2

## Beobachtungen

Im Rahmen dieser Arbeit werden sowohl photometrische als auch spektroskopische Daten von R 81 verwendet. Die folgenden Kapitel sollen einen Überblick über die jeweiligen Beobachtungen geben. Über einen Zeitraum von 76 Nächten wurden hochauflösende Spektroskopie und exakte relative Photometrie nahezu simultan (jeweils in der gleichen Nacht) und mit einer Zeitauflösung von typischerweise einem Spektrum pro Nacht durchgeführt.

### 2.1 Photometrie

Die photometrischen Daten, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden, stammen aus verschiedenen Quellen. So wurden zum einen alle verfügbaren Daten aus den Beobachtungen von Appenzeller (1972), aus dem LTPV-Programm der Jahre 1982 bis 1994 und 2001 (Sterken et al. 1983, 1993, 1995 und 2001), Hipparcos Helligkeitsmessungen (Perryman et al. 1997), sowie simultan zur Spektroskopie gewonnene Daten im Strömgren *uvby* System benutzt. Für nähere Beschreibungen zur Aufnahme und Reduktion aller Daten bis auf letztere wird auf die oben zitierten Veröffentlichungen verwiesen.

Die zeitgleich zur Spektroskopie gewonnene *uvby* Photometrie wurde mit dem Dänischen Strömgren Automatic Telescope (SAT) in der Europäischen Südsternwarte (European Southern Observatory, ESO) La Silla aufgenommen. Das SAT ist ein 50cm Reflektor mit einem Spektrograph-Photometer. Während der Beobachtungsnacht arbeitet das Teleskop-Photometer System automatisch. Die zu beobachtenden Objekte werden vom Teleskop selbständig zentriert und vermessen. Für genauere Ausführungen zum Instrument und der Datenreduktion siehe Olsen (1994). Da es sich um relative Photometrie handelt, müssen während der Nacht neben den Programmsternen auch Vergleichssterne beobachtet werden. Die gewonnenen *uvby* Werte werden dann aus dem Instrumentensystem ins Standardsystem umgerechnet. Dies erfolgt nach folgenden Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 (b - y) &= D \cdot (b - y)_i \\
 m_1 &= F \cdot m_{1,i} + J \cdot (b - y) \\
 c_1 &= H \cdot c_{1,i} + I \cdot (b - y) \\
 V &= B \cdot (b - y) + y_i
 \end{aligned}$$

Dabei steht der Index  $i$  für die Werte im Instrumentensystem. Die Koeffizienten haben folgende Werte (Olsen 1999):

$$\begin{array}{ll}
 B = 0.035 & H = 1.009 \\
 D = 1.051 & I = 0.168 \\
 F = 1.129 & J = -0.072
 \end{array}$$

Über einen Zeitraum von 100 Nächten stehen so 89 Messungen zu Verfügung. Dabei bewegt sich der Fehler einer Einzelmessung im Bereich von 0.005 – 0.01 mag.

## 2.2 Spektroskopie

Die spektroskopischen Daten, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden, sind von November 1998 bis Januar 1999 im Rahmen einer garantierten Beobachtungszeit aufgenommen worden. Diese Zeit stand der Landessternwarte für den Bau des Spektrographen FEROS im Auftrag der ESO zu Verfügung.

### 2.2.1 FEROS

FEROS ist das Akronym für Fiber-fed Extended Range Optical Spectrograph (fasergespeister optischer Spektrograph mit erweitertem Bereich). Der Spektrograph wurde vom FEROS-Konsortium, bestehend aus vier Instituten unter der Leitung der Landessternwarte Heidelberg, für die ESO entwickelt und gebaut. Er ist fest am ESO 1.52-m-Teleskop in La Silla installiert. FEROS zeichnet sich durch eine hohe spektrale Auflösung von  $R = 48\,000$  bei einer Abdeckung des gesamten optischen Wellenlängenbereiches von ca. 3 700 Å bis 9 200 Å aus. Seine hohe Effizienz von etwa 17% ermöglicht es, auch schwächere Objekte mit gutem Signal-zu-Rausch Verhältnis zu beobachten. So erreicht man mit einer Beobachtungszeit von zwei Stunden bei einem Objekt 12. Größe ein Signal-zu-Rausch Verhältnis von etwa 100. Im Folgenden wird kurz auf den Aufbau des Spektrographen und die Vorgehensweise bei der Datenreduktion eingegangen.

#### Mechanischer und optischer Aufbau

Abbildung 2.1 zeigt die mechanischen sowie optischen Komponenten von FEROS im Überblick. Das Licht vom Teleskop wird über zwei Glasfasern in den Spektrographen eingekoppelt. Dabei liefert eine Faser das Licht des Objektes, die



andere wahlweise den Himmelshintergrund oder Licht der ThArNe Kalibrationslampe. Von den Fasern gelangt das Licht zunächst in den sogenannten Image Slicer, der für eine Halbierung der effektiven *Spaltbreite* sorgt, indem er das *Bild* der Faser halbiert und die Hälften untereinander setzt. Das dispergierende Element in FEROS ist ein Echelle-Gitter. Zur Kreuzdispersion wird ein Prisma benutzt. Von diesem gelangt das Licht dann durch die Kamera auf ein 2048 x 4096 Pixel großes CCD. Für eine genaue Beschreibung des Gerätes wird auf Kaufer et al. (1999) verwiesen.

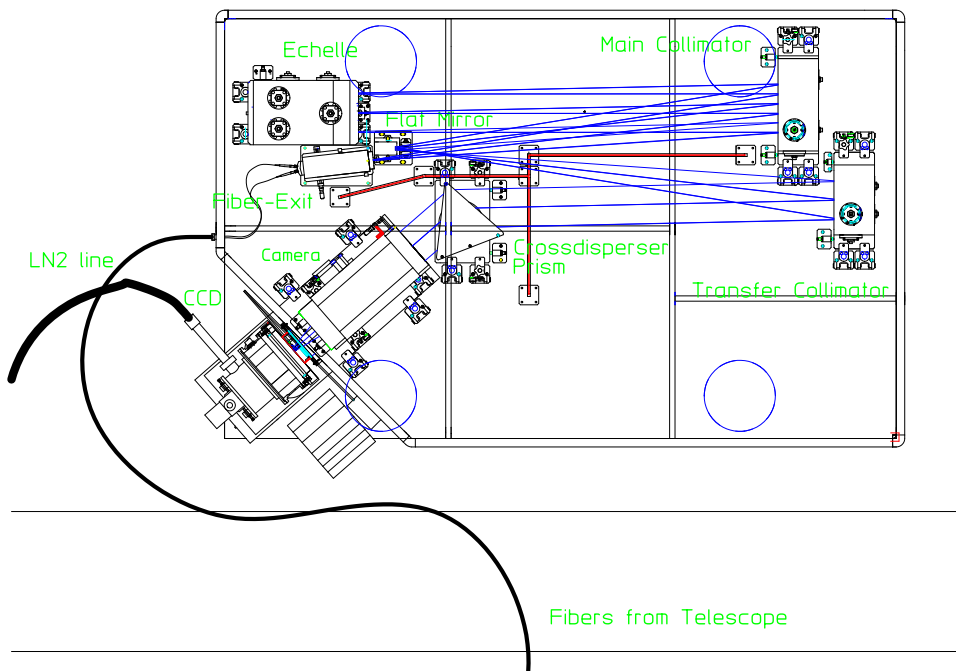


Abbildung 2.1: Mechanischer und optischer Aufbau von FEROS. In blau ist der Strahlengang eingetragen.

### Datenreduktion und Archivierung

Alle Beobachtungsdaten der Installations- und Testphasen (Commissioning I und II) von FEROS sowie der Garantierten Beobachtungszeit (GT I) wurden reduziert und anschließend archiviert. Dabei wurde prinzipiell jede Beobachtungsnacht separat reduziert. Für eine genaue Beschreibung der einzelnen Arbeitsgänge sei an dieser Stelle auf Stahl et al. (1999) verwiesen. Die nötige Software wurde an der Landessternwarte Heidelberg entwickelt und steht im MIDAS Programmpaket ab der Version 98NOV zu Verfügung (Kontext *feros*). Zusätzlich wurden einige MIDAS Programme benutzt, die in Anhang B aufgeführt sind. Abschließend wurde der gesamte Datensatz auf CD-ROM archiviert. Unter <http://feros.lsw.uni-heidelberg.de/docu/ferosDB/search.html> stehen die Daten online zu Verfügung.

### 2.2.2 Datensatz

In Tabelle 2.1 findet sich eine Auflistung der für diese Arbeit verwendeten FEROS Spektren. Insgesamt sind das 78 Aufnahmen mit einer Gesamtbelichtungszeit von mehr als 84 Stunden. Bei einer Belichtungszeit von meist 3600 Sekunden pro Aufnahme konnte im Mittel ein  $S/N \approx 100$  erreicht werden (Abbildung 2.2).

Tabelle 2.1: Für diese Arbeit verwendete FEROS Spektren. Die Spalte Phase gibt den Beobachtungszeitpunkt relativ zum Bedeckungsminimum von R 81 an (siehe Kapitel 3). Die Beobachterkürzel stehen für Patrick François (PF), Andreas Kaufer (AK), Dalton de Faria Lopes (DL), Gwendolyn Meeus (GM), Luca Pasquini (LP), Norbert Przybilla (NP), Licio da Silva (LS), Thomas Szeifert (TS), Thomas Rivinius (TR) und Sascha Tubbesing (ST), Bernhard Wolf (BW).

File ID	MJD24	Phase	Beobachtungsprogramm	Beobachter
0406	51095.26712	-0.3053	Commissioning I	AK/ST
0548	51097.27103	-0.2785	Commissioning I	AK/ST
0737	51102.35014	-0.2103	Commissioning I	AK/ST
0781	51131.16205	+0.1761	Commissioning II	AK
0826	51132.15543	+0.1894	Commissioning II	AK
0891	51133.28034	+0.2045	Commissioning II	AK
0953	51134.31416	+0.2183	Commissioning II	AK
1001	51135.10649	+0.2290	Commissioning II	AK/LP
1063	51136.33994	+0.2455	Commissioning II	AK/LP
1156	51137.32572	+0.2587	Commissioning II	AK/LP
1195	51138.12181	+0.2694	Commissioning II	AK/LP
1242	51139.14315	+0.2831	Commissioning II	AK/LP
1289	51140.15493	+0.2967	Commissioning II	AK/LP
1328	51141.14256	+0.3099	Commissioning II	AK/LP
1365	51142.10616	+0.3228	Commissioning II	AK/LP
1415	51143.10626	+0.3362	Commissioning II	AK
1461	51144.12322	+0.3499	Commissioning II	AK/PF
1507	51145.11297	+0.3632	Commissioning II	ST
1551	51146.11456	+0.3766	Commissioning II	AK/ST
1595	51147.11407	+0.3900	Commissioning II	ST
1630	51148.08160	+0.4030	62.H-0319 (GT I)	ST
1669	51149.08058	+0.4164	62.H-0319 (GT I)	AK/ST
1711	51150.06449	+0.4296	62.H-0319 (GT I)	AK/ST
1757	51151.09572	+0.4434	62.H-0319 (GT I)	ST
1789	51152.03071	+0.4559	62.H-0319 (GT I)	ST
1843	51153.07385	+0.4699	62.H-0319 (GT I)	ST
1908	51154.05197	+0.4830	62.H-0319 (GT I)	ST

*weiter auf der nächsten Seite*

File ID	MJD24	Phase	Beobachtungsprogramm	Beobachter
1942	51155.05374	+0.4965	62.H-0319 (GT I)	ST
1983	51156.05453	-0.4901	62.H-0319 (GT I)	ST
2022	51157.02106	-0.4771	62.H-0319 (GT I)	ST
2036	51158.02073	-0.4637	62.H-0319 (GT I)	ST
2050	51159.02028	-0.4503	62.H-0319 (GT I)	ST
2066	51160.03214	-0.4368	62.H-0319 (GT I)	ST
2082	51161.03226	-0.4234	62.H-0319 (GT I)	BW
2101	51162.01986	-0.4101	62.H-0319 (GT I)	BW
2118	51163.02010	-0.3967	62.H-0319 (GT I)	BW
2135	51164.03003	-0.3832	62.H-0319 (GT I)	BW
2161	51165.03163	-0.3697	62.H-0319 (GT I)	BW
2177	51166.02916	-0.3563	62.H-0319 (GT I)	BW
2192	51167.01851	-0.3431	62.H-0319 (GT I)	BW
2208	51168.02285	-0.3296	62.H-0319 (GT I)	BW
2238	51170.02012	-0.3028	62.H-0319 (GT I)	TS
2249	51171.06057	-0.2889	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2289	51172.13910	-0.2744	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2326	51173.04132	-0.2623	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2374	51174.10818	-0.2480	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2410	51175.03235	-0.2356	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2450	51176.11150	-0.2211	62.H-0319 (GT I)	TS
2476	51177.10872	-0.2078	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2499	51178.06404	-0.1949	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2528	51179.09931	-0.1811	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2550	51180.04398	-0.1684	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2586	51181.15560	-0.1535	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2612	51182.08205	-0.1411	62.H-0319 (GT I)	DL/TS
2652	51183.14770	-0.1268	62.H-0319 (GT I)	LS/TR/TS
2692	51184.13383	-0.1135	62.H-0319 (GT I)	LS/TR
2729	51185.11431	-0.1004	62.H-0319 (GT I)	LS/TR
2766	51186.18963	-0.0860	62.H-0319 (GT I)	LS/TR
2801	51187.14632	-0.0731	62.H-0319 (GT I)	LS/TR
2837	51188.14076	-0.0598	62.H-0319 (GT I)	TR
2874	51189.11852	-0.0467	62.H-0319 (GT I)	TR
2911	51190.13671	-0.0330	62.H-0319 (GT I)	TR
2950	51191.11839	-0.0199	62.H-0319 (GT I)	TR
2993	51192.10250	-0.0067	62.H-0319 (GT I)	AK/TR
3037	51193.12830	+0.0071	62.H-0319 (GT I)	AK/LS/TR
3072	51194.18063	+0.0212	62.H-0319 (GT I)	AK/LS
3094	51195.15971	+0.0343	62.H-0319 (GT I)	AK
3113	51196.13177	+0.0474	62.H-0319 (GT I)	AK

*weiter auf der nächsten Seite*

File ID	MJD24	Phase	Beobachtungsprogramm	Beobachter
3148	51197.07564	+0.0600	62.H-0319 (GT I)	AK
3188	51198.09833	+0.0737	62.H-0319 (GT I)	AK
3220	51199.08225	+0.0869	62.H-0319 (GT I)	AK
3257	51200.06485	+0.1001	62.H-0319 (GT I)	AK
3295	51201.20209	+0.1154	62.H-0176	AK/NP/PF
3347	51202.23030	+0.1292	62.H-0176	NP
3394	51203.20406	+0.1422	62.H-0176	NP
3436	51204.13043	+0.1546	62.L-0508	GM
3467	51205.02196	+0.1666	62.L-0508	GM
3518	51206.13449	+0.1815	62.L-0508	GM

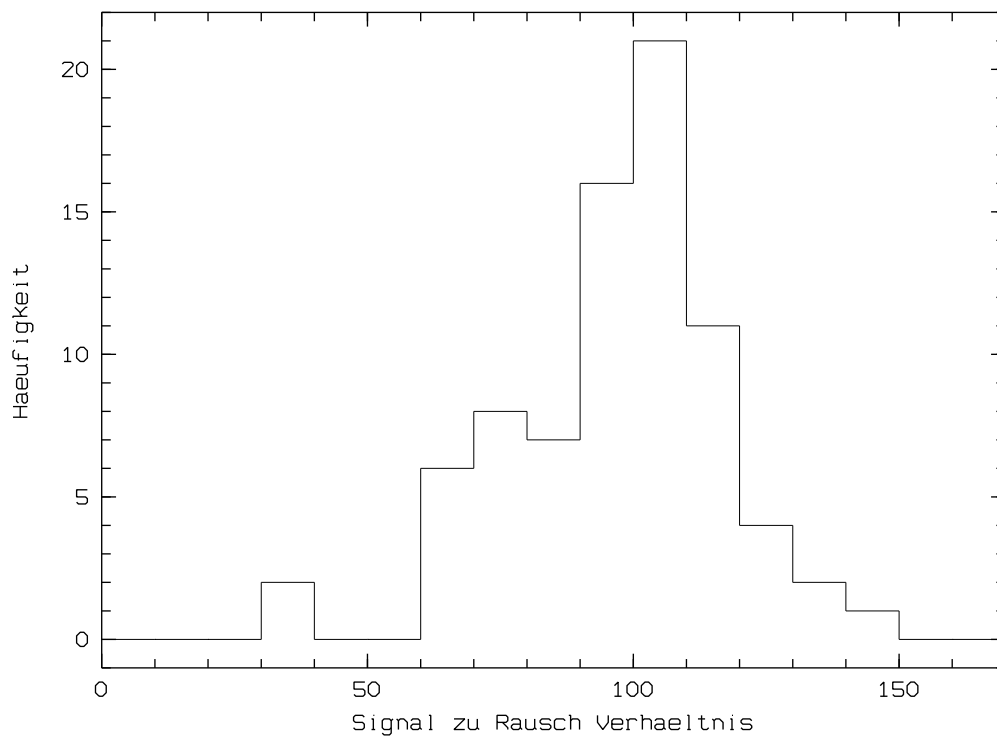


Abbildung 2.2: Statistik des Signal zu Rausch Verhältnisses des Datensatzes. Der Mittelwert liegt bei etwa 100.

# Kapitel 3

## Photometrie

Das erste Anzeichen dafür, dass R 81 kein gewöhnlicher Hypergigant ist, lässt sich schon bei Appenzeller (1972) finden. Bei der dortigen Untersuchung von Helligkeitsvariationen sehr leuchtkräftiger O und B Sterne in der GMW fiel R 81 durch einen Helligkeitsabfall von etwa 0.4 Magnituden während 15 Nächten auf und hob sich damit deutlich von den anderen untersuchten Objekten ab. Erst 15 Jahre später war es Stahl et al. (1987) aufgrund der ausgedehnten Beobachtungen innerhalb des LTPV-Programms (Sterken et al. 1983) gelungen zu zeigen, dass die beobachteten Helligkeitsvariationen durch Bedeckungen eines unbekanntes Begleiters verursacht werden.

Im Folgenden soll zunächst die mittlere Lichtkurve aus allen zur Verfügung stehenden Daten diskutiert werden, bevor dann auf die speziell für diese Arbeit gewonnenen Daten eingegangen wird.

### 3.1 Mittlere Lichtkurve

Für die Erstellung einer mittleren Lichtkurve von R 81 wurden folgenden Datensätze kombiniert:

- Die vier Messwerte von Appenzeller (1972)
- Alle bereits veröffentlichten LTPV Daten (siehe Sterken et al. 1993, 1995)
- Die Daten, die speziell für diese Arbeit am Dänischen SAT-Teleskop (siehe Kapitel 2.1) aufgenommen wurden
- Noch unveröffentlichte LTPV-CCD Daten, die parallel zu den Beobachtungen in dieser Arbeit durchgeführt wurden (Sterken et al. 2001)
- Helligkeitsmessungen von Hipparcos (Perryman et al. 1997)

Damit stehen für R 81 photometrische Beobachtungen über einen Zeitraum von über 27 Jahren, entsprechend mehr als 133 Bahnumläufen, mit insgesamt 729 Einzelwerten zu Verfügung.

Wegen der relativ großen Ungenauigkeit der Hipparcos-Photometrie verglichen mit den anderen Beobachtungen, wurden hier jeweils die Messungen während eines Transits gemittelt. Die Beobachtungen innerhalb eines Transits liegen maximal etwa 5 Stunden auseinander. Der gemittelte Helligkeitswert wurde dann dem zeitlichen Mittel der Beobachtungen zugeordnet. Diese gemittelten Hipparcos-Daten wurden nur zur Periodenanalyse herangezogen. Zur Berechnung der mittleren Lichtkurve wurden sie nicht berücksichtigt.

Bei den noch unveröffentlichten LTPV-CCD Daten handelt es sich um Messungen die zeitgleich zu den Beobachtungen am SAT-Teleskop am niederländischen 91cm Teleskop bei der ESO in La Silla durchgeführt und freundlicherweise für diese Arbeit zu Verfügung gestellt wurden.

Bei einem Vergleich der verschiedenen Datensätze ist zu beachten, dass obgleich alle Werte als visuelle Helligkeiten  $m_V$  angegeben sind, die Beobachtungen mit unterschiedlichen Filtersystemen und Detektoren durchgeführt worden sind. Daher kann es auch bei Fehlern von etwa 0.005 – 0.01 mag innerhalb einiger Datensätze größere systematische Abweichungen zwischen den jeweiligen Datensätzen geben. So zeigt ein Vergleich einiger Werte des SAT-Teleskopes und des LTPV-CCD Datensatzes mit nahezu exakt gleichen Beobachtungszeiten eine systematische Differenz von etwa 0.02 mag bei Fehlern der Einzelwerte von etwa 0.005 mag. Diese Abweichungen können zum einen durch Helligkeitsvariationen des Objektes auf sehr kleinen Zeitskalen begründet liegen. Sie lassen sich jedoch ebenso durch systematische Fehler in den beiden Datensätzen erklären.

Anhand dieses kombinierten Datensatzes wurde zunächst eine Periodenanalyse durchgeführt. Dabei ergibt sich in Kombination mit den von van Leeuwen et al. (1998) angegebenen Ephemeriden für R 81

$$JD_{\text{Bedeckung}} = 2451193.10 \pm 0.40 + 74.566 \pm 0.014 E.$$

Anschließend wurden die Daten mit der ermittelten Periode gefaltet (siehe Abbildung 3.1). Sofort sticht das prominente etwa 0.4 mag tiefe Bedeckungsminimum ins Auge. Auffällig ist auch die große Streuung der Daten zwischen den Minima. Eine zweite Bedeckung ist hier nicht zu sehen, es deutet sich aber an, dass die Helligkeit zwischen zwei Minima im Mittel langsam abnimmt.

Um nun eine mittlere Lichtkurve von R 81 zu erhalten, wurden jeweils alle Datenpunkte innerhalb eines Phasenbins der Größe 0.0125 (entsprechend 80 Phasenbins für eine Periode) gemittelt. Die Hipparcos-Daten wurden bei dieser Mittelung nicht berücksichtigt. Abbildung 3.2 zeigt die so berechnete mittlere Lichtkurve.

Auffälligstes Merkmal ist auch hier das breite und tiefe Bedeckungsminimum. Deutlich ist nun auch ein zweites Bedeckungsminimum bei einer Phase von 0.8 zu erkennen. Die Position dieses Minimums deutet auf eine stark exzentrische Bahn des Systems hin. Neben den beiden Minima fällt der deutliche Helligkeitsanstieg direkt nach dem Hauptminimum, sowie der langsame Helligkeitsabfall zwischen Phase  $\approx 0.3$  und  $\approx 0.7$  auf.

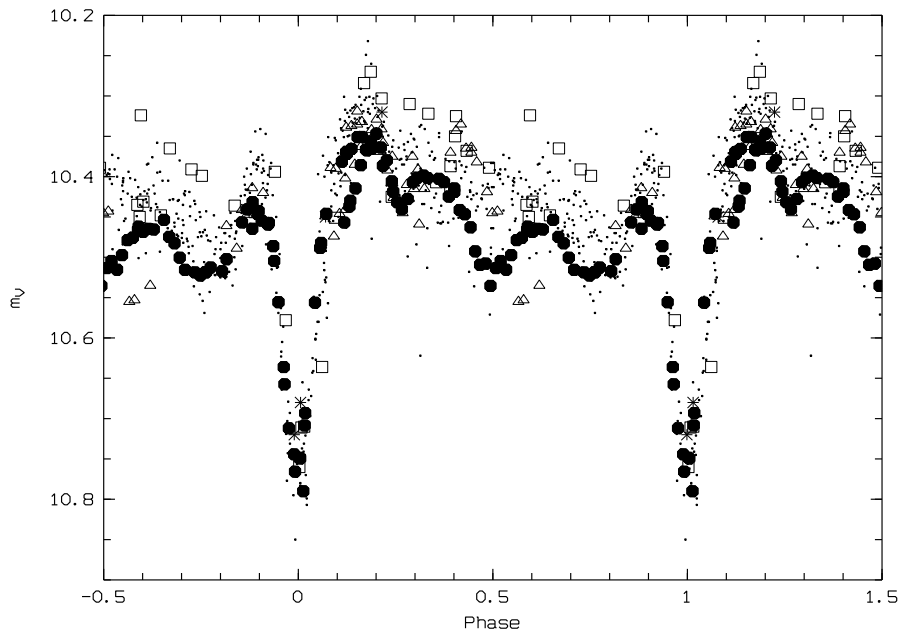


Abbildung 3.1: Alle zu Verfügung stehenden Messwerte von R 81 gefaltet mit der Bahnperiode von 74.566 Tagen. Dargestellt sind zwei volle Perioden. Phase 0 entspricht der Bedeckung durch den Begleiter. Dabei kennzeichnen verschiedene Symbole die unterschiedlichen Datensätze wie folgt: \* Appenzeller, □ Hipparcos, • LTPV, △ LTPV-CCD, • diese Arbeit.

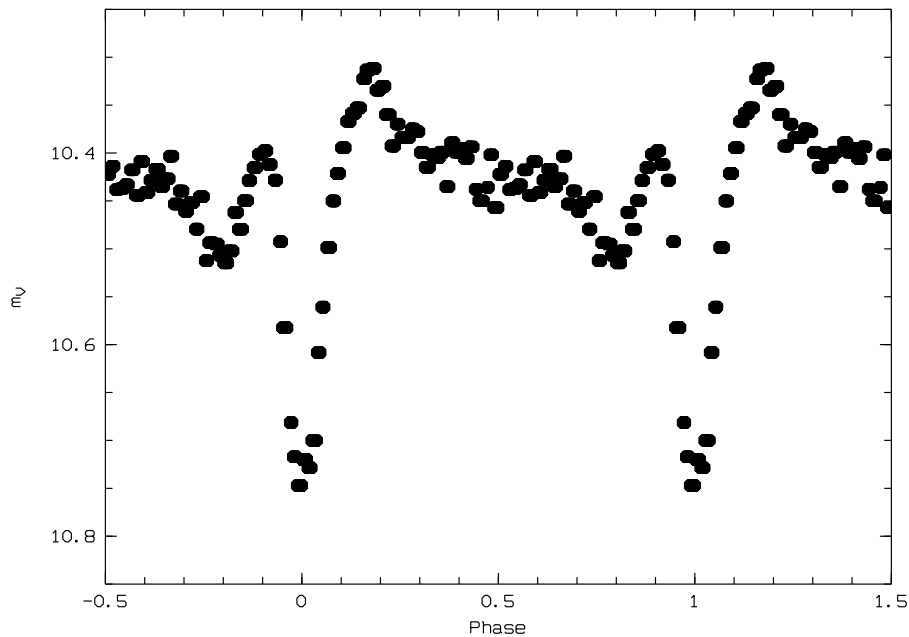


Abbildung 3.2: Mittlere Lichtkurve von R 81 aus allen zu Verfügung stehenden Daten, gefaltet mit der Bahnperiode von 74.566 Tagen. Neben den Hauptminima ist auch ein zweites Minimum bei Phase 0.8 zu sehen, welches der Bedeckung des Begleiters entspricht. Auffällig ist des weiteren der Helligkeitsanstieg direkt nach dem Hauptminimum.

### 3.2 Strömgren Photometrie

In Abbildung 3.3 sind die photometrischen Messungen am dänischen SAT-Teleskop, welche zeitgleich zu der Spektroskopie mit FEROS aufgenommen wurden, dargestellt.

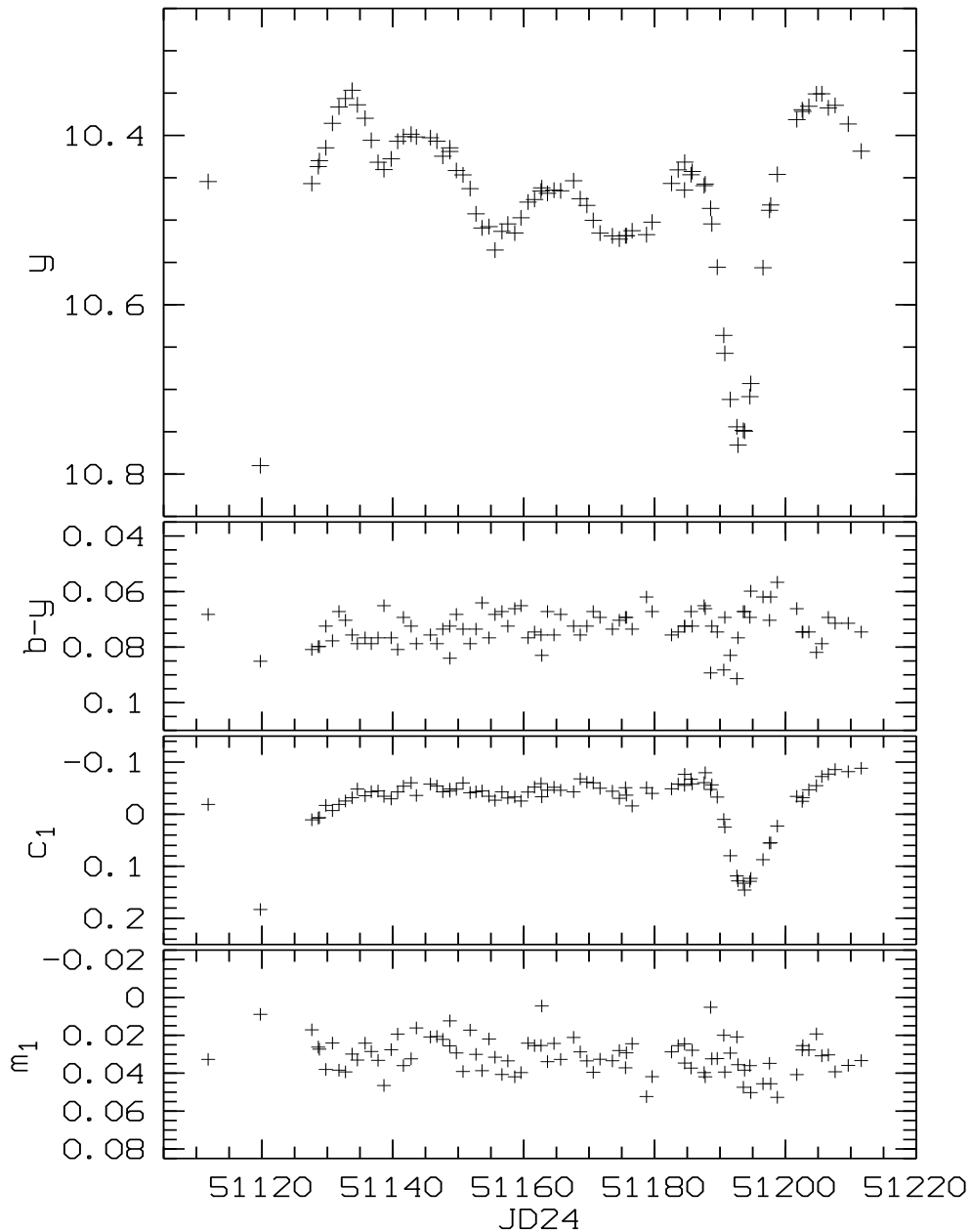


Abbildung 3.3: Strömgren-Farben von R 81. Dargestellt sind die Helligkeiten im  $y$  Band, sowie die Farbindices  $b-y$ ,  $c_1$  und  $m_1$  aufgetragen gegen das Beobachtungsdatum.

Die  $y$  Helligkeit außerhalb des Hauptminimums ist variabel auf einer Zeitskala von 10 bis 20 Tagen mit einer Amplitude von etwa  $0.1-0.2$  mag. Es sind neben



dem Hauptminimum 3 weitere Minima auszumachen und ohne Zuhilfenahme der mittleren Lichtkurve (Abbildung 3.2) wäre es nicht möglich, das zweite Bedeckungsminimum zu identifizieren. Während die Variationen in den Farbindizes  $b-y$  und  $m_1$  sich nur in der Größenordnung von  $0.02-0.04$  mag befinden, variiert  $c_1$  stärker und nahezu synchron mit  $y$ , deutlich zu sehen während des Hauptbedeckungsminimums. Trägt man  $c_1$  gegen  $y$  auf, so wird die Korrelation zwischen beiden Größen ersichtlich (Abbildung 3.4). Interessanterweise unterscheiden sich die Werte von  $c_1$  je nachdem, ob der Hypergigant in Bedeckung geht (im weiteren Eintritt genannt), oder aus der Bedeckung heraus tritt (im weiteren Austritt genannt). Dabei ist  $c_1$  während des Eintritts stets kleiner als während des Austritts. Da  $c_1$  ein Maß für den Balmer Sprung und damit auch für  $T_{\text{eff}}$  ist, bedeutet dies, dass der Beobachter während der beiden Phasen im Mittel unterschiedlich heißes Gas sieht. Die  $y$  Helligkeiten durchlaufen jedoch in beiden Fällen gleiche Werte. Aus diesen Beobachtungen ergeben sich zwei verschiedene Interpretationsmöglichkeiten:

- a) Der Begleiter muss deutlich kühler als der Hypergigant sein. Zusätzlich weist entweder das bedeckte oder das bedeckende Objekt eine asymmetrische Helligkeits- beziehungsweise Temperaturverteilung auf.
- b) Ein Strom kühleren Gases tritt in die Sichtlinie ein.

Natürlich kann auch eine Kombination beider Möglichkeiten die beobachteten Variationen verursachen.

Neben den Daten des SAT Instrumentes sind auch die LTPV Daten im Strömgrensystem aufgenommen worden. Anhand dieses kombinierten Datensatzes kann der Grad der Bedeckung in den verschiedenen Wellenlängen abgeschätzt werden. Dazu wird die vereinfachende Annahme gemacht, dass der unbekannte Begleiter des Hypergiganten während des zweiten Minimums vollständig bedeckt wird und nur das Licht des Hypergiganten den Beobachter erreicht, während im Hauptminimum der Hypergigant nur zum Teil vom Begleiter bedeckt wird. Nach der Kennzeichnung der drei Bereiche

1. Hauptminimum (HM); Bedeckung des Hypergiganten (Phase -0.01 bis 0.01)
2. Zwischenbereich (ZB); beide Objekte zu sehen (Phase 0.3 bis 0.65)
3. Nebenminimum (NM); Bedeckung des Begleiters (Phase 0.75 bis 0.82)

in der Lichtkurve (Abbildung 3.2) kann man die Beziehungen

$$\frac{L_{\text{NM}}}{L_{\text{ZB}}} = 10^{-0.4 \cdot (m_{\text{NM}} - m_{\text{ZB}})}$$

und

$$\frac{L_{\text{HM}}}{L_{\text{NM}}} = 10^{-0.4 \cdot (m_{\text{HM}} - m_{\text{NM}})}$$

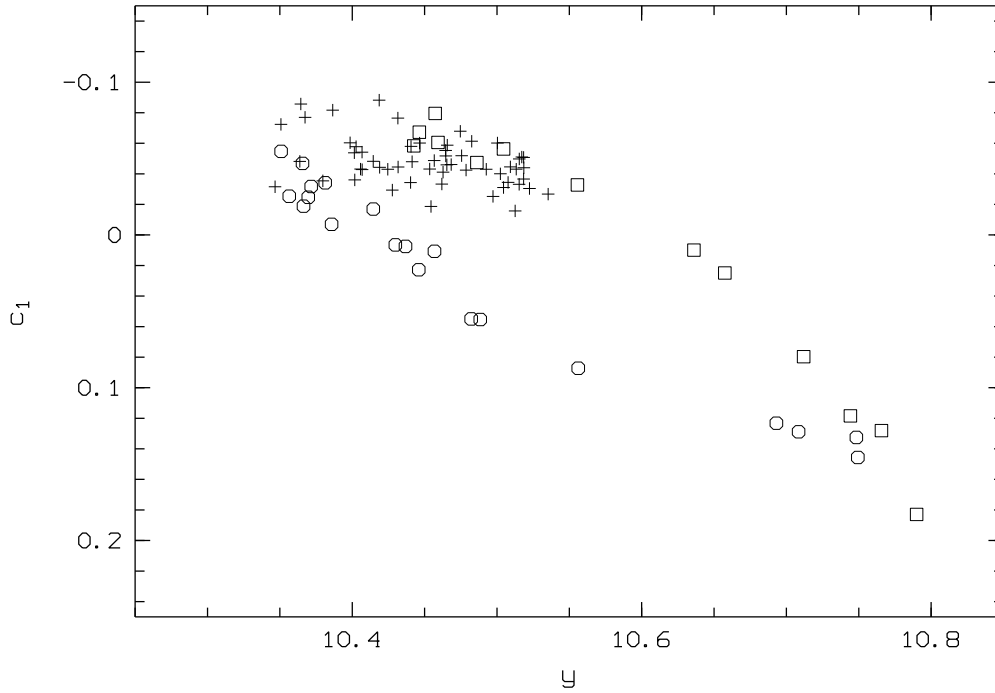


Abbildung 3.4: Korrelation zwischen  $y$  und  $c_1$ . Die Symbole stehen für verschiedene Phasen: + für Punkte zwischen den Hauptminima,  $\square$  während des Eintritts und  $\circ$  während des Austritts (siehe Text).

aufstellen. Dabei stehen die  $L$  für die Integralhelligkeiten zu den gekennzeichneten Zeitpunkten, während die  $m$  die jeweiligen scheinbaren Helligkeiten repräsentieren. Mit

$$\begin{aligned} L_{\text{NM}} &= L_1, \\ L_{\text{ZB}} &= L_1 + L_2 \quad \text{und} \\ L_{\text{HM}} &= (1 - \alpha) \cdot L_1 + L_2 \end{aligned}$$

(wobei  $L_1$  und  $L_2$  für die Integralhelligkeiten des Hypergiganten respektive seines Begleiters stehen) ergibt sich nach Einsetzen und Umformen dann der Grad der Bedeckung zu

$$\alpha = 10^{0.4 \cdot (m_{\text{NM}} - m_{\text{ZB}})} - 10^{-0.4 \cdot (m_{\text{HM}} - m_{\text{NM}})}$$

Weiterhin ist dann das Verhältnis der Radien  $\frac{R_2}{R_1} = \sqrt{\alpha}$ . Wohlgermerkt sind alle diese Größen nur relative Werte in Bezug zur jeweiligen Wellenlänge der Messung. Tabelle 3.1 listet die so berechneten Werte für das jeweilige Strömngrenband auf.

Es zeigt sich, dass sich die Ergebnisse in den drei Bändern  $v$ ,  $b$  und  $y$  sehr ähneln. Demnach wird der Hypergigant zu etwa 30% vom Begleiter bedeckt, was einem Verhältnis der Radien  $\frac{R_2}{R_1} \approx 0.55$  entspräche. Das  $u$  Band, welches als einziges auf der kurzwelligen Seite des Balmerstranges liegt, ergibt abweichende Werte. Demnach ist die Bedeckung des Hypergiganten in  $u$  größer, als in den anderen Bändern. Im Widerspruch dazu steht jedoch die ebenfalls größere relative Integralhelligkeit in  $u$ . Die bereits weiter oben gemachte Annahme, dass

Tabelle 3.1: Relative Integralhelligkeiten  $L_2/L_1$ , Grad der Bedeckung  $\alpha$  und Verhältnis der Radien  $R_2/R_1$  in Bezug auf das beobachtete Strömgrenband

Band	$L_2/L_1$	$\alpha$	$R_2/R_1$
<i>u</i>	0.107	0.440	0.663
<i>v</i>	0.086	0.307	0.554
<i>b</i>	0.077	0.297	0.545
<i>y</i>	0.086	0.299	0.547

eine zusätzliche kühle Gaskomponente während der Bedeckung in den Sehstrahl eintritt, wird dadurch erhärtet.

Als weiteres Ergebnis kann festgehalten werden, dass es sich bei dem Begleiter um ein ausgedehntes Objekt handeln muss.

Zum tieferen Verständnis der Lichtkurve ist eine Modellierung derselben mit physikalischen Parametern unumgänglich. Dies wird in Kapitel 5.7 näher ausgeführt.

### 3.3 Variationen zwischen den Minima

Außerhalb der Bedeckungen zeigt die Lichtkurve von R 81 Variationen der Größenordnung 0.1 - 0.2 mag. Nach Subtraktion der mittleren Lichtkurve lassen sich diese Variationen weiter untersuchen. Abbildung 3.5 zeigt die berechneten Residuen. Es lässt sich ein leichter Trend in Form einer Helligkeitszunahme von  $\Delta m_V \approx 0.05$  mag über die letzten 27 Jahre erkennen. Dieser Trend kann aber durchaus durch systematische Fehler verursacht werden. Interessant ist, dass die Streuung der Werte über den gesamten Zeitraum in etwa gleich bleibt.

Eine Periodenanalyse der Helligkeitsresiduen ergibt eine knapp signifikante Periodizität der Variationen mit  $P_1 = 20.134 \pm 0.004$  Tage und einer Amplitude von  $K_1 = 0.015 \pm 0.002$  mag. Abbildung 3.6 macht deutlich, dass damit alleine die Variationen nicht wiedergegeben werden können.

Im Widerspruch zu diesem Befund steht die von van Genderen et al. (1992) gefundene sehr deutliche Periodizität mit  $P = 24.1$  Tagen und einer Amplitude von etwa 0.06 mag. Die Autoren untersuchten dabei nur die Messungen außerhalb beider Bedeckungen auf Periodizität. Eine separate Analyse der gleichen, von van Genderen untersuchten Daten ergab in sehr guter Übereinstimmung  $P = 24.09 \pm 0.04$  Tage. Eine Reanalyse des gesamten Datensatzes nun aber ohne die Messungen während der Bedeckungen ergab dann  $P_1 = 39.279 \pm 0.014$  Tage. Diese große Diskrepanz, je nachdem ob der ganze oder nur ein Teil der Daten benutzt wird, deutet daraufhin, dass es sich hier um irreguläre oder quasiperiodische Variationen handelt und eine Angabe der Periode erst dann eventuell Sinn machen kann, wenn die Lichtkurve physikalisch verstanden ist.

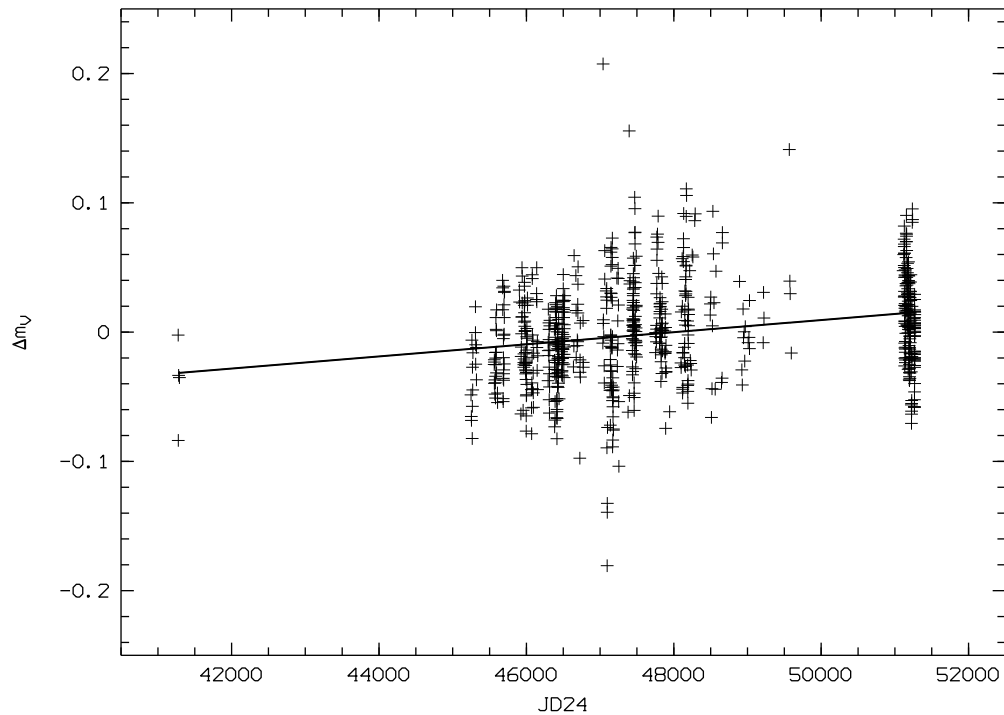


Abbildung 3.5: Helligkeitsresiduen nach Subtraktion der mittleren Lichtkurve (+). Die durchgezogene Linie entspricht einer linearen Regression an die Daten. Es ergibt sich eine Helligkeitszunahme von  $\Delta m_V \approx 0.05$  mag.

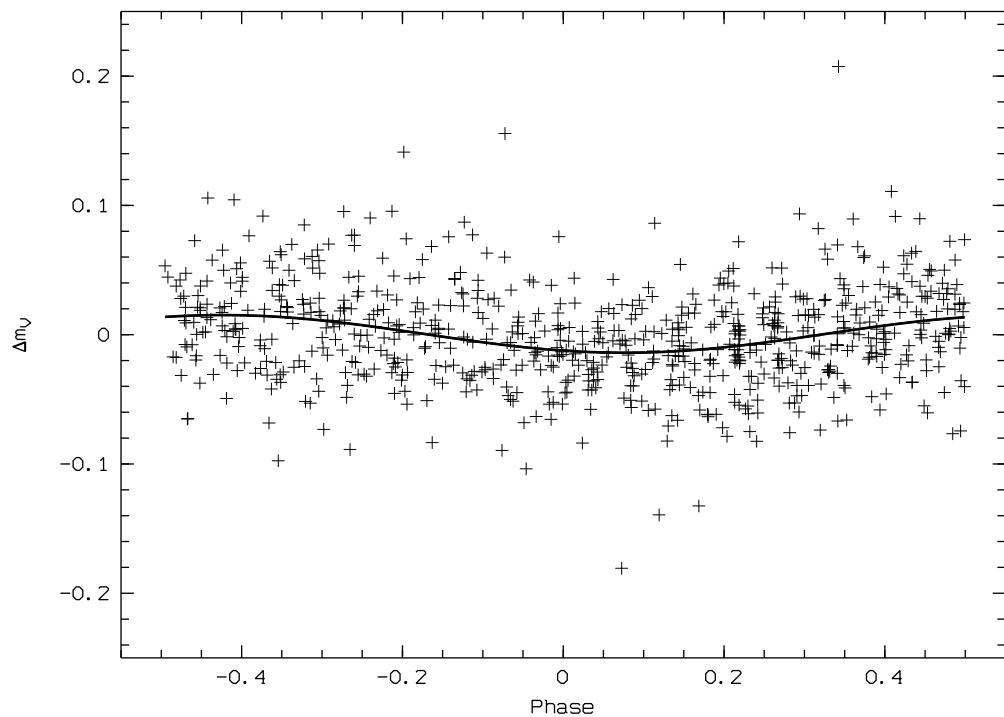


Abbildung 3.6: Helligkeitsresiduen gefaltet mit der Periode  $P_1 = 20.134 \pm 0.004$  Tage. Die durchgezogene Linie stellt den Sinusfit an die Daten mit einer Amplitude von  $K_1 = 0.015 \pm 0.002$  mag dar.

# Kapitel 4

## Spektroskopie

R 81 wurde von Feast et al. (1960) als Hypergigant vom Spektraltyp B2.5eq klassifiziert. Die Autoren berichten dort auch von P Cygni Profilen in den Linien  $H\beta$ ,  $H\gamma$  und  $H\delta$ . Die erste Veröffentlichung des optischen Spektrums von R 81 für einen Wellenlängenbereich von 3500 – 4900 Å und  $H\alpha$  ist bei Wolf et al. (1981) zu finden. Nach der Entdeckung von Stahl et al. (1987), dass es sich bei R 81 um einen Bedeckungsveränderlichen handelt, gab es zwar noch einzelne spektroskopische Beobachtungen, aber keine ausgedehntere Kampagne, die es ermöglicht hätte phasenabhängige Variationen zu untersuchen. Mit dieser Arbeit liegt nun eine umfangreiche Zeitserie von Spektren vor, die den gesamten optischen Bereich von 3700 bis 9200 Å und einen vollen Bahnlauf mit der Periode von 74.566 Tagen überdeckt.

In den folgenden Kapiteln soll zunächst das Gesamtspektrum von R 81 beschrieben werden, bevor dann auf die Zeitserie, sowie einzelne Linien und Variationen eingegangen wird.

### 4.1 Gesamtspektrum

Aus allen 78 Spektren (siehe Kapitel 2.2) wurde ein mit dem Signal zu Rausch Verhältnis gewichtetes Mittel gebildet. Dieses mittlere Gesamtspektrum mit einem  $S/N \approx 900$  ist in Anhang A abgebildet. Das Spektrum zeigt die typische Signatur eines frühen B Hypergiganten. Es wird dominiert von den starken Wasserstofflinien der Balmer-, sowie der Paschenserie, die deutliche P Cygni Profile aufweisen (Abbildung 4.1). Auch einige He I-, Fe II,III- und Si II Linien zeigen derartige Profile. Neben einer Reihe von Absorptionslinien der Elemente N II, O II, S II, He I, Fe III, Si III,IV, Al III, Ca II, C II, Cr II, Na I, Ne I und Mg II gibt es auch einige reine Emissionslinien von Si II, O I, Al II und Mg II, sowie drei schwache verbotene Emissionslinien von [N II] und [Ti II]. Abbildung 4.2 zeigt eine exemplarische Auswahl einiger Linien.

Auf den ersten Blick lassen sich im gesamten mittleren Spektrum keinerlei Signaturen des Begleiters des Hypergiganten finden.

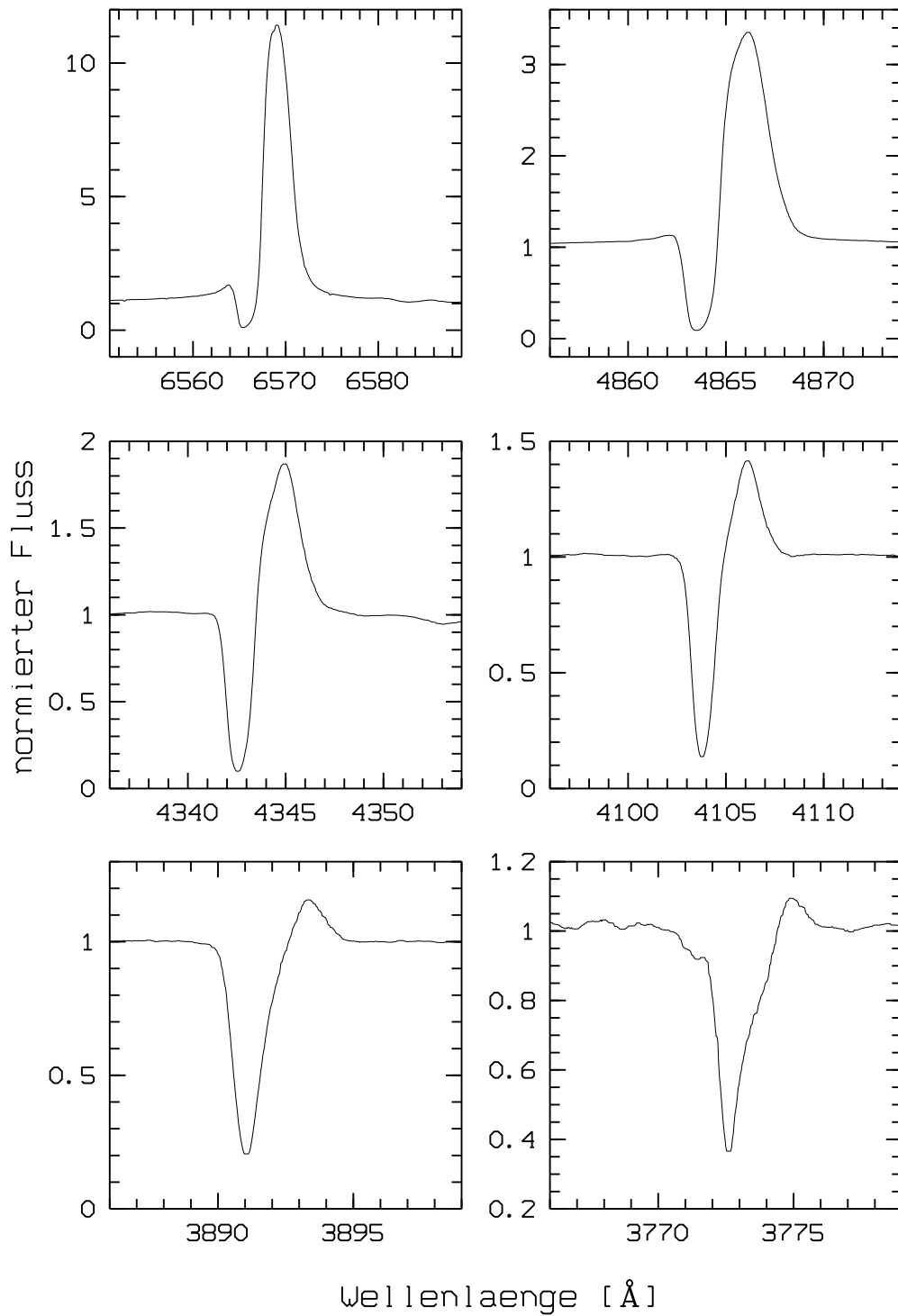


Abbildung 4.1: Mittlere Linienprofile einiger Wasserstofflinien der Balmerserie. Von links oben nach rechts unten: H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , H $\delta$ , H $\epsilon$ , H $\zeta$ .

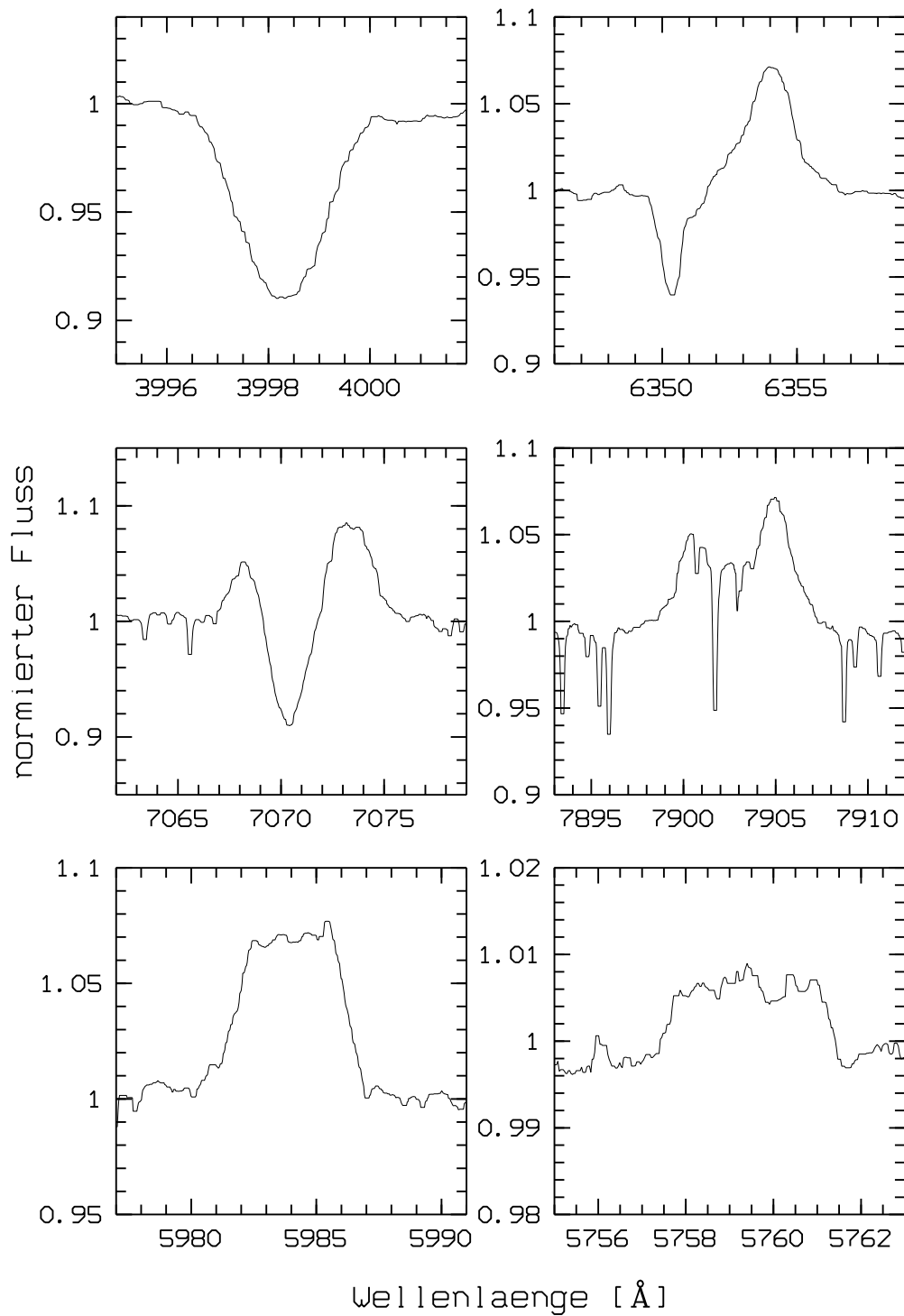


Abbildung 4.2: Mittlere Linienprofile einiger Spektrallinien. Von links oben nach rechts unten sind dies: N II  $\lambda$ 3995, Si II  $\lambda$ 6347, He I  $\lambda$ 7065, Mg I  $\lambda$ 7896, Si II  $\lambda$ 5979 und [N II]  $\lambda$ 5755.

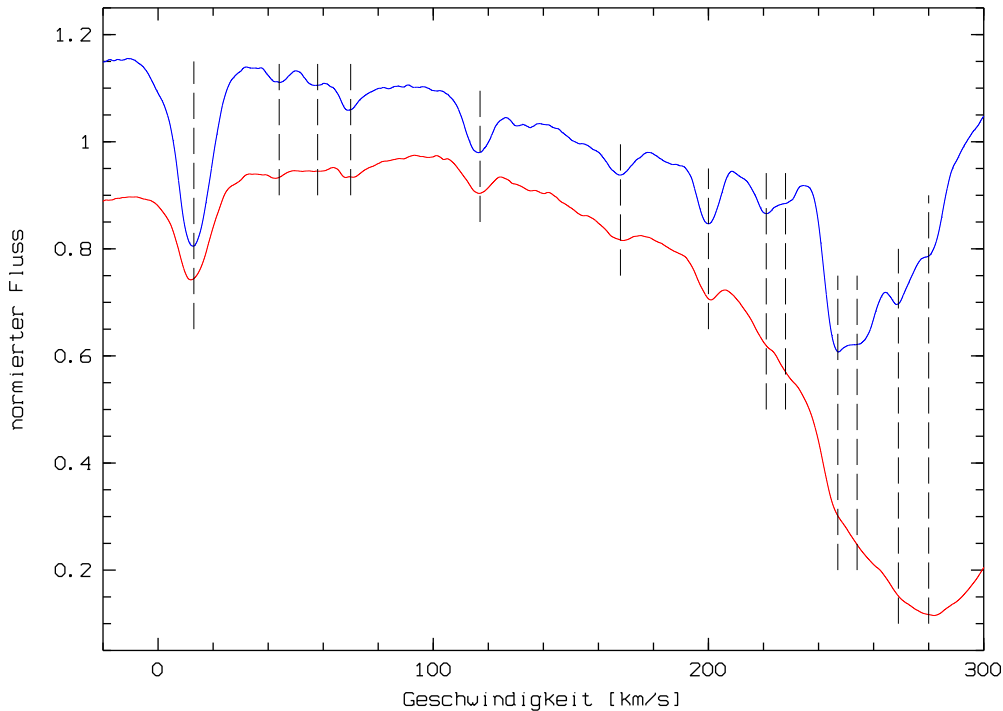


Abbildung 4.3: Absorptionskomponenten des ISM in den **CaK** und **CaH** Linien. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die einzelnen Komponenten (siehe auch Tabelle 4.1)

Neben einigen Himmelsemissionslinien und den bekannten tellurischen Absorptionsbanden finden sich im Spektrum auch Absorptionen, die dem interstellaren Medium zuzuordnen sind. Zum einen sind dies diffuse interstellare Banden bei etwa  $\lambda\lambda 5780$  und  $5795 \text{ \AA}$ . Außerdem zeigen die Kalzium H und K Linien (siehe Abbildung 4.3) mehrere Absorptionskomponenten des interstellaren Mediums (ISM). Die Radialgeschwindigkeiten der einzelnen Komponenten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Interstellare Natriumabsorptionslinien sind nur schwer nachzuweisen, da der Bereich um das Natrium Dublett ( $\lambda\lambda 5889, 5895$ ) stark durch tellurische Absorptionslinien von Wasser kontaminiert ist. Die an beiden Natriumlinien starke Absorptionskomponente bei  $18 \text{ km s}^{-1}$  ist aber sehr wahrscheinlich dem ISM zuzuschreiben. Die Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten der jeweiligen Komponente stützt sich in erster Linie auf die CaK Linie. Für Geschwindigkeiten ab etwa  $200 \text{ km s}^{-1}$  wird die Identifizierung von Absorptionen in der CaH Linie durch den Einfluss der H $\epsilon$  Linie sehr erschwert. Insgesamt konnten 13 Komponenten mit Radialgeschwindigkeiten zwischen  $13 \text{ km s}^{-1}$  und  $280 \text{ km s}^{-1}$  identifiziert werden.

Auch die Fe II Linie bei  $5169 \text{ \AA}$  zeigt auf den ersten Blick zwei schmale Absorptionskomponenten bei  $88 \text{ km s}^{-1}$  und  $118 \text{ km s}^{-1}$  (siehe auch Abbildung 4.7). Eine weitere Analyse zeigt, dass auch nahezu alle anderen Fe II Linien diese Absorptionen aufweisen. Diese Absorptionen sind jedoch nicht interstellaren Ursprungs, sondern zirkumstellar. Die Komponente in den CaK und CaH Linien bei  $116 \text{ km s}^{-1}$  respektive  $117 \text{ km s}^{-1}$  ist damit sehr wahrscheinlich auch



Tabelle 4.1: Radialgeschwindigkeiten der Absorptionskomponenten des ISM in  $\text{km s}^{-1}$ . Werte mit großer Unsicherheit sind *kursiv* gedruckt. Der Wert in Klammern ist sehr wahrscheinlich von einer zirkumstellaren Komponente (siehe Text).

CaK	13	44	57	69	(116)	168	200	221	228	247	254	269	280
CaH	12	43	<i>57</i>	70	(117)	168	200	<i>221</i>	<i>228</i>	<i>247</i>	—	<i>269</i>	—

dem R 81 System zuzuordnen. Auch Stahl et al. (1987) berichten von mehreren Komponenten in Fe II Linien im UV. Sie geben Geschwindigkeiten von etwa  $100 \text{ km s}^{-1}$  und  $145 \text{ km s}^{-1}$  an.

Nach Welty et al. (1996), sowie Wayte (1990) und Songaila et al. (1986) lassen sich die verschiedenen Komponenten bis  $70 \text{ km s}^{-1}$  der Milchstraße zugehörigem Material zuordnen, während die Komponenten ab  $168 \text{ km s}^{-1}$  von Material aus der GMW stammen.

## 4.2 Zeitserien

Die zeitlichen Variationen im Spektrum von R 81 lassen sich am übersichtlichsten in dynamischen Spektren darstellen. Bei dieser Darstellungsart werden die einzelnen Spektren einer Zeitserie mit farbkodierter Intensität so übereinander aufgereiht, dass ein Kasten entsteht. Als Abzisse des Kastens wird entweder die Wellenlänge oder die anhand einer Ruhewellenlänge berechnete Geschwindigkeit aufgrund des Dopplereffektes gewählt. Die Ordinate stellt die Zeitachse dar. Die einzelnen Spektren werden dann wahlweise nach Aufnahmedatum oder nach Phase bezüglich einer Periode sortiert. So entsteht ein zweidimensionales Bild, in dem der zeitliche Intensitätsverlauf durch geschickte Farbkodierung auf einen Blick ersichtlich ist.

Anhand dieser dynamischen Spektren lassen sich die Vielzahl der im Spektrum von R 81 beobachteten Linien nach ihrem Erscheinungsbild grob vier verschiedenen Klassen zuordnen:

**Photosphärische Linien** Diese reinen Absorptionslinien zeigen deutlich die Bahnbewegung des Hypergiganten. Zudem zeigen die starken Linien deutliche Linienprofilvariationen (LPV), die auf eine nichtradiale Pulsation (NRP) oder Flecken hindeuten (siehe Kapitel 5.2).

**Linien mit Wind- und photosphärischem Anteil** Diese Linien zeigen neben der Bahnbewegung und der LPV auch Windemission.

**Emissionsdominierte Linien** Der Wind des Hypergiganten dominiert diese Linien. Sie zeigen, wenn überhaupt, nur eine geringe Bahnbewegung.

### Linien mit zusätzlicher Absorptionskomponente zur Bedeckung

Während der Bedeckung des Hypergiganten durch den Begleiter erkennt man in diesen Linien eine breite zusätzliche Absorptionskomponente, die nach der Bedeckung wieder verschwindet.

Auch eine intensive interaktive Suche mit Hilfe von dynamischen Spektren über den gesamten Spektralbereich sowohl in großen, als auch in kleinen Wellenlängenabschnitten, mit unterschiedlichen Farbskalierungen ergab keinerlei Hinweise auf eine spektrale Signatur des Begleiters.

#### 4.2.1 Photosphärische Linien

Abbildung 4.4 zeigt die Linie des zweifach ionisierten Siliziums bei 4568 Å. Deutlich erkennt man die Variationen in der Radialgeschwindigkeit aufgrund der Bahnbewegung des Hypergiganten. Auffällig sind auch die Linienprofilvariationen, die in dieser Darstellung als streifenförmige Muster sichtbar sind. Neben der beispielhaft abgebildeten Siliziumlinie zeigen noch weitere Linien reine Absorptionsprofile. In Tabelle 4.2 sind alle identifizierten photosphärischen Linien aufgelistet.

Anhand starker und ungestörter photosphärischer Linien kann eine Bahnbestimmung für die Hypergigantenkomponente des R 81-Systems vorgenommen werden (Kapitel 5.1).

#### 4.2.2 Linien mit Wind- und photosphärischem Anteil

Neben den rein photosphärischen Linien, zeigen auch diese Linien recht deutliche Radialgeschwindigkeitsvariationen aufgrund der Bahnbewegung. Auch Linienprofilvariationen können bei diesen Linien beobachtet werden. In Abbildung 4.5 ist die Linie des einfach ionisierten Magnesiums bei 4481 Å exemplarisch für diese Gruppe dargestellt. Deutlich zu sehen ist die, der Bahnbewegung folgende, rotverschobene Emission des P Cygni Profils. In Tabelle 4.3 sind alle Linien dieses Typs aufgeführt.

#### 4.2.3 Emissionsdominierte Linien

Abbildung 4.6 zeigt die  $H\alpha$  Linie exemplarisch für vom Wind dominierte Linien. Diese Linien zeigen ein deutliches P Cygni Profil, keine Linienprofilvariationen in der Absorption und eine geringere Radialgeschwindigkeitsvariation als die photosphärischen Linien. Die Variation in der Intensität der Emission wird durch die Normierung relativ zum variablen Kontinuum verursacht. In Tabelle 4.4 sind alle emissionsdominierten Linien aufgelistet. Neben P Cygni Profilen werden auch einige reine Emissionslinien beobachtet (Abbildung 4.2 unten). Diese Linien zeigen ein symmetrisches Profil, und unter der Annahme eines sphärisch symmetrischen Windes kann gefolgert werden, dass sie alle Geschwindigkeiten im Wind sowohl rot- als auch blauverschoben zentriert um

Tabelle 4.2: Alle identifizierten, rein photosphärischen Linien (ohne Anzeichen von Emission).

Element (Multiplett)	Wellenlänge(n) [Å]	
He I	(5)	3964
	(16)	4121
	(20)	3867
	(47)	5048
	(50)	4438
	(52)	4169
	(53)	4144
	(55)	4009
	(58)	3927
	(60)	3872
	(63)	3806
	(S4)	8777, 9063
	(S6/7)	8733
(?)	8583	
C II	(6)	4267
N II	(2)	6380
	(3)	5667, 5676, 5680, 5686, 5711
	(4)	5011, 5045
	(5)	4601, 4607, 4614, 4621, 4631, 4643
	(6)	3956
	(8)	6482
	(12)	3995
	(15)	4447
	(19)	5001, 5005
	(20)	4803
	(28)	5932, 5942
	(29)	5496
	(39)	4035, 4041
	(47)	4242
(48)	4242, 4237	
O II	(1)	4639, 4642, 4649, 4651, 4676
	(2)	4317, 4319, 4349, 4367
	(5)	4415, 4417
	(6)	3983
	(10)	4070, 4072, 4076, 4079
	(15)	4591, 4596
	(19)	4153
(25)	4705	
Ne I	(1)	6143, 6334, 6402
	(3)	6507
Al III	(2)	5696, 5723
Si III	(2)	4553, 4568, 4575
	(4)	5740
Si IV	(1)	4089, 4116
S II	(6)	5433, 5454, 5474, 5510, 5565
	(7)	5032
	(11)	5606, 5640, 5660
	(14)	5640, 5647
	(19)	6306
S III	(4)	4254, 4362

Tabelle 4.3: Alle identifizierten Linien, die sowohl photosphärische Variation also auch Windemission aufweisen.

Element (Multiplett)	Wellenlänge(n) [Å]	
He I	(4)	5016
	(10)	7065, 7066
	(11)	5876
	(12)	4713
	(14)	4471
	(18)	4026
	(22)	3820
	(45)	7281
	(46)	6678
	(48)	4922
(51)	4388	
C II	(4)	3919, 3921
Mg II	(4)	4481
Ca II	(1)	3934
Fe III	(4)	4396, 4420, 4431
	(5)	5074, 5087, 5127, 5156

die Systemgeschwindigkeit repräsentieren. Anhand dieser Linien kann daher eine erste Bestimmung der Systemgeschwindigkeit vorgenommen werden. Dazu werden die Linienzentren der einzelnen Emissionslinien vermessen. Folgende Geschwindigkeiten wurden gemessen:

Linie	$v_{sys}$ [km s <sup>-1</sup> ]
Si II 5979	257
5958	254
5056	255
[N II] 5755	244
[Ti II] 6125	255

Als Mittelwert der Messungen ergibt sich damit eine Systemgeschwindigkeit von  $v_{sys} = 253 \pm 5$  km s<sup>-1</sup>. Radialgeschwindigkeiten dieser Größenordnung sind typisch für Objekte, die der GMW angehören.

#### 4.2.4 Linien mit Absorptionskomponente zur Bedeckung

Bis auf die emissionsdominierten Linien vom Typ E und V (Ausnahme O I  $\lambda\lambda$  8446, 8447), haben alle Linien die Anzeichen für den Sternwind zeigen, mehr oder weniger ausgeprägte zusätzliche Absorptionskomponenten zur Bedeckung. Diese sieht man schon deutlich in Abbildung 4.5. Die Linie des einfach ionisierten Eisens bei 5169 Å ist exemplarisch für diese Gruppe in Abbildung 4.7 dargestellt. Man erkennt einerseits ein ausgeprägtes P Cygni Profil, andererseits die breite Absorptionskomponente, die zur Phase 0 schlagartig auftaucht und dann allmählich schwächer und schmaler wird. Einige Linien zeigen nur diese

Tabelle 4.4: Alle identifizierten, emissionsdominierten Linien. Es sind sowohl Linien mit P Cygni Profil (P), als auch reine Emissionslinien (E) und verbotene Emissionslinien (V) aufgeführt.

Element (Multiplett)		Wellenlänge(n) [Å]	Typ	
H I	(1)	3970, 4102, 4340, 4861, 6563	P	
	(2)	3750, 3771, 3798, 3835, 3889	P	
	(3)	3697, 3704, 3712, 3722, 3734	P	
	(9)	8598, 8665, 8750, 8863, 9015	P	
	(10)	8413, 8438, 8467, 8502, 8545	P	
	(11)	8346, 8359, 8374, 8392, 8334	P	
	(12)	8299, 8306, 8314, 8323	P	
	O I	(1)	7772, 7774, 7775	P
		(4)	8446, 8447	E
	Mg II	(8)	7877, 7896	E
	Al II	(3)	7042	E
	Si II	(1)	3856, 3863	P
(2)		6347, 6371	P	
(3)		4128, 4131	P	
(4)		5958, 5979	E	
(5)		5041, 5056	E	
Fe II	(27)	4233	P	
	(38)	4549, 4584	P	
	(42)	4924, 5018, 5169	P	
	(49)	5197, 5276, 5317	P	
[N II]	(3)	5755	V	
[Ti II]	(17)	7004	V	
	(22)	6125	V	

Absorption und sind ansonsten nicht nachweisbar. Diese sind in Tabelle 4.5 aufgelistet. Eine genauere Untersuchung dieser Absorptionen wird in Kapitel 5.3 vorgenommen.

Tabelle 4.5: Alle identifizierten Linien, die zur Bedeckung eine zusätzliche Absorptionskomponente zeigen. Aufgeführt sind nur Linien, die in den Tabellen 4.3 und 4.4 nicht gelistet sind.

Element (Multiplett)		Wellenlänge(n) [Å]
Na I	(1)	5890, 5896
Ti II	(19)	4395, 4444
	(41)	4300, 4302
Cr II	(30)	4848, 4876
	(44)	4559, 4588
Fe II	(27)	4173, 4273, 4303, 4385
	(28)	4179, 4297
	(37)	4629
	(74)	6248, 6456

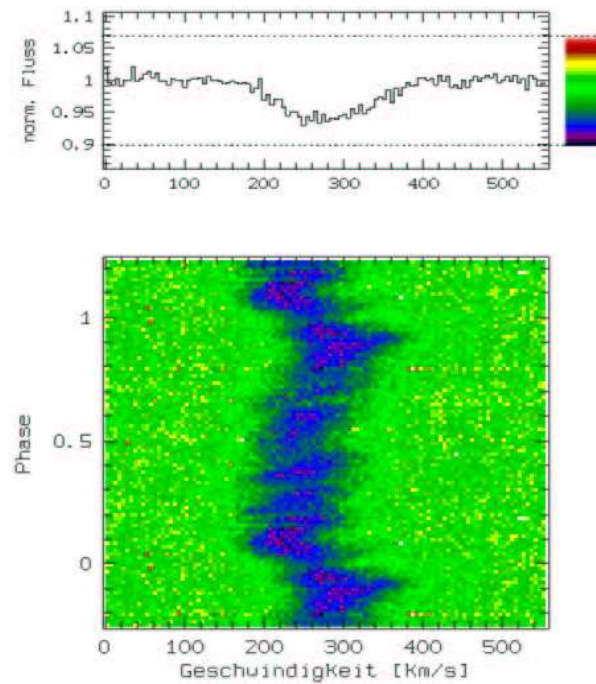


Abbildung 4.4: Die Si III Linie bei  $4568 \text{ \AA}$  als Beispiel für eine photosphärische Linie. Dargestellt sind 1.5 Zyklen. Phase 0 ist der Zeitpunkt der Bedeckung des Hypergiganten.

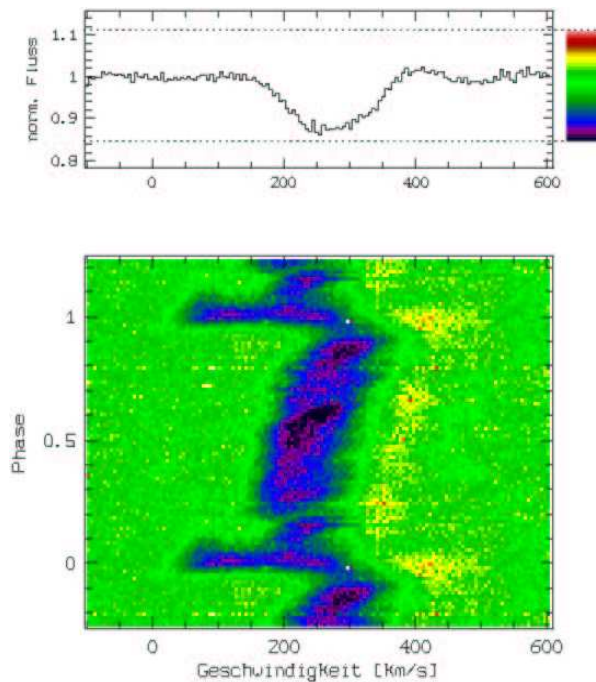


Abbildung 4.5: Die Mg II Linie bei  $4481 \text{ \AA}$  als Beispiel für eine Linie mit Wind- und photosphärischem Anteil.

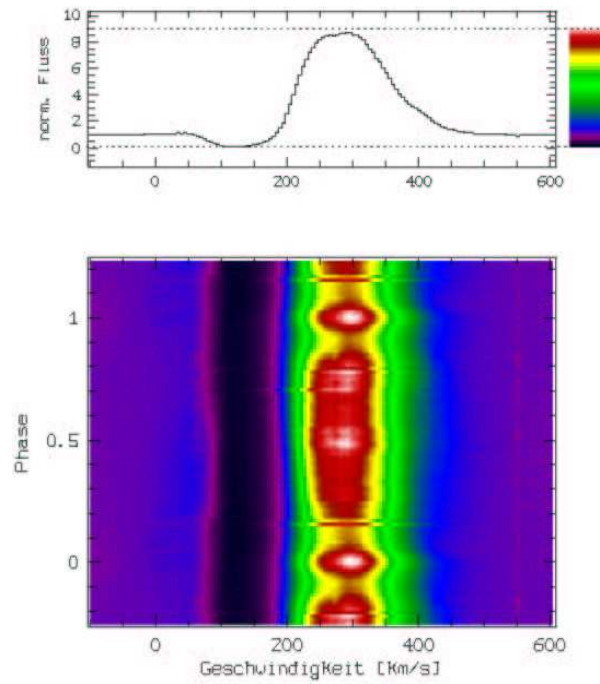


Abbildung 4.6: Die H $\alpha$ -Linie als Beispiel für eine emissionsdominierte Linie. Die Variationen in der Emission sind auf die Normierung relativ zum variablen Kontinuum zurückzuführen.

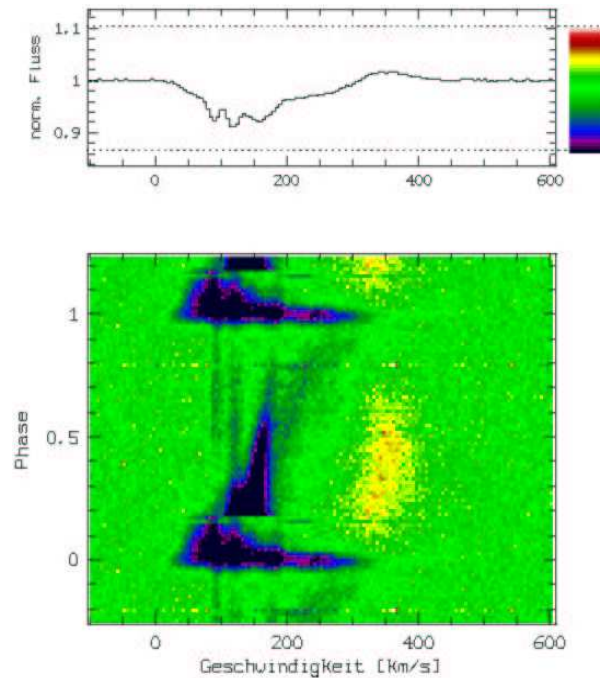


Abbildung 4.7: Die Fe II Linie bei 5169 Å als Beispiel für ein Linie mit Absorptionskomponente zur Bedeckung. Zusätzlich sind auch die zwei schmalen, in Kapitel 4.1 erwähnten Absorptionen zu erkennen.





# Kapitel 5

## Systemeigenschaften

### 5.1 Bahnbestimmung

Anhand der Vielzahl der photosphärischen Linien ist es möglich, eine Bahnbestimmung für den Hypergiganten durchzuführen. Dazu wurden bei allen geeigneten Linien die Linienzentren vermessen. Zur Bahnbestimmung herangezogen wurden nur ausreichend starke und ungeblendete Linien. Im Einzelnen sind dies He I  $\lambda\lambda$  3927, 4009, 4121, 4144, C II  $\lambda$  4267, N II  $\lambda\lambda$  3995, 4601, 4607, 5667, 5680, Al III  $\lambda$  5696 und Si III  $\lambda\lambda$  4553, 4568, 4575, 5740. Abbildung 5.1 zeigt die aus den 15 genannten Linien gemittelte Radialgeschwindigkeitskurve.

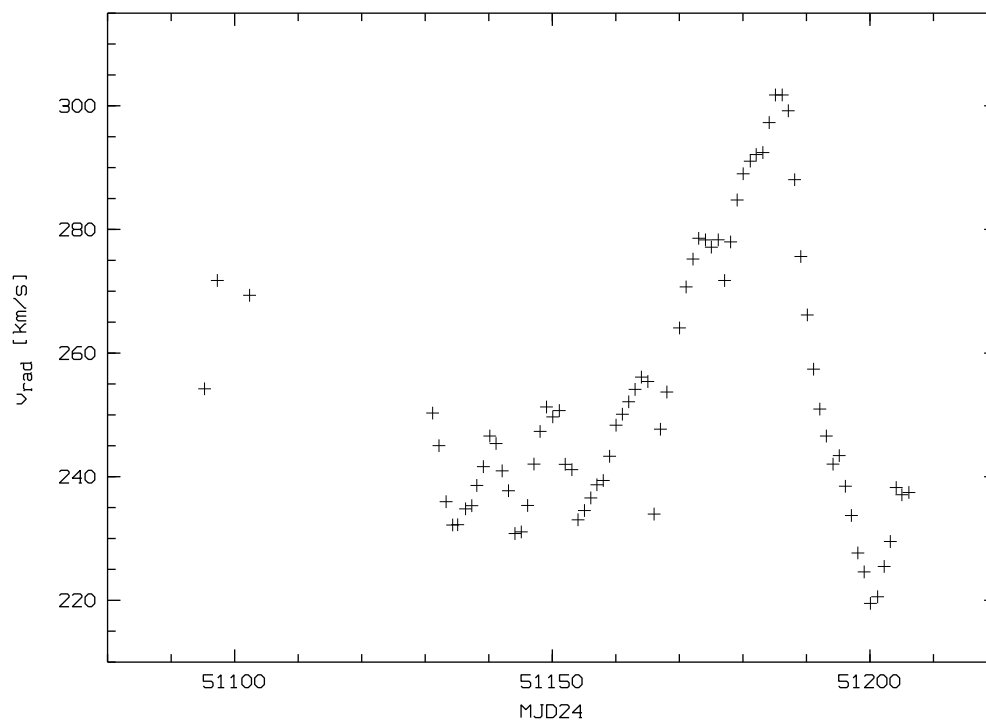


Abbildung 5.1: Aus Messwerten von 15 Linien gemittelte Radialgeschwindigkeiten. Neben der Bahnbewegung ist eine überlagerte Variation zu erkennen.

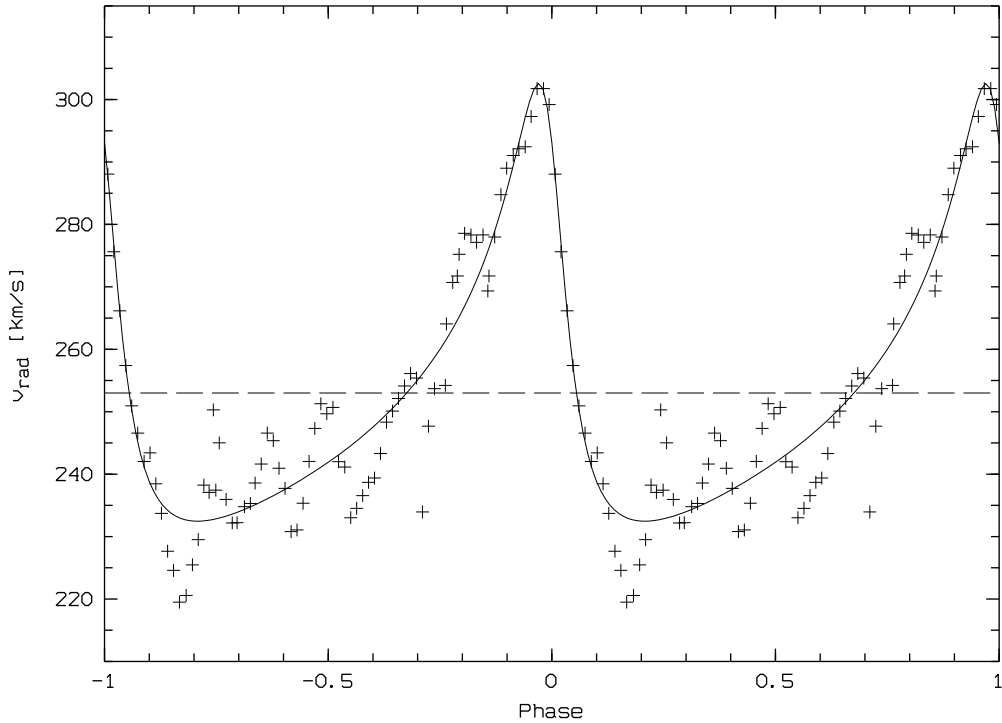


Abbildung 5.2: Ergebnis der Bahnbestimmung mit `veloc`. Kreuze kennzeichnen die Messwerte. Die durchgezogene Linie ist der Fit mit den im Text angeführten Parametern. Die gestrichelte Linie markiert die Systemgeschwindigkeit. Phase 0 entspricht dem Zeitpunkt des Periastrondurchgangs.

Neben der Variation aufgrund der Bahnbewegung mit einer Amplitude von etwa  $30 \text{ km s}^{-1}$  fällt eine dieser Bewegung überlagerte Variation auf. Mit einer Zeitskala von größenordnungsmäßig 10 Tagen und einer Amplitude von  $5 - 10 \text{ km s}^{-1}$  repräsentiert sie die schon in Kapitel 4.2.1 erwähnten Linienprofilvariationen.

Für alle 15 Linien wurde dann anhand der gemessenen Radialgeschwindigkeiten eine Bahnbestimmung mit dem Programm `veloc` von W. Schmutz durchgeführt. In diesem Programm werden alle freien Parameter so lange variiert, bis der beste Fit gefunden ist. Die aus der Lichtkurve bekannte Bahnperiode von 74.566 Tagen wurde dabei festgehalten. Tabelle 5.1 fasst die Ergebnisse zusammen. Dabei stehen  $v_{sys}$  für die Systemgeschwindigkeit,  $e$  für die Exzentrizität der Bahn,  $K_1$  für die halbe Radialgeschwindigkeitsamplitude,  $T_0$  für den Zeitpunkt des Periastron und  $\omega_1$  für die Periastronlänge. Die angegebenen Fehler der Mittelwerte sind nur die statistischen Ungenauigkeiten. Der unsicherste Wert ist hier die Periastronlänge.

Neben diesen Einzelanalysen wurde auch eine Bahnbestimmung an der gemittelten Radialgeschwindigkeitskurve vorgenommen, dabei ergaben sich natürlich sehr ähnliche Parameter. Diese sind folgend mit den statistischen Fehlern der Einzelergebnisse aufgeführt und werden für alle weiteren Berechnungen benutzt.

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Bahnbestimmung mit dem Programm *veloc*.

	$v_{sys}/[\text{km s}^{-1}]$	$e$	$K_1/[\text{km s}^{-1}]$	$T_0 - 240000.5$	$\omega_1/[^{\circ}]$
He I $\lambda$ 3927	251.67	0.5348	38.34	51187.7853	40.41
4009	252.44	0.5286	36.41	51188.6821	49.44
4121	230.00	0.5547	39.08	51187.7325	45.70
4144	252.42	0.6223	37.17	51188.5655	51.38
He I Mittel	$246.6 \pm 11.1$	$0.560 \pm 0.043$	$37.8 \pm 1.2$	$5118.19 \pm 0.50$	$46.7 \pm 4.8$
N II $\lambda$ 3995	256.38	0.5462	34.11	51188.1141	51.02
4601	256.43	0.5790	36.21	51187.2029	45.22
4607	258.55	0.5949	35.55	51188.2599	52.59
5667	252.69	0.5955	35.57	51188.1147	44.16
5680	252.97	0.5703	36.22	51188.0120	45.29
N II Mittel	$255.4 \pm 2.5$	$0.577 \pm 0.020$	$35.53 \pm 0.86$	$51187.94 \pm 0.42$	$47.7 \pm 3.9$
C II 4267	247.18	0.5560	36.40	51186.7409	44.06
Al III 5696	261.42	0.5747	36.80	51187.6006	41.70
Si III $\lambda$ 4553	258.09	0.5246	28.45	51185.9831	26.13
4568	255.61	0.5205	32.16	51187.5982	39.93
4575	253.17	0.5999	34.29	51187.9303	53.79
5740	260.23	0.5752	30.85	51187.9066	48.14
Si III Mittel	$256.8 \pm 3.1$	$0.555 \pm 0.039$	$31.4 \pm 2.4$	$51187.35 \pm 0.93$	$42.0 \pm 12.0$
<b>Mittel</b>	$253.3 \pm 7.4$	$0.565 \pm 0.031$	$35.2 \pm 2.8$	$51187.75 \pm 0.69$	$45.3 \pm 6.8$

$$\begin{aligned}
 v_{sys} &= 253.0 \pm 7.4 \text{ km s}^{-1} \\
 e &= 0.569 \pm 0.031 & K_1 &= 35.1 \pm 2.8 \text{ km s}^{-1} \\
 T_0 &= 2451188.09 \pm 0.69 & \omega_1 &= 43.1 \pm 6.8^{\circ}
 \end{aligned}$$

Die so bestimmte Systemgeschwindigkeit ist in guter Übereinstimmung mit der in Kapitel 4.2.3 anhand der reinen Emissionslinien ermittelten. Abbildung 5.2 zeigt die berechnete Bahn zusammen mit den Mittelwerten der Radialgeschwindigkeitsmessungen.

Abbildung 5.2 hat zudem einige Aussagekraft bezüglich der Genauigkeit der

Bahnbestimmung. Die angesprochenen überlagerten Variationen haben scheinbare Maxima genau zu Zeitpunkten auf die auch die Maxima der Bahnbewegung fallen. Die Bestimmung der Exzentrizität und des Periastrondurchgangs ist aber gerade besonders empfindlich in Bezug auf diese Punkte. Um die Genauigkeit der Bahnparameter weiter verbessern zu können, ist eine weitere Analyse dieser Variationen unerlässlich. Das nächste Kapitel befasst sich daher mit ihrer Untersuchung.

## 5.2 Linienprofilvariationen - Pulsation

Schon beim ersten Blick auf die dynamischen Spektren der photosphärischen Linien (Abbildung 4.4) fallen die als streifenförmige Muster zu sehenden Linienprofilvariationen auf. Auch in der Radialgeschwindigkeitskurve (Abbildung 5.1) springt diese Variationen deutlich als anscheinend sinusförmige Bewegung ins Auge. Subtrahiert man nun die anhand der Bahnparameter berechneten Radialgeschwindigkeiten von den gemessenen, so erhält man Geschwindigkeitsresiduen, an denen man eine Periodenanalyse durchführen kann. Als Ergebnis erhält man eine Periode von

$$P_{\text{lpv,rad}} = 10.78 \pm 0.12 \text{ Tagen.}$$

Desweiteren ergibt ein Sinusfit eine Amplitude der Variationen von

$$K_{\text{lpv,rad}} = 5.33 \pm 0.89 \text{ km s}^{-1}.$$

Abbildung 5.3 zeigt die mit dieser Periode gefalteten Geschwindigkeitsresiduen.

Zusammen mit der Bahnbewegung ergibt sich damit die in Abbildung 5.4 dargestellte Repräsentation der Daten. Es zeigt sich, dass Maxima und Minima der Radialgeschwindigkeiten und der gefitteten Kurve nicht immer exakt zusammenfallen. Auch die Amplitude der Variation aufgrund der LPV wird nicht zufriedenstellend gefittet. Vielmehr scheint diese Amplitude auch zu variieren. Qualitativ ist der beobachtete Verlauf jedoch gut wiedergegeben. Zusätzlich zu den Messwerten aus dieser Arbeit wurden auch die von Wolf et al. (1981) veröffentlichten Radialgeschwindigkeitsmessungen mit in die Abbildung eingetragen. Die gute Übereinstimmung dieser aus den Jahren 1971 bis 1974 stammenden Daten mit den neueren Messungen unterstreicht noch einmal die Güte der Bahnperiode.

Zur Veranschaulichung der Güte der so gefitteten Bahn sind in Abbildung 5.5 die nach Subtraktion dieses Fits erhaltenen Residuen dargestellt. Auch wenn der Mittelwert hier nur  $-4 \cdot 10^{-5} \text{ km s}^{-1}$  beträgt, ist die Streuung der Werte doch recht hoch. Daher wurde eine weitere Verbesserung der Anpassung sowohl der Bahn- als auch der LPV-Parameter durch eine iterative Methode angestrebt.

Zunächst wurde der Sinusfit aus der LPV von den Messwerten subtrahiert und an diesen korrigierten Radialgeschwindigkeiten eine erneute Bahnbestimmung

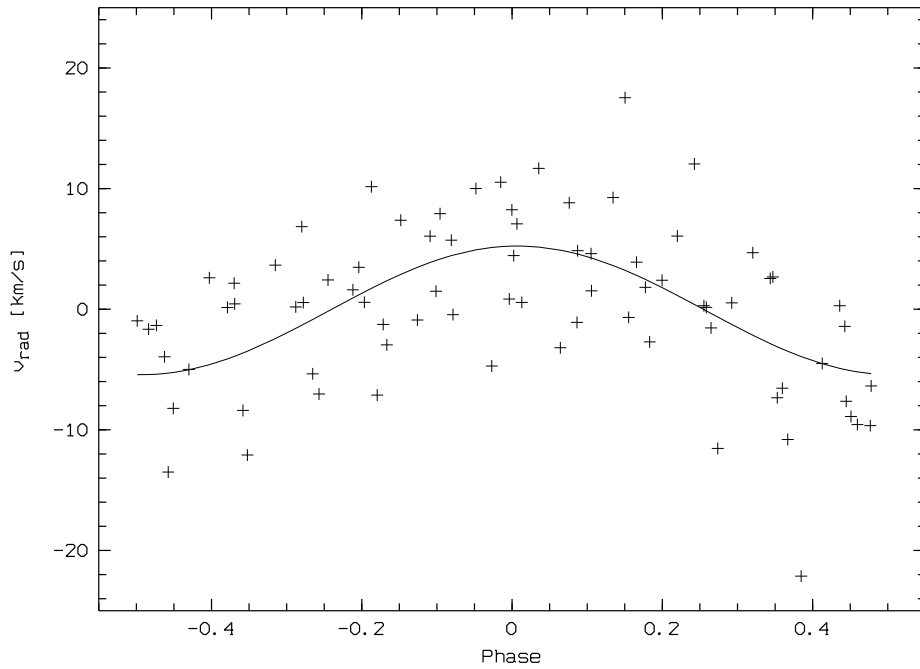


Abbildung 5.3: Gemessene Radialgeschwindigkeiten nach Subtraktion der Bahnbewegung, gefaltet mit der Periode von  $P_{\text{lpv,rad}} = 10.78 \pm 0.12$  Tagen. Kreuzes kennzeichnen die Messungen, die durchgezogene Linie repräsentiert den Sinusfit an die Daten.

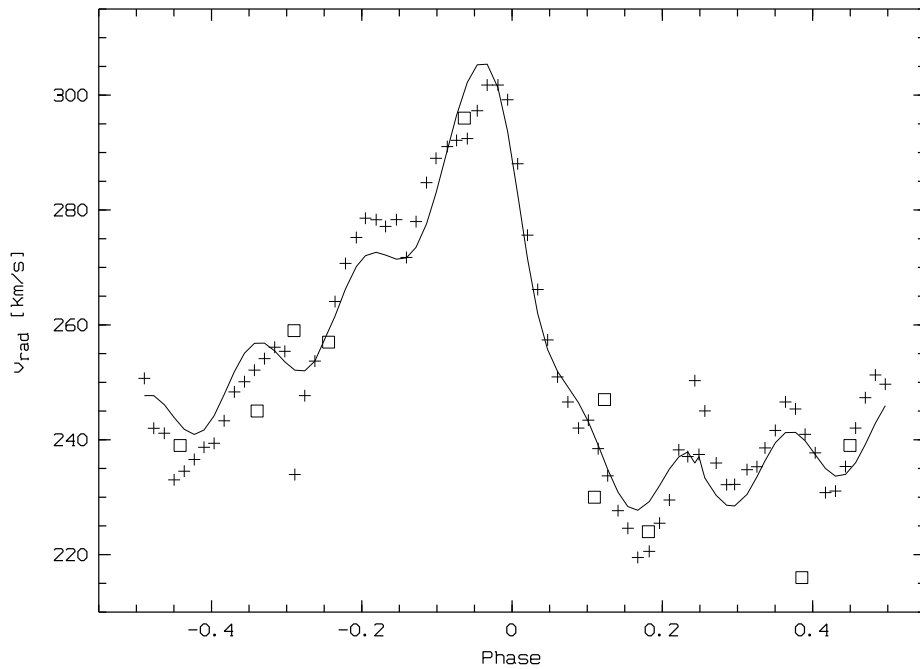


Abbildung 5.4: Gemessene Radialgeschwindigkeiten (+) und die Summe aus Bahn- und LPV-Fit (durchgezogene Linie). Zusätzlich sind hier auch die von Wolf et al. (1981) gemessenen Radialgeschwindigkeiten dargestellt (□).

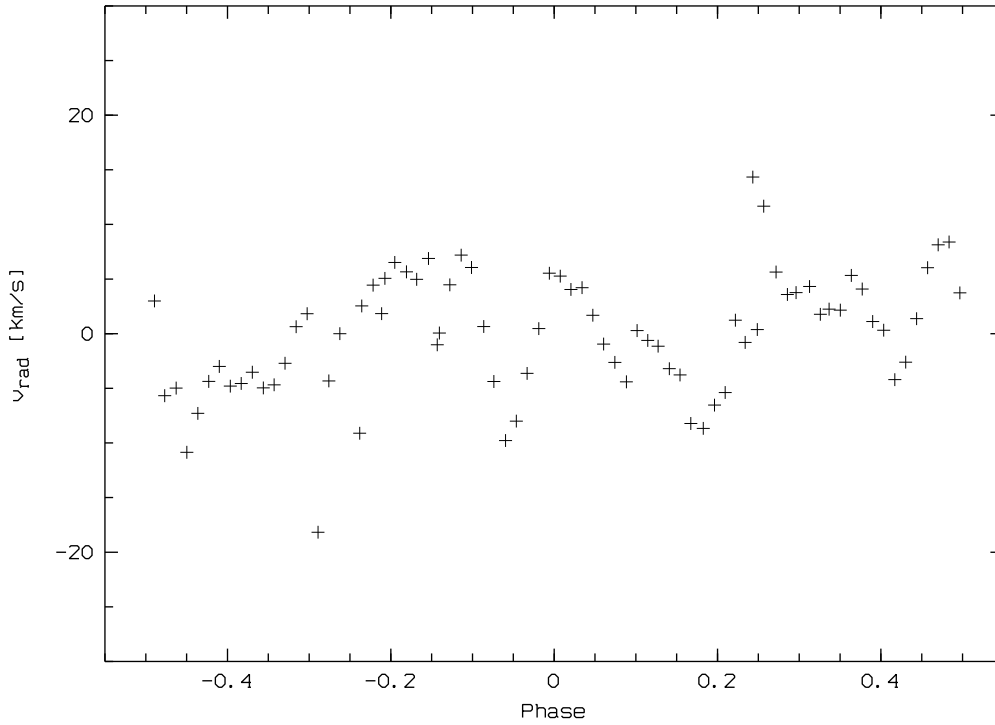


Abbildung 5.5: Residuen der Radialgeschwindigkeiten nach Subtraktion der Summe aus Bahn- und LPV-Fit.

mit `veloc` durchgeführt. An den Residuen dieser Bahnanpassung wurde dann erneut eine Periodenanalyse mit anschließendem Sinusfit durchgeführt, mit dessen Hilfe erneut die Originalmesswerte korrigiert wurden. Jedoch ergaben sich auch nach mehrmaligem Wiederholen dieser Prozedur keinerlei signifikante Verbesserungen der Größen.

Als weiterer Parameter kann die Äquivalentbreite  $W_\lambda$  der Linien auf Variationen hin untersucht werden. Dazu wurde sie bei den Linien N II  $\lambda\lambda$  3995, 4631, 5667 und Si III  $\lambda\lambda$  4553, 5740 gemessen und eine Periodenanalyse an den Datensätzen durchgeführt. Bei allen Linien wurde eine Periode in guter Übereinstimmung mit  $P_{\text{lpv,rad}} = 10.93$  Tagen gefunden. Zur Verbesserung der Genauigkeit wurden auch hier die Äquivalentbreiten der fünf einzelnen Linien gemittelt. Die Analyse dieses Datensatzes ergab eine Periode von

$$P_{\text{lpv},W_\lambda} = 11.05 \pm 0.07 \text{ Tagen.}$$

Abbildung 5.6 zeigt die mittleren Äquivalentbreiten gefaltet mit der gefundenen Periode. Der Sinusfit an die Daten ergibt eine Amplitude der Variation von

$$K_{\text{lpv},W_\lambda} = 20.2 \pm 3.0 \text{ m}\text{\AA},$$

entsprechend etwa 11%. Im Gegensatz zu den Radialgeschwindigkeiten haben die Absolutwerte hier nur relative Aussagekraft, da die Angabe einer Äquivalentbreite nur für eine einzelne Linie und nicht für einen Mittelwert aus mehreren Linien sinnvoll ist. Die relative periodische Variation der Äquivalentbreiten beträgt bei den einzelnen Linien zwischen 8% und 16%.

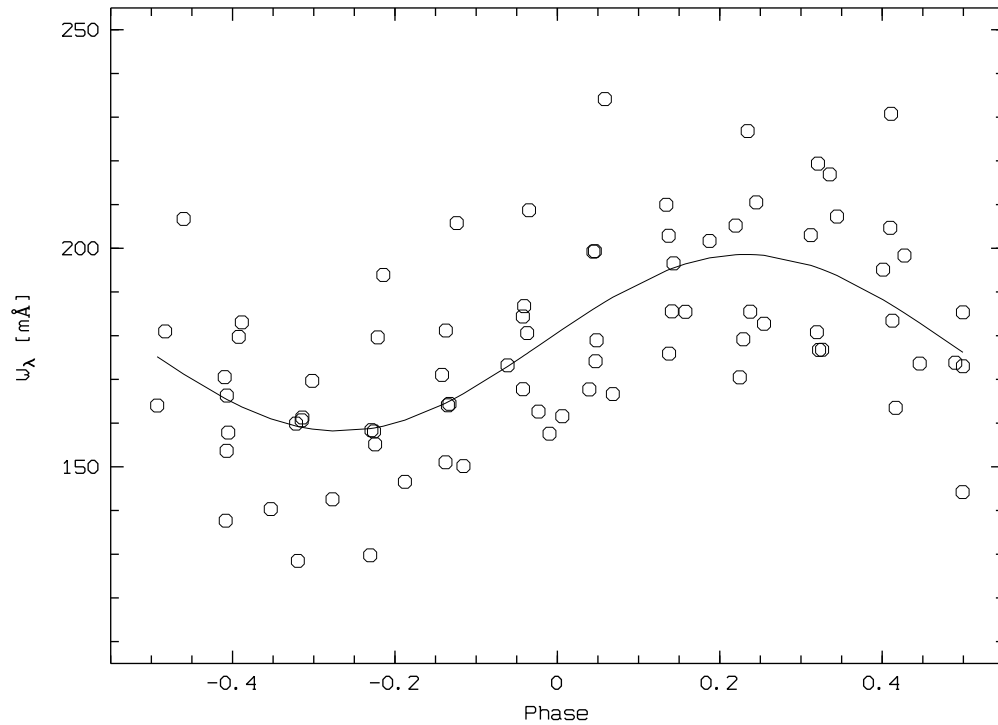


Abbildung 5.6: Mittelwerte der Äquivalentbreiten ( $\circ$ ) gefaltet mit der Periode  $P_{\text{I}pv, W_\lambda} = 11.05 \pm 0.07$  Tage. Die durchgezogene Linie repräsentiert den Sinusfit mit  $K_{\text{I}pv, W_\lambda} = 20.2 \pm 3.0$  mÅ.

Für die weiteren Berechnungen und Analysen wird das mit den Fehlern gewichtete Mittel aus  $P_{\text{I}pv, W_\lambda}$  und  $P_{\text{I}pv, \text{rad}}$

$$P_{\text{I}pv} = 10.98 \pm 0.08 \text{ Tage}$$

benutzt. Neben den eindimensionalen Analysen der Radialgeschwindigkeiten und der Äquivalentbreiten kann anhand der spektralen Zeitserien auch eine zweidimensionale Periodenanalyse durchgeführt werden. Eine eindimensionale Analyse der Radialgeschwindigkeiten und der Äquivalentbreite hat zwar den Vorteil, dass die gesamte in der Linie enthaltene Doppler- und Phaseninformation in einem Datenpunkt komprimiert ist und daher ein optimales Signal-zu-Rausch Verhältnis bietet. Andererseits erhält man durch eine Analyse des gesamten Linienprofils jedoch wertvolle Informationen über die Art der Variation, welche die gefundene Periodizität weiter untermauern können. Dazu wurden zunächst alle Spektren auf die Bahnbewegung korrigiert. Nach der Subtraktion des mittleren Spektrums heben sich die Variationen deutlich hervor. Abbildung 5.7 zeigt die so behandelte NII Linie bei 3995 Å.

An vier der so aufbereiteten photosphärischen Linien wurde dann eine zweidimensionale Periodenanalyse durchgeführt. Dabei werden die untersuchten Linien in Geschwindigkeitsbins von  $5 \text{ km s}^{-1}$  Größe unterteilt. Auf diesen Bins wird dann an der gesamten Zeitserie eine Fourieranalyse durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung dieser Technik und der Programme ist in Kaufer (1996)

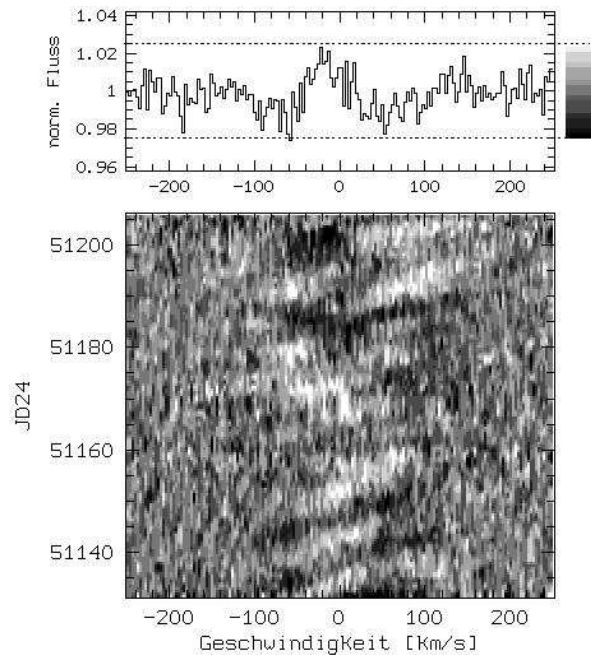


Abbildung 5.7: Die Linie  $N\text{ II } \lambda 3995$  nach der Bahnkorrektur und Subtraktion des mittleren Spektrums. Deutlich sind die LPV zu erkennen.

zu finden. In Abbildung 5.8 sind die Ergebnisse für die vier so untersuchten Linien dargestellt. Zuerst ist jeweils das dynamische Spektrum der Residuen nach Bahnkorrektur und Subtraktion des mittleren Spektrums gefaltet mit der Periode von 10.98 Tagen gezeigt. Darunter folgen das Periodogramm mit der dazugehörigen Stärkeverteilung sowie der Phasenbeziehung. Phase 0 bezieht sich in diesem Fall willkürlich auf das mittlere Datum des Datensatzes. Alle Linien zeigen ein relativ deutliches Muster mit abwechselnd hellen und dunklen, schräg laufenden Streifen. Diese entsprechen mehreren Emissions- und Absorptionskomponenten (relativ zum mittleren Linienprofil). Als mögliche Ursachen solcher Variationen kommen zum einen Flecken auf der Sternoberfläche und zum anderen Pulsationen, oder nichtradiale Pulsationen (NRP) des Sterns in Frage. Mit Hilfe der Stärkeverteilung und Phasenbeziehung der Variationen über das Linienprofil lassen sich weitere Einschränkungen machen. Die Stärkeverteilung zeigt bei allen Linien andeutungsweise zwei Maxima. Außerdem lässt sich eine feste Phasenbeziehung über den Verlauf des Linienprofils feststellen. Das bedeutet, dass es sich hier nicht um eine chaotische oder unregelmäßige, sondern um eine Variation globaler Ordnung handelt. Zur Erhöhung des Signal-zu-Rausch Verhältnisses wurde aus den Residuen der vier einzelnen Linien für die gesamte Zeitserie jeweils ein mittleres Residuum berechnet. Auch auf diesen Mittelwerten wurde die zweidimensionale Analyse durchgeführt. In Abbildung 5.9 sind nun die angesprochenen Muster deutlich zu sehen:

- Zu jedem Zeitpunkt sind 2 bis 3 Emissions- oder Absorptionskomponenten zu beobachten



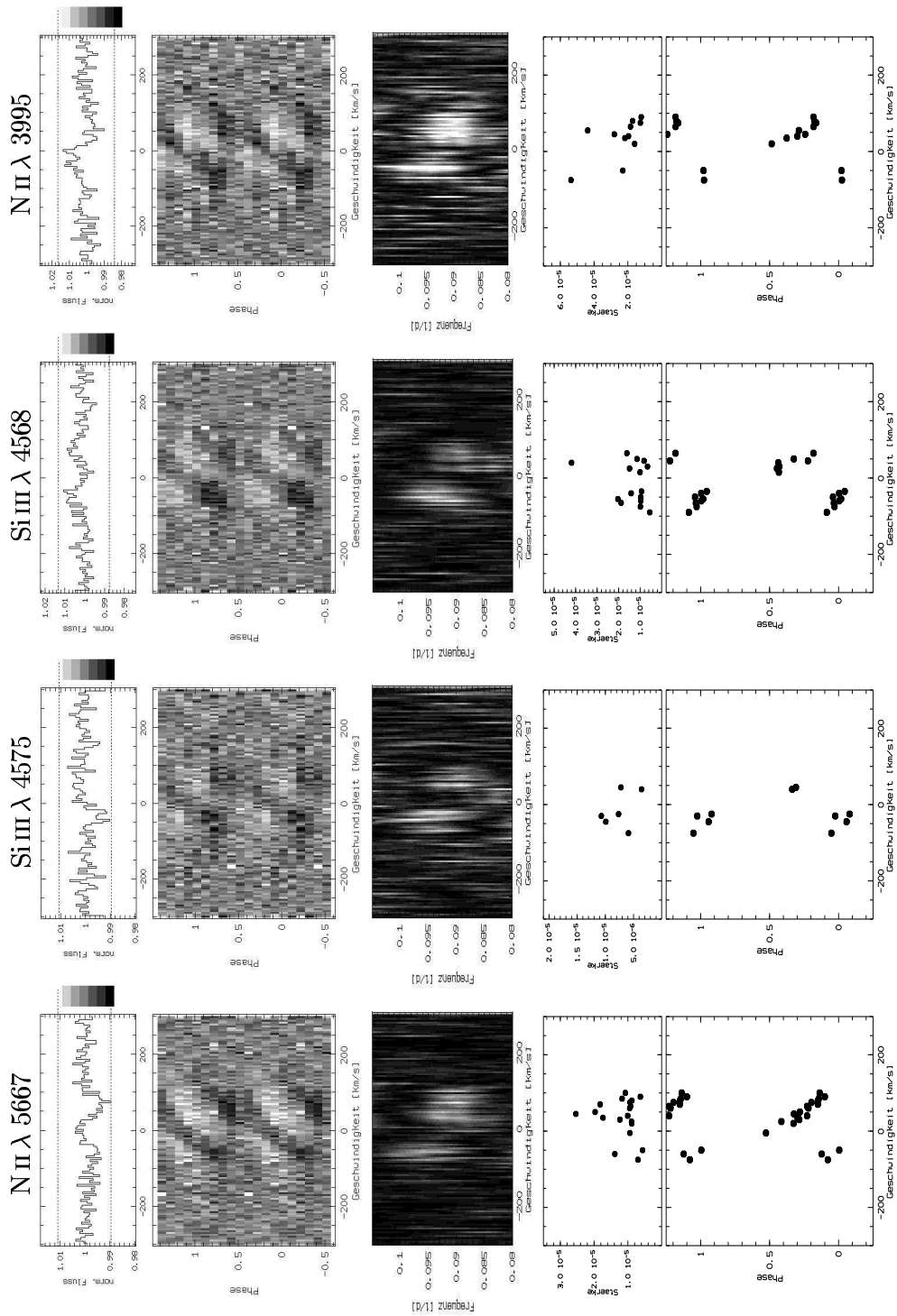


Abbildung 5.8: Ergebnisse der zweidimensionalen Periodenanalyse. Dargestellt sind für die Linien N II  $\lambda\lambda$  3995, 5667 und Si III  $\lambda\lambda$  4568, 4575 jeweils von oben nach unten die Linienresiduen gefaltet mit der Periode von 10.98 Tagen, das zweidimensionale Periodogramm, sowie die Stärkeverteilung und die Phasenbeziehung der Variationen.

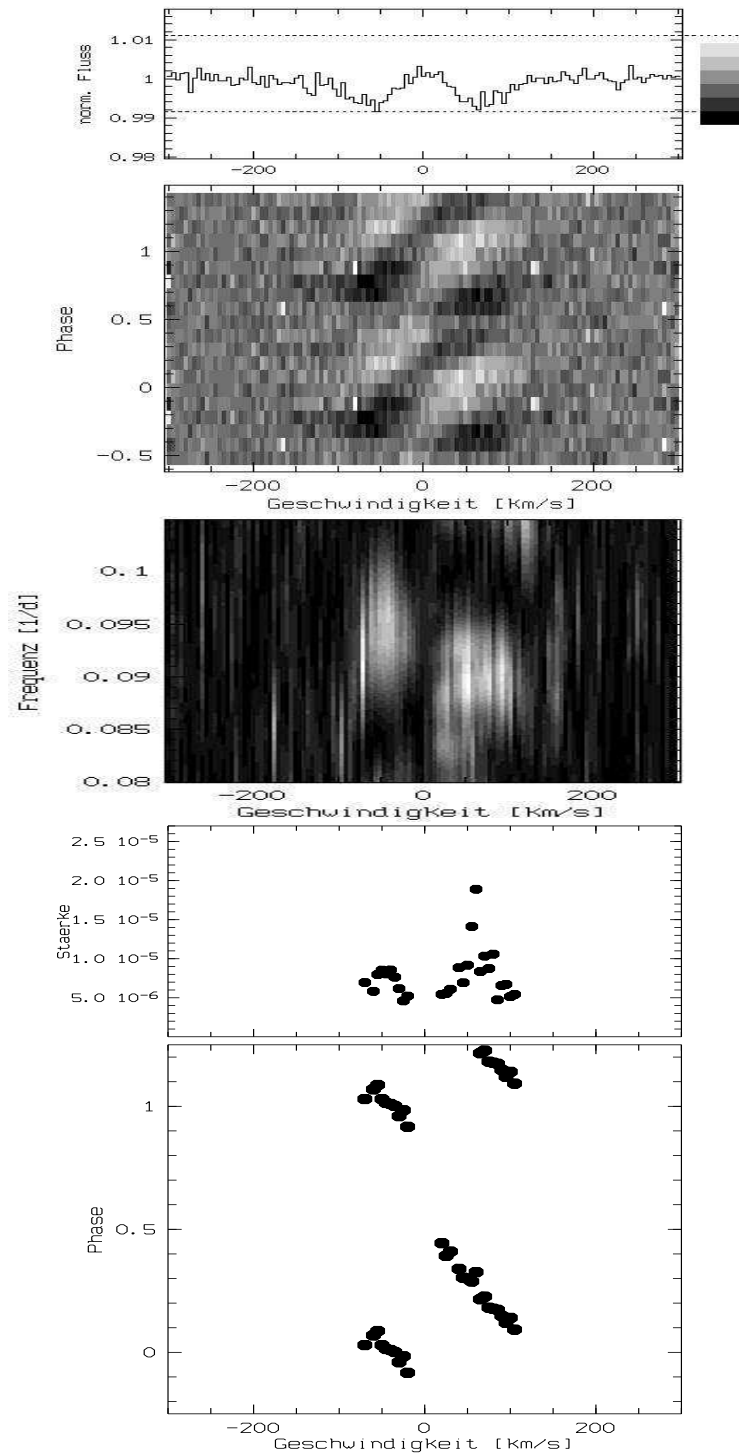


Abbildung 5.9: Ergebnis der zweidimensionalen Periodenanalyse der gemittelten Linienresiduen. Von oben nach unten sind die Linienresiduen gefaltet mit der Periode von 10.98 Tagen, das zweidimensionale Periodogramm, sowie die Stärkeverteilung und die Phasenbeziehung der Variationen dargestellt.

- Die Stärkeverteilung zeichnet sich als Doppelspitzenprofil mit Maxima bei etwa  $-50$  bzw.  $+50 \text{ km s}^{-1}$  ab
- Im Intervall von etwa  $-20$  bis  $+20 \text{ km s}^{-1}$  ist die Variation bislang nicht signifikant nachweisbar
- Es besteht eine feste Phasenbeziehung zwischen den Variationen der einzelnen Geschwindigkeitsintervalle mit einer Phasendifferenz von etwa  $2\pi$  über die Linienbreite

Diese Beobachtungen deuten stark auf die angesprochenen nichtradialen Pulsationen als Ursache der Variationen hin. Die detektierten Muster und Verläufe ähneln denen anderer nichtradial pulsierender Sterne wie zum Beispiel  $\mu$  Cen (Rivinius 1998) oder 28 Cyg (Tubbesing 1998). Das Doppelspitzenprofil in der Stärke mit einem Minimum im Linienzentrum deutet im Falle einer Pulsation auf hohe horizontale Geschwindigkeiten hin. In Kombination mit der langen Pulsationsperiode von 10.98 Tagen spricht dies für g-Moden als Triebfeder der Pulsation. Diese Moden werden gravitativ kontrolliert. Weiterhin deutet die gleichzeitige Anwesenheit von maximal 3 Komponenten im Linienprofil auf eine Ordnung der Pulsation  $l \approx 2$  hin. Die Variation in  $W_\lambda$  ist ein Hinweis darauf, dass Temperatur- und  $\log g$ -Variationen eine relativ große Rolle zu spielen scheinen, da Geschwindigkeitsfelder allein an der Äquivalentbreite keine Änderungen hervorrufen, sondern die Äquivalentbreite nur innerhalb des Profils umverteilen. Genauere Aussagen können nur anhand einer detaillierten Modellierung der NRP getroffen werden. Die nötigen Programme stehen zwar an der Landessternwarte zu Verfügung, wie sich aber gezeigt hat, stehen keine Modellatmosphären für den hier nötigen Temperatur/ $\log g$ -Bereich bereit.

### 5.2.1 Pulsation und photometrische Variationen

Die Analyse der Linienprofilvariationen hat gezeigt, dass diese deutlich einer Periode von  $P_{\text{pv}} = 10.98 \pm 0.08$  Tagen folgen, die ihre Ursachen wahrscheinlich in der nichtradialen Pulsation des Hypergiganten haben. Da NRP auch Helligkeitsvariationen zur Folge haben können, wurde untersucht, ob die in Kapitel 3.3 angesprochenen Variationen zwischen den Bedeckungsminima in einem Zusammenhang mit dieser Periodizität stehen. Abbildung 5.10 stellt die simultanen Beobachtungen von Helligkeit und Radialgeschwindigkeit gegenüber.

Fallen die ersten beiden Minima der Radialgeschwindigkeiten noch mit Maxima der Helligkeiten zusammen, so kann man doch insgesamt nicht von einer echten Korrelation der beiden Größen sprechen. Es zeigt sich aber zumindest andeutungsweise der Trend, dass zu jedem Extremum der relativen Helligkeit auch eines der Radialgeschwindigkeiten zu finden ist. Auch hier können weitere Aussagen nur anhand eines Modells der NRP gemacht werden.

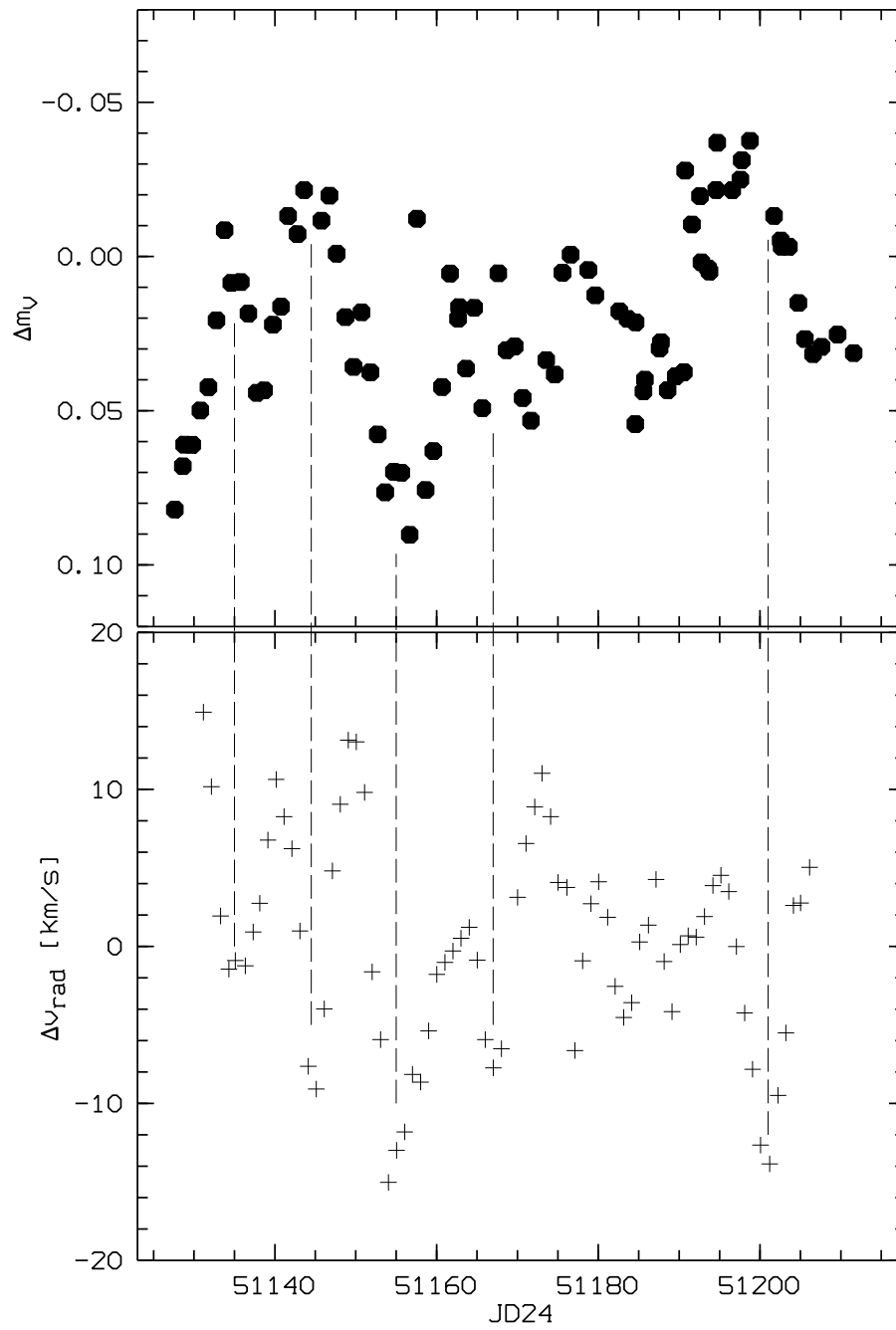


Abbildung 5.10: Gegenüberstellung der simultan beobachteten Radialgeschwindigkeitsvariationen nach Subtraktion der Bahnbewegung (unten) und der Helligkeitsvariationen nach Subtraktion der mittleren Lichtkurve (oben). Gestrichelte Linien kennzeichnen Maxima und Minima im Geschwindigkeitsverlauf.

### 5.3 Absorption zur Bedeckung

Die in Kapitel 4.2.4 angesprochenen zusätzlichen Absorptionen haben ihr Maximum zum Zeitpunkt des photometrischen Hauptminimums, das heißt während der Bedeckung des Hypergiganten. Um diese Variation näher zu beschreiben, wurde von allen Spektren das Spektrum Nummer 2801 (siehe Tabelle 2.1) subtrahiert. Dieses wurde zur Phase 0.927 (in Bezug auf das Hauptminimum) aufgenommen und zeigt keine Anzeichen dieser zusätzlichen Absorptionskomponente. Abbildung 5.11 zeigt das dynamische Spektrum im relevanten Zeitraum. Die zugehörigen Äquivalentbreiten sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Abbildung 5.13 und 5.14 zeigen einzelne Spektren der Serie zur zusätzlichen Veranschaulichung. Etwa 5 Tage vor dem Zeitpunkt des photometrischen Minimums erscheint eine etwa  $370 \text{ km s}^{-1}$  bzw. etwa  $6.5 \text{ \AA}$  breite, stärker werdende Absorption, die im Maximum knapp 20% des Kontinuumflusses absorbiert. Anfangs noch recht symmetrisch zwischen  $-10 \text{ km s}^{-1}$  und  $360 \text{ km s}^{-1}$  wird sie im weiteren zeitlichen Verlauf zunehmend asymmetrisch, schmaler und schwächer, wobei sich ihr Schwerpunkt zum Ende unserer Beobachtungen bei etwa  $80 \text{ km s}^{-1}$  befindet. Im Gegensatz zum relativ abrupten Auftauchen ist die Absorption noch 13 Tage nach ihrem Maximum eindeutig zu identifizieren.

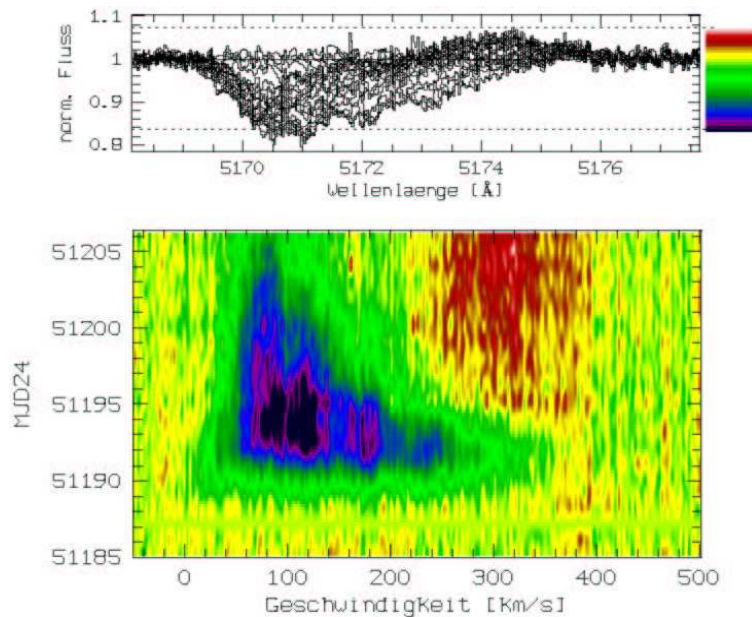


Abbildung 5.11: Dynamisches Spektrum der Fe II Linie bei  $5169 \text{ \AA}$ . Dargestellt sind die Residuen nach Subtraktion des Spektrums kurz vor Auftreten der Absorption, um die Veränderungen hervorzuheben. Zu etwa  $\text{MJD}24=51189$  tritt die Absorption auf, hat ca. bei  $\text{MJD}24=51193$  ihr Maximum und wird dann schwächer.

Einige schwache Linien zeigen nur diese Absorptionskomponente und sonst keine nachweisbare Emission oder Absorption. Sie wurden bereits in Tabelle 4.5 aufgelistet. Abbildung 5.15 zeigt als Beispiel die Linien Fe II  $\lambda 4303$  und Ti II  $\lambda 4102$ . Die Komponente ist am deutlichsten in Fe II und Si II Linien ausgeprägt.

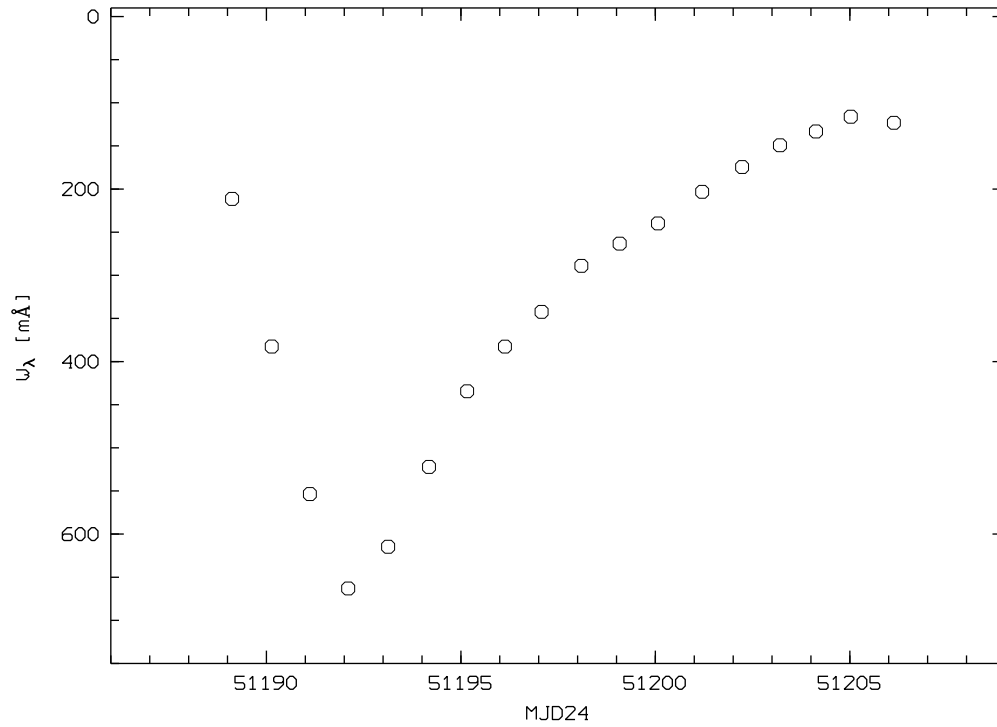


Abbildung 5.12: Zeitliche Entwicklung der Äquivalentbreite der zusätzlichen Absorptionskomponente in der Linie Fe II  $\lambda$  5169.

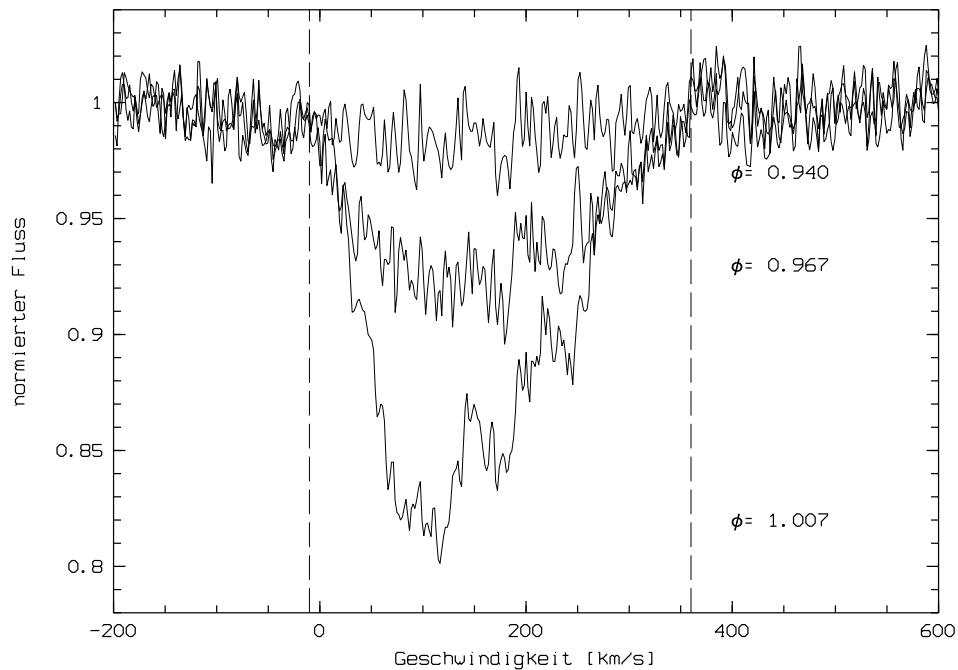


Abbildung 5.13: Die Fe II Linie bei 5169 Å zu drei verschiedenen Zeitpunkten. Die angegebene Phase bezieht sich auf den Zeitpunkt des Hauptminimums. Die gestrichelten Linien markieren die Grenzen der Absorptionskomponente bei  $-10 \text{ km s}^{-1}$  und  $360 \text{ km s}^{-1}$ .

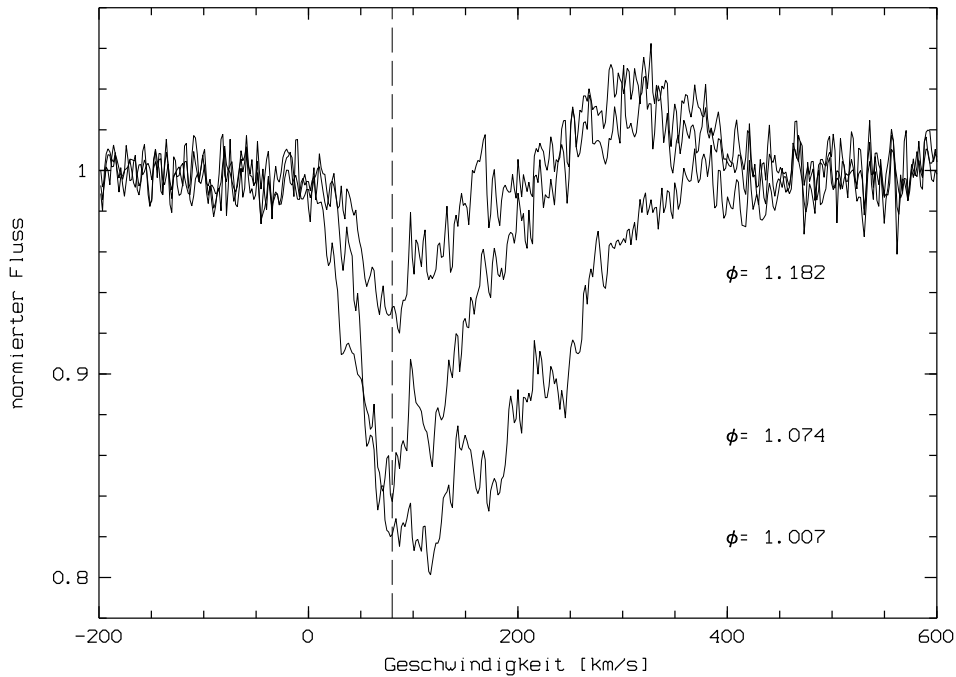


Abbildung 5.14: Wie Abbildung 5.13. Die gestrichelte Linie markiert nun den Schwerpunkt der Absorptionskomponente während unserer letzten Beobachtung bei  $80 \text{ km s}^{-1}$ .

Die stärksten Fe III Linien zeigen im Gegensatz zu sehr schwachen Fe II und Ti II Linien nur geringe Anzeichen ihres Auftretens. Vergleicht man den Verlauf der Äquivalentbreite in Abbildung 5.12 mit der Entwicklung des  $c_1$  Index (Abbildung 3.3) so erhärtet sich die Annahme, dass während der Bedeckung eine kühle Gaskomponente im Sehstrahl erscheint. Sie ist einerseits als die beschriebene Absorption im Spektrum zu sehen, andererseits hinterlässt sie ihre Signatur auch in den photometrischen Daten aufgrund der Änderung des Balmerstrahls.

Während unserer ausgedehnten Beobachtungskampagne konnte eine weitere solche zusätzliche Absorptionskomponente beobachtet werden. Allerdings konnten wir hier nicht ihr Auftauchen, sondern nur ihr allmähliches Abklingen beobachten (Abbildung 5.16). Zur besseren Unterscheidung wird diese im Folgenden Komponente *A* (zeitlich zuerst beobachtete Komponente), die weiter oben erwähnte Komponente *B* genannt. Komponente *A* bewegt sich bei einer ganz anderen Geschwindigkeit und zeigt auch andere Äquivalentbreiten als *B*. Anfangs noch etwa  $100 \text{ km s}^{-1}$  breit wird sie bald schwächer und ist gegen Ende der Beobachtungskampagne noch als schmale Absorption zu erkennen.

Abbildung 5.17 zeigt den Verlauf der beiden Komponenten in Radialgeschwindigkeiten zusammen mit den bereits in Kapitel 4.1 erwähnten schmalen Absorptionskomponenten bei  $88 \text{ km s}^{-1}$  bzw.  $118 \text{ km s}^{-1}$ . Diese Absorptionen entstehen sehr wahrscheinlich in weit vom System entfernten Hüllen. Allein im beobachtungszeitraum haben sie sich etwa 8 AU respektive 10 AU ( $d = (v_{sys} - v) \cdot t$ ) vom System entfernt. Komponenten *A* und *B* sind relativ zur Systemgeschwindigkeit

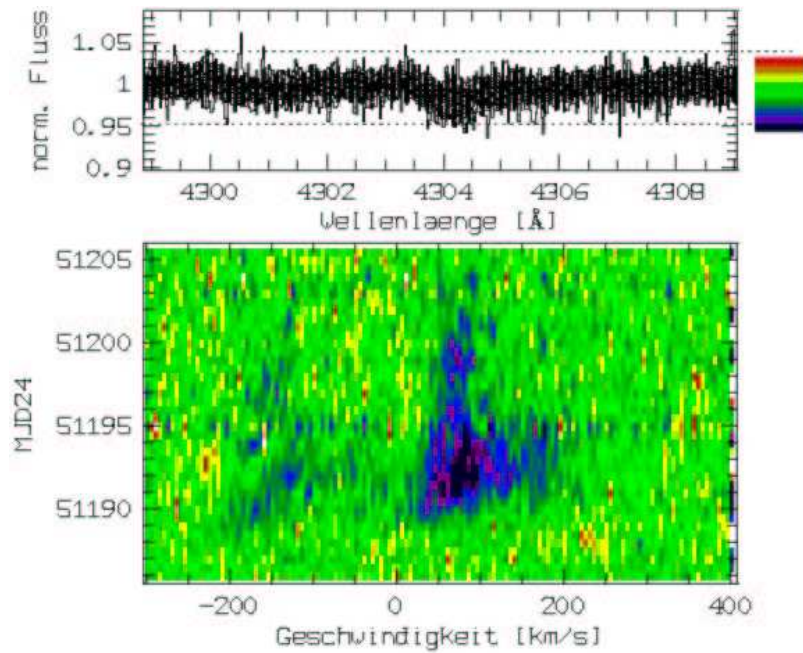


Abbildung 5.15: Die Fe II Linie bei 4303 Å. Links daneben ist auch schwach die TiII Linie bei 4102 Å zu erkennen.

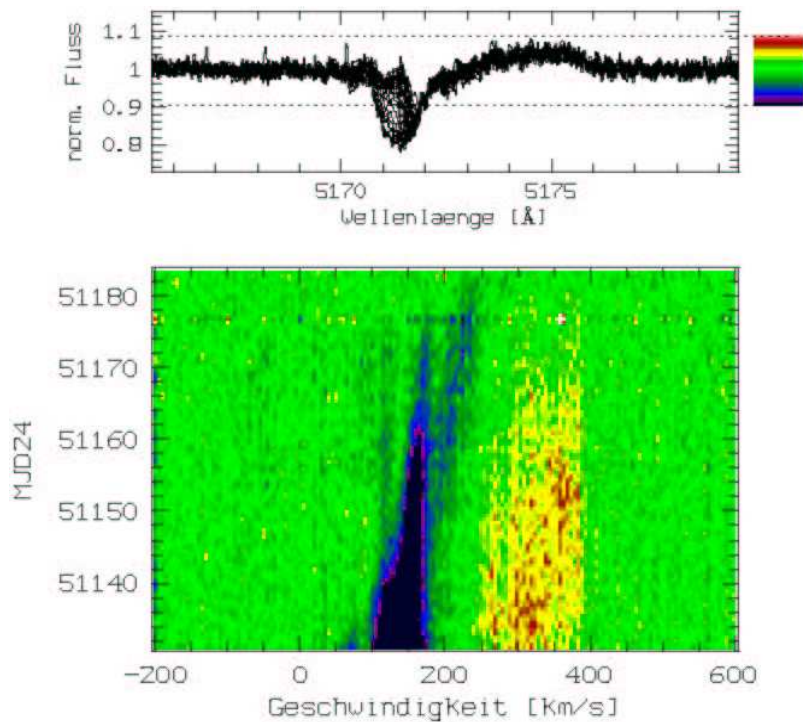


Abbildung 5.16: Wie Abbildung 5.11. Dargestellt hier aber der Zeitraum zu Beginn unserer Beobachtungen. Das Augenmerk liegt hier auf der zunächst starken Absorption, die dann langsam schwächer wird.



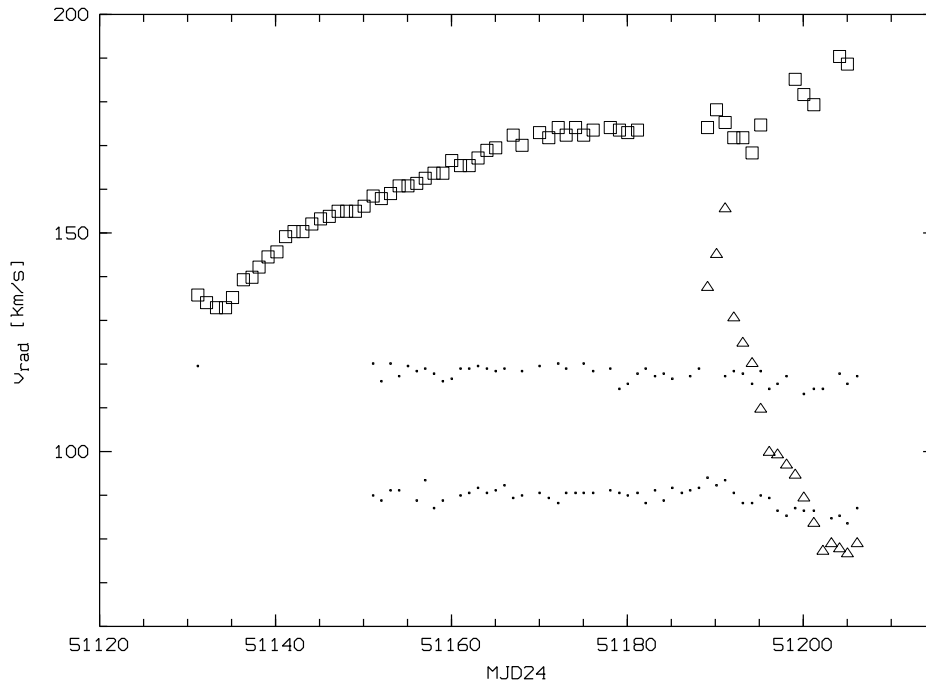


Abbildung 5.17: Radialgeschwindigkeitsmessungen der verschiedenen Komponenten der Fe II Linie bei  $5169 \text{ \AA}$ .  $\triangle$  kennzeichnen die Absorption während der Bedeckung (Abb. 5.11),  $\square$  die weitere Komponente zu Beginn unserer Beobachtungen (Abb. 5.16). Die anderen Punkte repräsentieren die zwei, bereits in Kapitel 4.1 erwähnten, stationären Absorptionen.

keit von etwa  $253 \text{ km s}^{-1}$  deutlich blauverschoben. Während sich  $A$  ( $\square$ ) relativ stetig, langsam der Systemgeschwindigkeit annähert (letzter Messwert bei etwa  $190 \text{ km s}^{-1}$ ), beobachtet man bei  $B$  ( $\triangle$ ) einen steilen Verlauf zu niedrigeren Geschwindigkeiten (zuletzt etwa  $80 \text{ km s}^{-1}$ ) hin. Außerdem weist der Geschwindigkeitsverlauf auf die Möglichkeit hin, dass beide Komponenten zum Zeitpunkt ihres Entstehens ähnliche Radialgeschwindigkeiten haben könnten, welches auf einen gemeinsamen Entstehungsmechanismus hindeuten würde. Ein Vergleich der Entwicklung der Äquivalentbreiten beider Komponenten im Phasenverlauf (relativ zum photometrischen Hauptminimum) in Abbildung 5.18, zeigt nochmals das unterschiedlich schnelle Abklingen. Zu Phase  $\phi \approx 0.18$  ist Komponente  $A$  (+) mit etwa  $250 \text{ m\AA}$  noch gut doppelt so stark wie Komponente  $B$  ( $\circ$ ). Wenn es sich um ausströmendes Material handelt, könnte es sich mit den maximal gemessenen Geschwindigkeiten relativ zum System etwa  $270 R_{\odot}$  (für  $B$ ) bis  $570 R_{\odot}$  (für  $A$ ) entfernt haben.

## 5.4 Zyklus-zu-Zyklus Variationen

Wie im vorherigen Kapitel bereits gesehen, ermöglichte es die zeitliche Ausdehnung der Beobachtungskampagne für einige Phasen der Bahnperiode Daten zu verschiedenen Umläufen zu gewinnen.

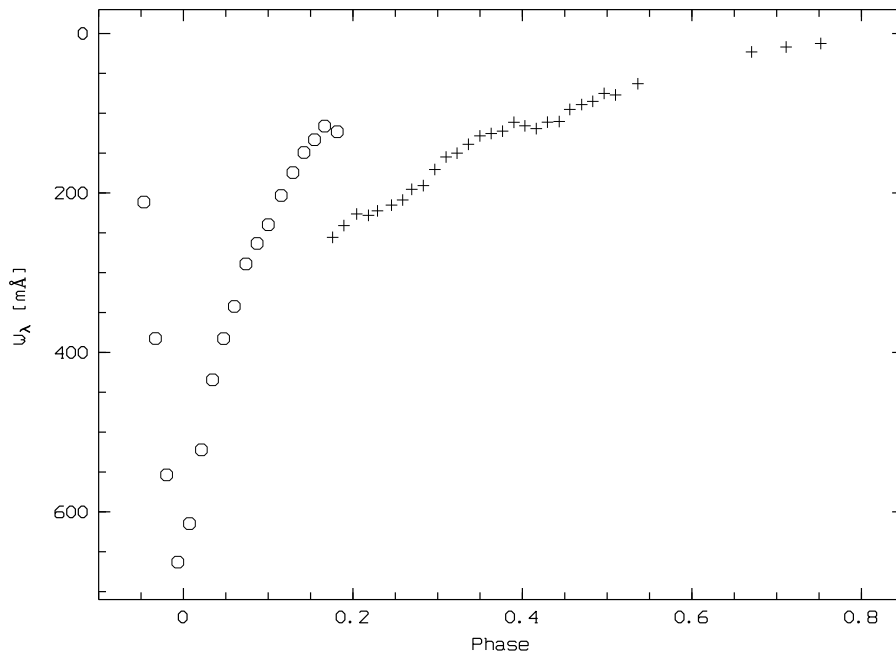


Abbildung 5.18: Vergleich der Äquivalentbreiten  $W_\lambda$  der beiden Absorptionskomponenten A (+) und B (o) im Phasenverlauf.

In der Photometrie gelang dies für die Phase direkt nach dem Hauptminimum. Abbildung 5.19 zeigt die Daten der verschiedenen Umläufe im Vergleich. Die Kreuze repräsentieren dabei Daten, die fast genau eine Periode (74,566 Tage) früher als die durch die Kreise dargestellten Daten aufgenommen wurden. Während sich in den Farben  $b-y$  und  $m_1$  keine signifikanten Unterschiede feststellen lassen, verhalten sich  $y$  und  $c_1$  abweichend. In der  $y$ -Helligkeit gibt es zunächst eine Differenz von etwa 0,08 mag, die im weiteren Phasenverlauf verschwindet. Im Gegensatz dazu liegen die beiden Zyklen in  $c_1$  stets etwa 0,04 mag auseinander. Stellt man diese Beobachtung in Zusammenhang mit dem in Kapitel 5.3 gemachten Vergleich der Entwicklung der Äquivalentbreiten der Komponenten A und B, so liegt nahe anzunehmen, dass beim früheren Bahnlauf mehr Gas als beim späteren in den Sehstrahl gelangt ist. Das würde zum einen den zuerst höheren  $c_1$  Wert und zum anderen die unterschiedliche Entwicklung in der Äquivalentbreite erklären.

Spektroskopisch gibt es für drei Phasen des Bahnlaufes Überlappungen. Tabelle 5.2 führt diese Phasen und die jeweiligen Spektren mit ihren Aufnahme-daten auf. Die Farbgebung bezieht sich dabei auf Abbildung 5.20, welche die genannten Spektren für die Linien  $N\text{ II } \lambda 3995$ , H11 und  $H\alpha$  zeigt.

Während in der photosphärischen Stickstofflinie keine, oder nur sehr geringe Variationen zwischen den Zyklen erkennbar sind, zeigen die anderen beiden Linien deutliche Unterschiede. Die Variationen in der H11 Linie sind wohl größtenteils bedingt durch die Unterschiede der zusätzlichen Absorptionskomponente. Wie schon weiter oben erläutert, tritt diese Absorption wahrscheinlich zu jedem Umlauf auf, ist aber in Radialgeschwindigkeit und Äquivalentbreite variabel. Für

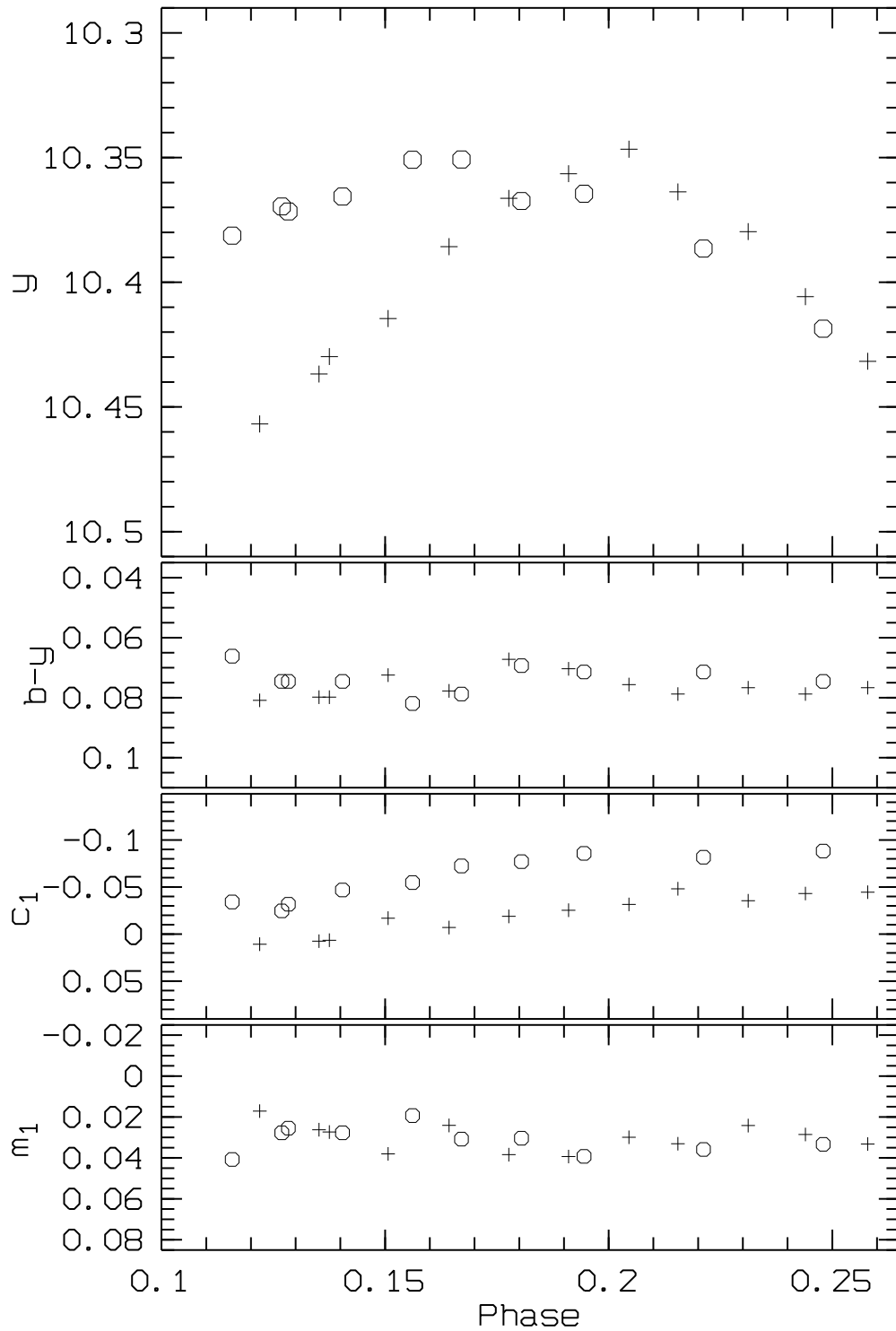


Abbildung 5.19: Zyklus-zu-Zyklus Variationen in den photometrischen Daten. + sind Daten vom Anfang der Beobachtungen, o sind Messungen genau eine Periode später. Während  $b-y$  und  $m_1$  sich jeweils ähnlich verhalten, gibt es in  $y$  und  $c_1$  deutliche Unterschiede zwischen den Zyklen.

Tabelle 5.2: Phasen des Bahnlaufes (bezogen auf das Hauptminimum), die in zwei unterschiedlichen Zyklen beobachtet wurden. Die unterschiedlichen Farben beziehen sich auf Abbildung 5.20.

	Phase	File ID	JD24
a	0.711	2249	51171.56
	0.722	0548	51097.77
	0.726	2289	51172.64
b	0.779	2450	51176.61
	0.790	0737	51102.85
c	0.167	3467	51205.52
	0.176	0781	51131.66
	0.182	3518	51206.63
	0.189	0826	51132.66

die variable Intensität der Emissionskomponente der  $H\alpha$  Linie kommt wiederum die Normierung relativ zum variablen Kontinuum in Frage. Während der Phasenzeiträume a und b existieren keine Überlappungen in der simultanen Photometrie, wohl aber für den Zeitpunkt c bei etwa  $\phi = 0.17 - 0.19$ . Bei Phase  $\phi = 0.17$  gibt es zunächst noch einen deutlichen Unterschied in der  $y$  Helligkeit (Abbildung 5.19), der sich im weiteren Verlauf verringert. Da aber jeweils beide Spektren der verschiedenen Umläufe die gleiche Abweichung zeigen, liegt eine intrinsische Variation der Emission als Erklärung nahe. Dieses soll im nächsten Kapitel untersucht werden.

## 5.5 Windvariationen

Abbildung 5.21 stellt die Helligkeitsvariation in  $y$  denen in der Intensität der  $H\alpha$  Emission gegenüber. Deutlich ist wie zu erwarten eine Antikorrelation zu erkennen. Da die Messungen an auf das Kontinuum normierten Spektren erfolgt sind, ist die Emission dort im Maximum, wo die Helligkeit (und damit auch das Kontinuum) im Minimum ist (siehe auch Abbildung 4.6).

Da die photometrischen und spektroskopischen Beobachtungen der jeweiligen Nacht im Maximalfall nur mit einige Stunden Zeitunterschied gewonnen wurden, besteht die Möglichkeit, die intrinsischen Variationen der Emissionsintensität von denen des Kontinuums zu trennen. Dies gelingt qualitativ einfach nach

$$I = (I_n - 1) \cdot 10^{-0.4m_y}.$$

So erhält man  $I$  als Emissionsintensität in willkürlichen Einheiten, wobei  $I_n$  für die normierte Intensität und  $m_y$  für die scheinbare Helligkeit im  $y$  Band stehen. Abbildung 5.22 zeigt die so erhaltenen Intensitäten. Es zeigt sich, dass neben der Variation aufgrund der Normierung relativ zum Kontinuum eine zusätzliche Intensitätsschwankung vorhanden ist. Nach einem anfänglichen Maximum

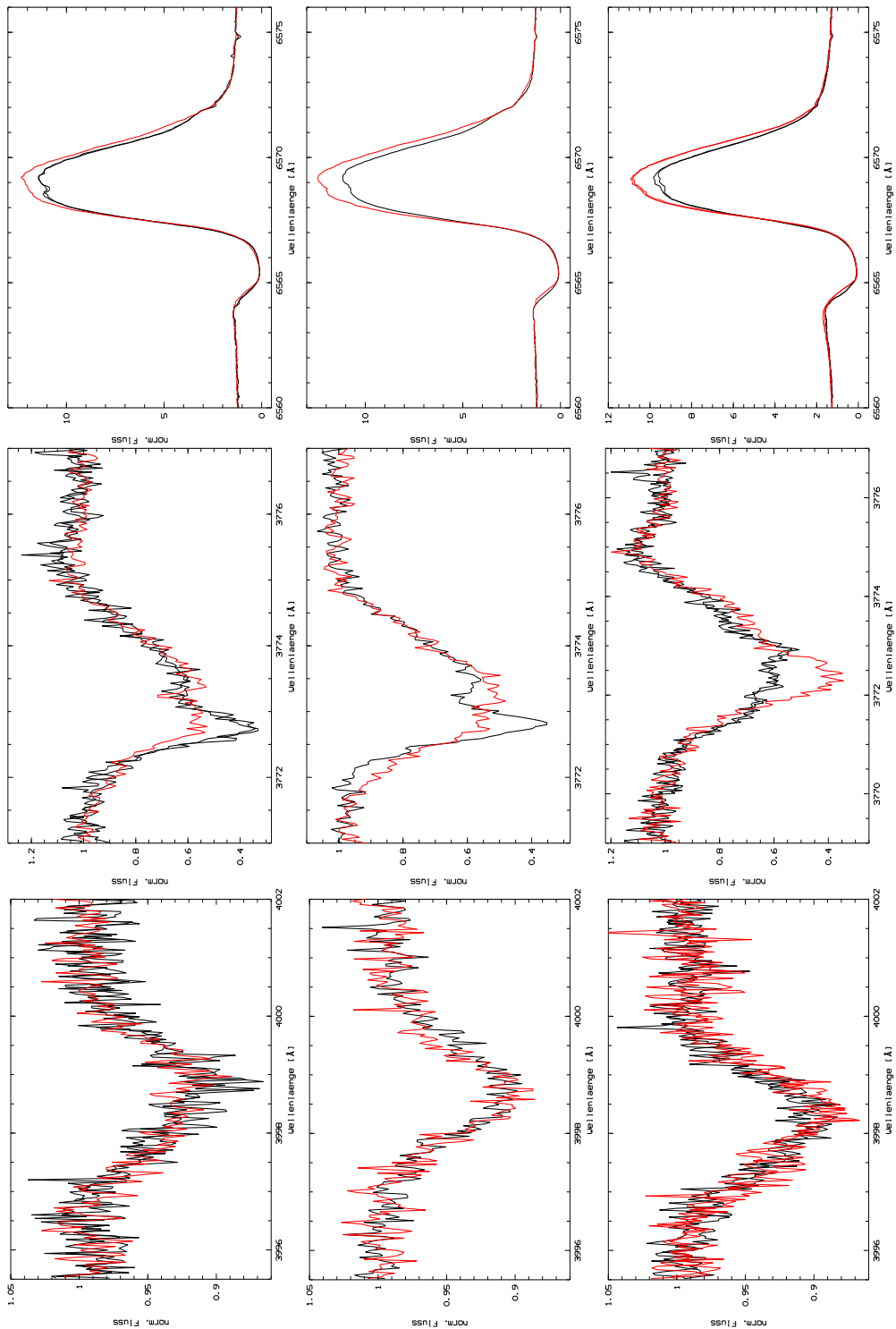


Abbildung 5.20: Zyklus-zu-Zyklus Variationen in ausgewählten Linien. Oben:  $H\alpha$ , Mitte:  $H11$ , Unten:  $N\ II\ \lambda\ 3995$ . Von links nach rechts sind die in Tabelle 5.2 aufgeführten Zeitpunkte a,b, und c respektive dargestellt. Rot sind jeweils die Spektren des vorherigen Zyklus (siehe ebenfalls Tabelle 5.2).

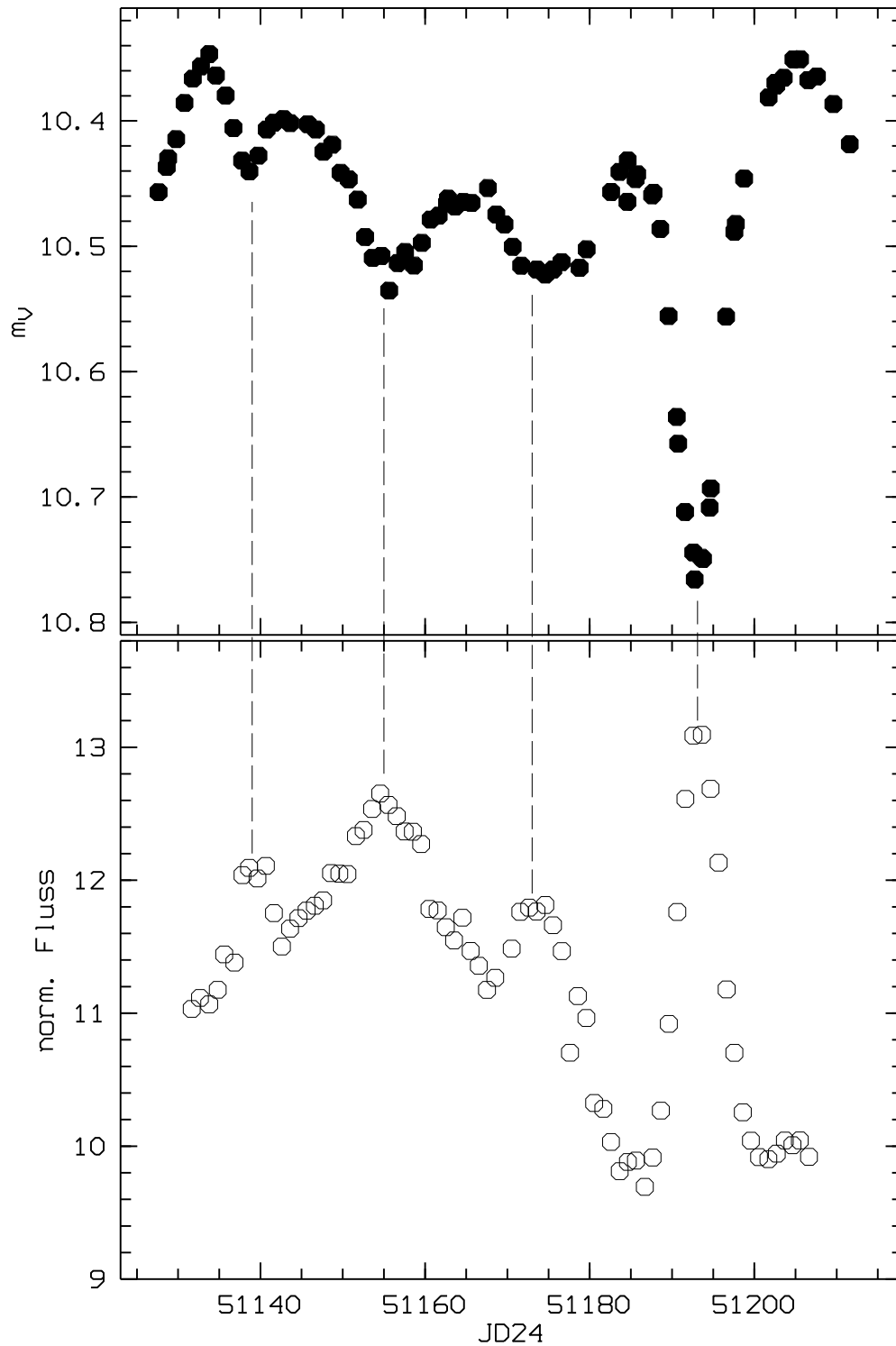


Abbildung 5.21: Variationen in der normierten Intensität der  $H\alpha$ -Emission im Vergleich mit der Lichtkurve. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Zeitpunkte maximaler Intensität.

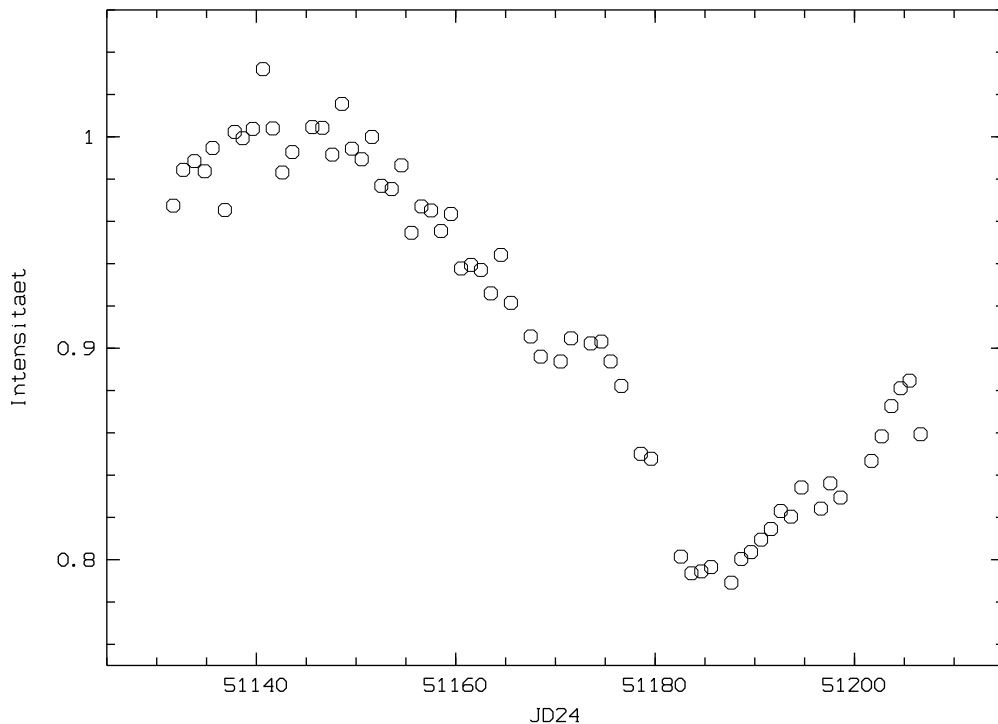


Abbildung 5.22: Intensität der  $H\alpha$  Linie in willkürlichen Einheiten nach Korrektur der Kontinuumsvariation.

wird die Intensität schwächer, bis sie um  $JD24=51185$  ein Minimum durchläuft und wieder ansteigt. Dabei ist der Intensitätsverlauf fast sinusförmig mit einer Periode, die in der Größenordnung der Bahnperiode liegt. Auffallend ist auch, dass das Minimum etwa zum aus der Bahnbestimmung ermittelten (Kapitel 5.1) Zeitpunkt des Periastrons eintritt. Eine Abhängigkeit der Windeigenschaften des Hypergiganten vom Abstand zum Begleiter und damit, je nach Enge des Systems, auch von seiner phasenabhängigen Geometrie liegt also nahe.

In einigen Linien mit schwächerer Emission verschwindet diese sogar ganz. Abbildung 5.23 zeigt die  $Fe\text{III}$  Linie bei  $5127\text{ \AA}$ . Der Zeitraum in dem die rotverschobene Emission nicht nachweisbar ist, fällt mit dem Minimum in der  $H\alpha$  Emission zusammen ( $JD24\approx 51180-51187$ ). Die Bedeckung des Hypergiganten fällt kurz vor diesen Zeitraum ( $JD24\approx 51175-51180$ ). Da das Entstehungsgebiet der Windemission ausgedehnter als der Hypergigant selbst ist, würde ein Bedeckungseffekt auch eine unrealistische Ausdehnung des Begleiters verlangen.

Die im vorigen Kapitel aufgeworfene Frage, ob die Zyklus-zu-Zyklus Variation in der Emissionstärke der  $H\alpha$  Linie intrinsischer Natur ist oder durch die Normierung zum Kontinuum verursacht wird, lässt sich nun beantworten. Im Zeitraum  $\phi \approx 0.17-0.19$  ( $JD24\approx 51132$  bzw.  $51206$ ) ist die Intensität der Emission nach genau einen Bahnumlauf später etwa 10% geringer. Ob es sich bei der Variation der Windemission tatsächlich um einen periodischen Vorgang handelt, kann anhand dieser Daten nicht entschieden werden.

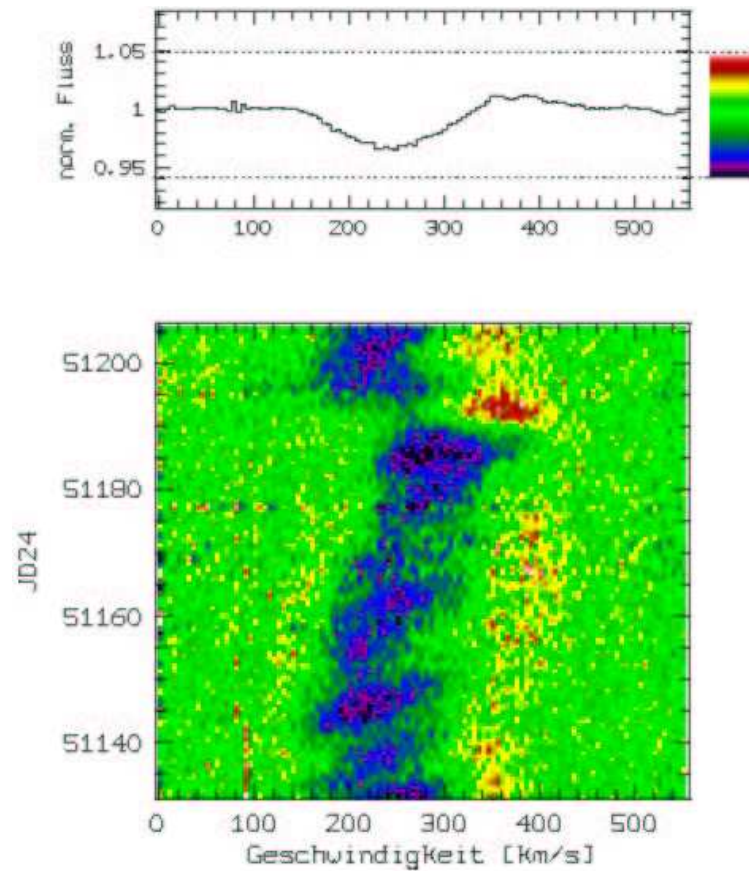


Abbildung 5.23: Dynamisches Spektrum der FeIII Linie bei  $5127 \text{ \AA}$ . Das Verschwinden der rotverschobenen Emission bei  $\text{JD}24 \approx 51180 - 51187$  ist deutlich zu erkennen.

## 5.6 NLTE Analyse

Für die Spektralanalyse wurden zunächst die Äquivalentbreiten einiger Linien im bahnkorrigierten gemittelten Spektrum vermessen. Dabei musste auf die Balmer- und Paschenlinien des Wasserstoffs verzichtet werden, da diese alle vom starken Sternwind beeinflusst sind. Auch auf die Si II Linien bei  $4128$  und  $4131 \text{ \AA}$  musste verzichtet werden, da ihre Linienprofile deutlich asymmetrisch sind, was ein Anzeichen für die Beeinflussung durch den Wind darstellt. Mit den Äquivalentbreiten der O II Linien bei  $4367$ ,  $4649$ ,  $4676$  und  $4696 \text{ \AA}$  und der Si III Linie bei  $4553 \text{ \AA}$ , sowie der Si IV Linie bei  $4116 \text{ \AA}$  (siehe Tabelle 5.3) wurde dann die NLTE Analyse durchgeführt.

Die Analysemethode wird in Korn (1998) genau beschrieben. Es handelt sich im Wesentlichen um einen Vergleich der gemessenen Äquivalentbreiten mit denen aus synthetischen Spektren. Die synthetischen Spektren basieren dabei auf LTE ATLAS 9 Modellatmosphären (inklusive lineblanketing), in denen NLTE Linienentstehung mit dem Programm DETAIL/SURFACE gerechnet werden. Das Modellgitter, in dem der Stern plaziert wird, schließt Effektivtemperaturen von



Tabelle 5.3: Am bahnkorrigierten gemittelten Spektrum gemessene Äquivalentbreiten einzelner Linien, die zur NLTE Analyse benutzt wurden.

Linie	$W_\lambda/[m\text{\AA}]$
O II $\lambda$ 4367	91
4649	159
4676	68
4696	10
Si III 4553	189
4568	146
4575	95
Si IV 4116	38

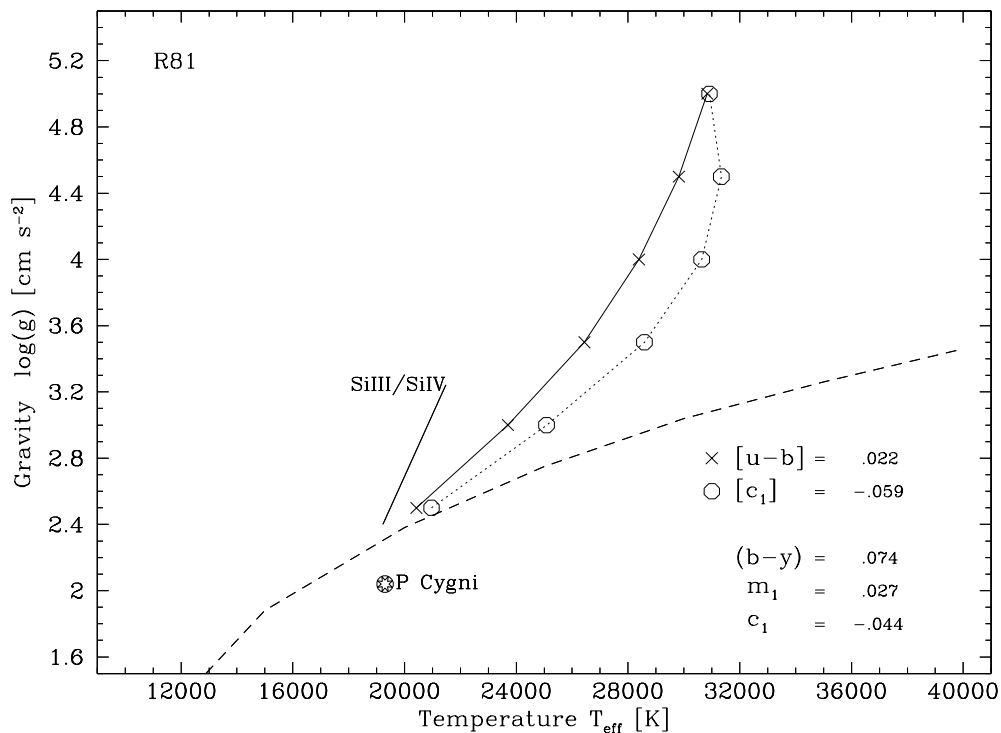


Abbildung 5.24:  $T_{\text{eff}} - \log g$  Diagramm für R81. Die gestrichelte Linie zeigt das Eddingtonlimit (nach Lamers 1997). Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Analyse des Ionisationsgleichgewichts von Si III zu Si IV (siehe Text). Kreuze und Kreise ergeben sich aus einem Vergleich der photometrischen extinktionsfreien Indizes  $[u-b]$  und  $[c_1]$  mit Kurucz Modellatmosphären. Zum Vergleich wurde die Position von P Cygni (Lamers et al. 1983, Pauldrach & Puls 1990) ins Diagramm eingetragen

15 000 K bis 35 000 K und Schwerebeschleunigungen  $\log g$  zwischen 2.2 und 4.5 ein. Aus dieser Analyse ergab sich zunächst eine Sauerstoffhäufigkeit  $\epsilon(\text{O}) \approx 8$  bei einer Mikroturbulenz von  $\xi \approx 12 \text{ km s}^{-1}$ . Dabei ist die Häufigkeit des Ele-

menten  $X$  als  $\epsilon(X) = \log\left(\frac{n_X}{n_H}\right) + 12$  mit  $n_X$  und  $n_H$  als zahlenmäßige Häufigkeiten der Elemente  $X$  respektive  $H$  definiert. Damit ist  $\epsilon(H)$  stets 12. Für die Sonne gilt  $\epsilon(\text{He})_{\odot} = 10.99$ ,  $\epsilon(\text{O})_{\odot} = 8.87$  und  $\epsilon(\text{Si})_{\odot} = 7.56$  (Korn 1998). Typische Werte für die GMW sind  $\epsilon(\text{He})_{\text{GMW}} \approx 10.9$ ,  $\epsilon(\text{O})_{\text{GMW}} \approx 8.4$  und  $\epsilon(\text{Si})_{\text{GMW}} \approx 7.1$  (Korn 1998). In Abbildung 5.24 ist die resultierende Fitlinie für die Siliziumlinien dargestellt. Die Siliziumhäufigkeit ergab sich dabei zu  $\epsilon(\text{Si}) \approx 7$ . Zusätzlich zu den Äquivalentbreiten wurden auch die photometrischen Messungen herangezogen. Aus den Farben zum Nebenminimum (Bedeckung des Begleiters) wurden extinktionsfreie Indizes berechnet und diese mit den entsprechenden Indizes von Kurucz Modellatmosphären verglichen. Die sich so ergebenden Kurven sind ebenfalls in Abbildung 5.24 eingezeichnet. Alle Linien laufen in einem Bereich zusammen, womit sich folgende Abschätzung der Parameter ergibt:  $\log g_1 \approx 2.0 - 2.5$  und ein  $T_{\text{eff},1} \approx 18\,000 - 20\,000$  K. Durch Extrapolation der Kurven wurden so  $\log g_1 = 2.3 \pm 0.3$  und  $T_{\text{eff},1} = 18\,800 \pm 2\,000$  K ermittelt (Zum Vergleich seien hier die Werte von P Cygni genannt:  $T_{\text{eff}} = 19\,300$  K und  $\log g = 2.0$  (Lamers et al. 1983, Pauldrach & Puls 1990)). Es stellte sich allerdings heraus, dass das so berechnete synthetische Spektrum das beobachtete nur unzureichend wiedergibt. Das ist nicht sehr verwunderlich, denn nahe des Eddingtonlimits sind auch die Grenzen dieser Analysemethoden erreicht und eine Konvergenz der Parameter ist nur schwer möglich. Abschließend wurde daher untersucht, ob für die gemessenen Äquivalentbreiten der Siliziumlinien bei 4568, 4575 und 4116 Å ein Modell existiert, das bei einer vorausgesetzten Siliziumhäufigkeit von  $\epsilon(\text{Si}) = 7.1$  (typische Siliziumhäufigkeit für die GMW) die Linienprofile hinreichend genau wiedergibt. Abbildung 5.25 zeigt die so gefundenen Fitlinien bei einem  $\xi = 5 \text{ km s}^{-1}$ . Die so ermittelten Parameter sind

$$T_{\text{eff},1} = 19\,500 \pm 2\,000 \text{ K} \quad \text{und} \quad \log g_1 = 2.4 \pm 0.3.$$

Sie stimmen im Rahmen der Fehler auch mit den vorher bestimmten Werten überein. Abbildung 5.26 zeigt das beobachtete mittlere Spektrum mit den so berechneten synthetischen Spektren für drei verschiedene  $v \sin i$  im Bereich der beiden Siliziumlinien bei 4568 und 4575 Å. Daraus ergibt sich

$$v \sin i = 100 \pm 20 \text{ km s}^{-1}.$$

## 5.7 Modellierung der Lichtkurve

Als erster Test der ermittelten Bahndaten gegen die Lichtkurve, können aus der Bahngeometrie die Zeitpunkte der Bedeckungsminima ermittelt werden. Dazu lässt sich mit der Beziehung  $a_1 \sin i = \frac{P}{2\pi} \sqrt{1 - e^2} K_1$  die große Halbachse der Bahn des Hypergiganten bestimmen. Mit den Werten aus Kapitel 5.1 ergibt sich

$$a_1 \sin i = 40.8 \pm 4.3 R_{\odot}.$$

Da es sich um ein System handelt, in dem beide Komponenten bedeckt werden, ist für die Inklination eine Annahme von  $i = 80^\circ$  realistisch und so folgt

$$a_1 = 41.4 \pm 4.5 R_{\odot}.$$

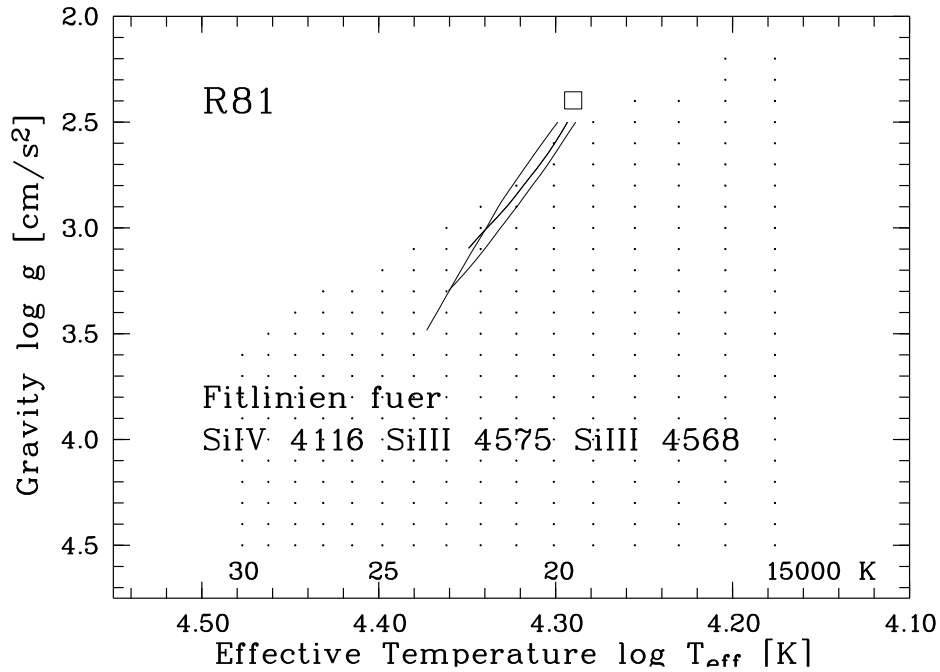


Abbildung 5.25:  $T_{\text{eff}} - \log g$  Diagramm. Dargestellt sind die Punkte des Modellgitters mit den Fitlinien der genannten Linien. Das Quadrat kennzeichnet die sich ergebenden Parameter für R81 mit  $T_{\text{eff},1} = 19500 \text{ K}$  und  $\log g_1 = 2.4$

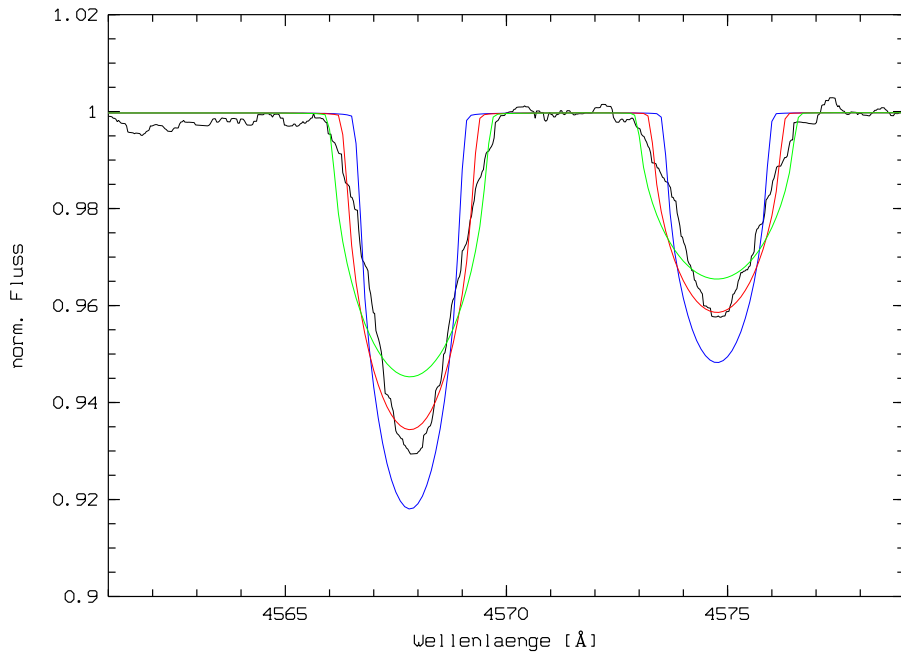


Abbildung 5.26: Mittleres bahnkorrigiertes Spektrum mit synthetischen Spektren für  $v \sin i = 80, 100$  und  $120 \text{ km s}^{-1}$ .

In Abbildung 5.27 ist die so bestimmte Bahn dargestellt. Mit Hilfe dieser Darstellung können nun die Zeitpunkte der Bedeckungen abgeschätzt werden.

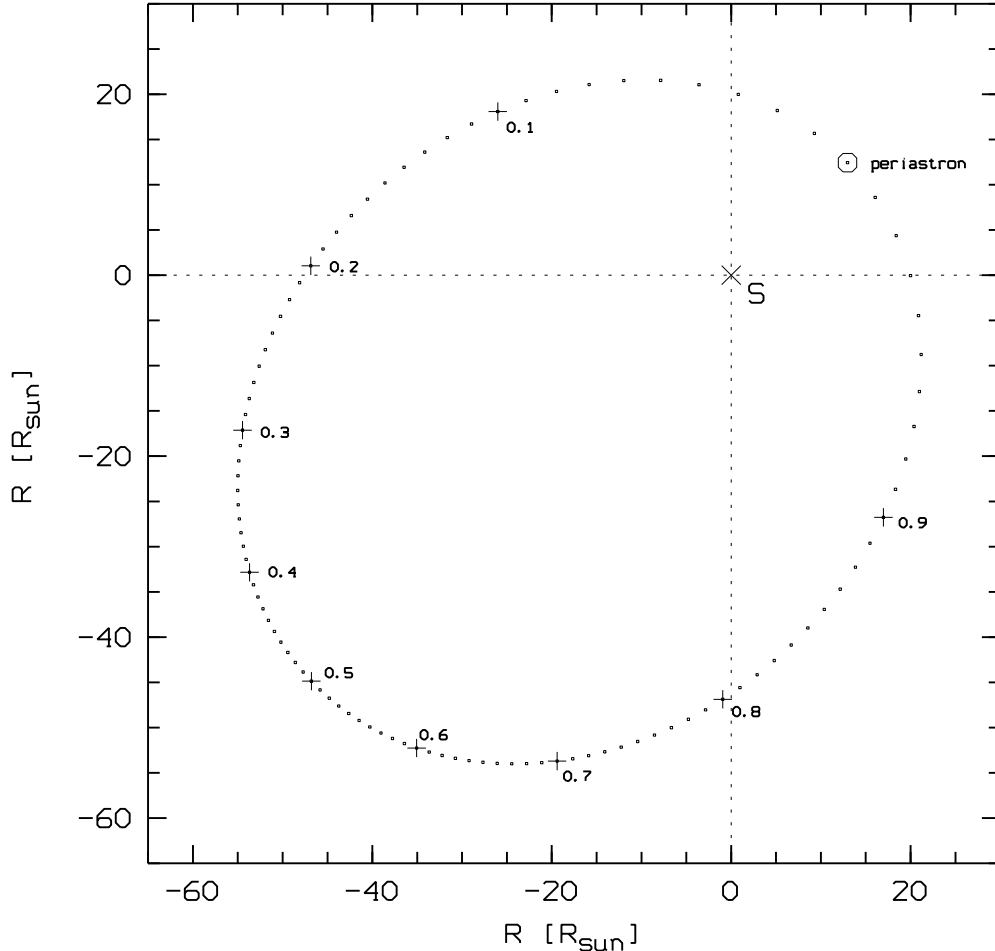


Abbildung 5.27: Bahnellipse des Hypergiganten um den Schwerpunkt des Systems. Der Beobachter befindet sich in dieser Darstellung unten. Entlang der senkrechten gestrichelten Linie ergeben sich daher die Zeitpunkte der Bedeckungen.

Der Beobachter befindet sich in dieser Darstellung unten. Entlang der senkrechten gestrichelten Linie ergeben sich daher die Zeitpunkte der Bedeckungen. Nimmt man den Periastrondurchgang als Phasennullpunkt, so ergeben sich die Zeitpunkte  $\phi_{\text{HM}} = 0.032$  und  $\phi_{\text{NM}} = 0.809$  für die Bedeckung des Hypergiganten beziehungsweise des Begleiters. Während der zeitliche Abstand der beiden Minima mit  $\Delta\phi_{\text{min}} = 0.777$  in Einklang mit der mittleren Lichtkurve steht (Abbildung 3.2), ergibt sich für das Hauptminimum mit  $\text{JD}_{\text{HM}} = 2451190.48$  eine Differenz von 2.62 Tagen zum wahren Eintreten des Bedeckungsminimums bei  $\text{JD}_{\text{Bedeckung}} = 2451193.10$ . Zudem kann mit der gegebenen Bahngeometrie auch die Dauer der Bedeckung von  $\Delta\phi = 0.2$  zentriert um  $\text{JD}_{\text{Bedeckung}}$  nicht erreicht werden. Als Gründe für diese signifikanten Unterschiede sind zwei Möglichkeiten in Betracht zu ziehen:

1. Die gemessenen Radialgeschwindigkeiten repräsentieren die Bahnbewegung des Hypergiganten nicht ausreichend genau. Hier kommen als Ursachen zum einen die NRP des Hypergiganten und zum anderen zusätzliche Profilvariationen durch Bedeckungseffekte in Frage.
2. Die in der Lichtkurve beobachteten Minima fallen nicht exakt mit den geometrisch zentralen Bedeckungszeitpunkten zusammen. Ursache können hier Beleuchtungseffekte oder Verformungen der beteiligten Objekte sein.

Eine Modellierung der Lichtkurve soll helfen, weitere Aussagen über das System zu treffen. Dazu stand das Programm `Nightfall` von R. Wichmann zu Verfügung.

### 5.7.1 Nightfall

`Nightfall` ist ein Programm zur Berechnung synthetischer Lichtkurven. Es basiert auf dem Roche-Modell und berücksichtigt die daraus resultierende Geometrie der Sterne. `Nightfall` beherrscht eine große Anzahl von Funktionen, wie zum Beispiel exzentrische Bahnen, asynchrone Rotation, Randverdunkelung, Flecken und Reflexion.

Die Roche-Geometrie beschreibt die Äquipotentialflächen des rotierenden Zweikörperproblems. Das herrschende Potential setzt sich aus den Gravitationspotentialen der beiden als Massenpunkte betrachteten Komponenten und dem Zentrifugalpotential zusammen. Die Form der Sternoberflächen ist durch die Flächen definiert, an denen ein hydrostatisches Gleichgewicht herrscht. Diese Flächen sind identisch mit den Äquipotentialflächen und ihre Form ist abhängig von dem Massenverhältnis der beiden Sterne. Es gibt fünf ausgezeichnete Punkte, die sogenannten Lagrangepunkte, an denen keine Kräfte wirken (siehe Abbildung 5.28). Die Lagrangepunkte  $L_1$  und  $L_2$  haben für Doppelsterne besondere Bedeutung. So kann eine Komponente nicht größer als das durch die Äquipotentialfläche durch  $L_1$  definierte Volumen sein, das ansonsten Material an dem Punkt  $L_1$  zum Begleiter abfließt. Außerdem ist das maximale Volumen eines Kontaktsystems mit gemeinsamer Hülle durch die Potentialflächen des Punktes  $L_2$  begrenzt. Je größer der Radius einer Komponente, desto mehr wird ihre Geometrie von der Kugelform abweichen. Die Deformationen äußern sich als Elongation in Richtung des Begleiters und als Abplattung. Nicht im Roche-Modell enthalten sind allerdings die Einflüsse des Strahlungsdrucks. Dessen Einfluss steigt mit zunehmender Leuchtkraft und sinkender Separation der Sterne. Howarth (1997) hat allerdings gezeigt, dass in den meisten Fällen der Strahlungsdruck vernachlässigbar ist. Ausnahmen bilden Systeme mit Wolf-Rayet Sternen sowie Kontaktsysteme.

In `Nightfall` wird das System stets relativ zur Potentialfläche des Punktes  $L_1$  skaliert. So werden bei der Berechnung die Sternradien als Füllfaktoren angegeben. Ein Füllfaktor von 1.0 bedeutet dabei, dass der Stern sein Roche-Volumen ganz ausfüllt und dementsprechend deformiert ist. Diese Deformation und die

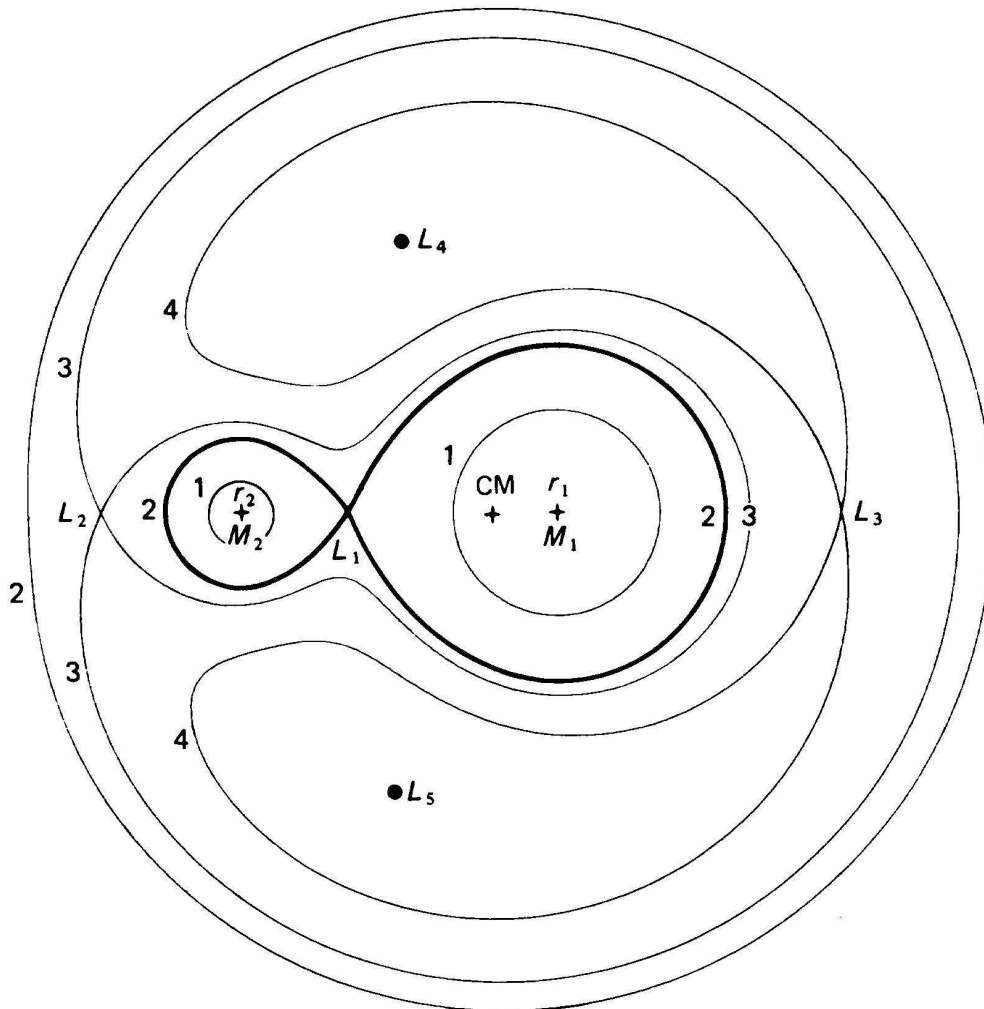


Abbildung 5.28: Rochegeometrie für  $q = M_2/M_1 = 0.2$  (reproduziert aus Shore et al. 1992). CM kennzeichnet den Schwerpunkt des Systems,  $L_i$  sind die Lagrangepunkte. Die dick gezeichnete Linie kennzeichnet die Potentialfläche des Punktes  $L_1$ .

daraus resultierende Temperaturverteilung an der Oberfläche (auch gravity-darkening genannt) wird bei der Berechnung der Lichtkurve stets berücksichtigt. Da das Roche-Modell genau genommen nur für Kreisbahnen gültig ist, berechnet `Nightfall` bei exzentrischen Bahnen zu jedem Zeitschritt das jeweilige resultierende Potential und die damit verbundenen Sterngeometrien.

Zur Berechnung der Lichtkurve behandelt das Programm die Sterne als Schwarzkörperstrahler mit der angegebenen Temperatur. Die Sternoberfläche wird in ein Netz mehrerer tausend Oberflächenelemente zerlegt, für die dann jeweils zusätzliche Effekte wie gravity-darkening oder Reflexion berechnet werden. Auch die Bedeckungen werden anhand dieser Elemente berechnet. So wird für jedes Oberflächenelement zu jeder Phase überprüft, ob auf der Sichtlinie zum Beobachter ein anderes Element liegt und es verdeckt.

Neben der reinen Berechnung einer synthetischen Lichtkurve bietet **Nightfall** auch die Möglichkeit, einen Fit der berechneten Lichtkurve an einen oder mehrere Datensätze anzupassen. Zwei Methoden stehen dabei zu Verfügung. Zum einen kann über einen Simplex-Algorithmus ein lokales Minimum gefunden werden, eine relativ schnelle und zuverlässige Methode, zum anderen kann ein globales Minimum über einen sogenannten *simulated annealing* Algorithmus gesucht werden, was eine sehr rechenintensive Vorgehensweise darstellt.

Eine weiter ins Detail gehende Beschreibung des Programms steht zum Herunterladen auf <http://www.lsw.uni-heidelberg.de/~rwichman/Nightfall.html> zur Verfügung.

## 5.7.2 Vorüberlegungen

Um die Zahl der freien Parameter einzuschränken, werden nun die Massen der beiden Objekte abgeschätzt. Dazu wird zunächst aus dem Nebenminimum der Lichtkurve die scheinbare Helligkeit des Hypergiganten abgeschätzt, da dort der Begleiter zumindest teilweise bedeckt ist. So ergibt sich

$$m_{V,1} = 10.51 \text{ mag.}$$

Mit der Temperatur  $T_{\text{eff},1} = 19\,500 \pm 2000 \text{ K}$  und der Schwerebeschleunigung  $\log g_1 = 2.4 \pm 0.4$  (Kapitel 5.6) ergibt sich aus dem Vergleich des beobachteten  $(b-y) = 0.08 \text{ mag}$  mit dem  $(b-y)_0 = -0.06 \text{ mag}$  aus dem passenden Kurucz-Modell ein Farbexzess  $E_{b-y} = 0.14 \text{ mag}$ . Mit  $E_{B-V} = 1.4 \cdot E_{b-y}$  folgt so

$$E_{B-V} = 0.20 \text{ mag.}$$

Aus  $M_V = m_V - (m_V - M_V)_{\text{GMW}} - A_V$  folgt dann mit der Extinktion  $A_V = 3.08 \cdot E_{B-V} = 0.62 \text{ mag}$  und dem Entfernungsmodul  $(m_V - M_V)_{\text{GMW}} = 18.60 \text{ mag}$  (Groenewegen & Oudmaijer 2000) die absolute Helligkeit des Hypergiganten zu

$$M_{V,1} = -8.71 \text{ mag.}$$

Mit Hilfe der Approximation von Vacca et al. (1996)  $BC = 28.46 - 7.08 \log T_{\text{eff}} + 0.08 \log g = -1.72|_{-1.99}^{-1.42}$  ergibt sich dann

$$M_{\text{bol},1} = -10.43|_{-10.73}^{-10.13} \text{ mag.}$$

Hieraus folgt mit  $\log L/L_{\odot} = -0.4(M_{\text{bol}} - 4.77) = 6.08|_{5.96}^{6.19}$  eine Leuchtkraft von

$$L_1 = 1.2|_{0.9}^{1.5} \cdot 10^6 L_{\odot}$$

und mit  $\log R/R_{\odot} = 0.5 \log L/L_{\odot} - 2 \log T_{\text{eff}} + 2 \log 5770 = 1.982$  ein Radius zu

$$R_1 = 96|_{89}^{104} R_{\odot}.$$

Aufgrund der hohen Ungenauigkeiten  $\Delta T_{\text{eff},1} \approx 2000 \text{ K}$  und  $\Delta \log g_1 \approx 0.4$  der NLTE-Analyse ist die Massenbestimmung nach  $M/M_{\odot} = \frac{g(R/R_{\odot})^2}{2.74 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-2}}$  sehr unsicher. Es ergibt sich so

$$M_1 = 84|_{39}^{182} M_{\odot}.$$

Zur zusätzlichen Abschätzung der Masse des Hypergiganten kann die Eddingtonleuchtkraft  $L_{\text{edd}} = \frac{4\pi GMc}{\kappa_f}$  herangezogen werden. Mit  $\kappa_f = \sigma_e = 0.3 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (de Jager) folgt dann als Massenuntergrenze

$$M_1 \gtrsim 27 \Big|_{20}^{34} M_{\odot}.$$

Aus den Bahndaten lässt sich auch die Massenfunktion nach  $f(M_1) = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(a_1 \sin i)^3}{P^2}$  berechnen:

$$f(M_1) = 3.5 \cdot 10^{32} \text{ g} = 0.164 \Big|_{0.117}^{0.222} M_{\odot}.$$

Mit der Beziehung  $f(M_1) = \frac{M_1^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2}$  und der Annahme von  $\sin^3 i \approx 1$  ergibt sich  $0 = M_2^3 - \frac{f(M_1)}{\sin^3 i} (M_1 + M_2)^2$  und nach Lösen daraus eine Abschätzung für die Masse des Begleiters zu

$$M_2 \approx 12 \Big|_6^{21} M_{\odot}$$

und weiter das Massenverhältnis

$$q = \frac{M_1}{M_2} = 7.0 \Big|_{6.5}^{8.7}.$$

Aus der Lichtkurve ergab sich  $R_2/R_1 = 0.55$  und somit

$$R_2 \approx 53 R_{\odot}$$

als grobe Abschätzung des Radius des Begleiters.

Da `Nightfall` im Roche-Modell arbeitet, werden nun noch die Roche-Volumina der beiden Komponenten abgeschätzt. Ein hilfreiches Maß für die Größe des Roche-Volumens ist der Radius einer Kugel mit demselben Volumen. Eine gute Näherungsformel für diesen sogenannten Roche-Radius ist (nach Shore et al. 1992)

$$\frac{R_{\text{RV}}}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}$$

mit  $q = M_1/M_2$  für die massereichere Komponente und  $a$  als Separation der Komponenten. Für einen exzentrischen Orbit ist die Separation natürlich eine variable Größe. Zum Zeitpunkt des Periastron lässt sich die Separation  $a_{\text{P}}$  recht einfach berechnen. So ist der Abstand der einen Komponente zum Schwerpunkt des Systems durch

$$x_1 = a_1(1 - e)$$

gegeben. Der Abstand der zweiten Komponente skaliert mit dem Massenverhältnis, so dass sich

$$a_{\text{P}} = x_1 + x_2 = x_1(1 + q) = a_1(1 - e)(1 + q)$$

und nach Einsetzen der Werte

$$a_{\text{P}} = 143 \Big|_{111}^{206} R_{\odot}$$



ergibt. Damit lassen sich nun die Roche-Radien der beiden Komponenten im Periastron abschätzen. So ergeben sich

$$R_{\text{RV,P}}(1) = 79|_{60}^{117} R_{\odot} \quad \text{und} \quad R_{\text{RV,P}}(2) = 33|_{24}^{48} R_{\odot}.$$

Für den Hypergiganten ist es nach diesen Abschätzungen sehr wahrscheinlich, dass er zumindest im Periastron sein Roche-Volumen ausfüllt und Material an den Begleiter verliert. Der Begleiter passt demnach nicht ganz in sein Roche-Volumen. Es handelt sich nach diesen Abschätzungen also auf jeden Fall um ein sehr enges System.

Eine alternative Methode zur Abschätzung der Massen kommt ohne den aus der NLTE Analyse mit großem Fehler behafteten Wert für  $\log g$  aus und kann als grobe Überprüfung der ermittelten Werte dienen. Es gilt

$$v_1 = q \cdot v_2$$

mit  $v_i$  als Bahngeschwindigkeiten der beiden Komponenten. Weiter gilt für die Dauer der Bedeckung (bei einer Inklination  $i = 90^\circ$ )

$$\Delta P = \frac{2 \cdot (R_1 + R_2)}{v_{s1} + v_{s2}},$$

wobei der Index  $_s$  darauf hinweisen soll, dass die Formel nur dann eine gute Abschätzung ist, wenn mit den Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Sichtlinie des Beobachters gerechnet wird. Nur für den Fall  $e \approx 0$  und gleichzeitig  $a \gg R_1, R_2$ , also für weite Systeme mit kreisförmiger Bahn, kann die aus der Radialgeschwindigkeitsanalyse gewonnene Geschwindigkeitsamplitude  $K$  als guter Näherungswert für  $v_s$  angenommen werden. In jedem Fall werden die vereinfachenden Annahmen, keine Randverdunkelung und kreisrunde Sternscheiben gemacht. Durch Einsetzen folgt dann

$$q = \frac{2 \cdot (R_1 + R_2)}{v_{s1} \cdot \Delta P} - 1$$

als Abschätzung für das Massenverhältnis bei bekannten Sternradien.

Die Dauer der Bedeckung ist  $\Delta P = 0.2|_{0.19}^{0.21} \cdot P$ .  $v_{s1}$  steht wie gesagt für die Geschwindigkeitskomponente des Hypergiganten senkrecht zum Beobachter. Da dessen Bahn mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitsmessungen bestimmt werden konnte, kann der Ausdruck  $v_{s1} \Delta P$ , der ja die vom Hypergiganten zurückgelegte Strecke senkrecht zum Beobachter darstellt, mit Hilfe numerischer Intergration aus der wahren Bahn berechnet werden. So ergibt sich

$$v_{s1} \Delta P = 63.8|_{54.1}^{70.7} R_{\odot}.$$

Die Fehler ergeben sich dabei aus den Fehlern der Bahnparameter. So erhält man schließlich

$$q = 3.7|_{2.9}^{6.7}.$$

Gemäß des dritten Keplerschen Gesetzes gilt

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G}{4\pi^2} \cdot (M_1 + M_2).$$

Mit  $a = (1 + q) \cdot a_1$  ergibt sich nach Umformen und Einsetzen

$$M_1 + M_2 = 18^{+56}_{-14} M_\odot$$

und schließlich

$$M_1 = 14.2^{+48.7}_{-10.4} M_\odot \quad M_2 = 3.8^{+7.3}_{-3.6} M_\odot.$$

Daraus folgt dann mit

$$g = 2.74 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-2} \frac{M/M_\odot}{(R/R_\odot)^2}$$

$$\log g_1 = 1.6^{+2.1}_{-1.5}.$$

Auf diese Weise wurden die Massen nur mit Hilfe der Photometrie und der Radialgeschwindigkeiten bestimmt. Somit wurde die große Ungenauigkeit des  $\log g_1$ -Wertes vermieden. Allerdings zeigt sich zum einen, dass die Werte immer noch sehr ungenau bestimmt sind, zum anderen, dass sie von den vorher bestimmten stark abweichen. Das liegt unter anderem an der zufällig ungünstigen Raumlage der Bahn. So liegen die Bedeckung und das Periastron zeitlich nah beieinander. Damit wirken sich die Ungenauigkeiten bei der Bahnbestimmung deutlich auf den Wert von  $v_{s1} \Delta P$  aus, da sich ja im Periastron die Komponenten mit maximaler Bahngeschwindigkeit bewegen.

Aufschluss darüber, welche Werte das System besser beschreiben, soll die Reproduktion der Lichtkurve durch die Modellierung geben.

Zuvor sei noch erwähnt, dass nach der Abschätzung des Massenverhältnisses nocheinmal intensiv nach einer spektroskopischen Signatur des Begleiters gesucht wurde. Dazu wurden alle Spektren der Zeitserie (für einige verschiedene Werte von  $q$ ) auf die Bahn des Begleiters korrigiert (also auf die Ruhewellenlänge verschoben). Es wurde dann zum einen wieder mit Hilfe der dynamischen Spektren nach dem Begleiter gesucht, zum anderen auch im mittleren, aus den korrigierten Spektren berechneten, Spektrum. Dieses weist ein Signal-zu-Rausch Verhältnis von etwa 900 auf. Eine gut definierte, schmale Absorptions- oder Emissionslinie des Begleiters könnte demnach höchstens etwa 0.2% des Kontinuums ausmachen.

### 5.7.3 Erste Ergebnisse

Zunächst wurde `Nightfall` mit den bereits berechneten Parametern gestartet und ein Fit an die mittlere Lichtkurve durchgeführt. Als feste Parameter wurden  $P$ ,  $e$ ,  $\omega$ ,  $q$ ,  $T_{\text{eff},1}$  sowie die Gesamtmasse  $M_t$  des Systems vorgegeben. Als freie Parameter blieben dann  $T_{\text{eff},2}$ ,  $i$  und die Füllfaktoren  $F_1$  und  $F_2$  der beiden Sterne vom Programm anzupassen. Abbildung 5.29 zeigt das Ergebnis der Berechnungen.

Deutlich ist zu erkennen, dass mit den vorgegebenen Parametern keine gute Übereinstimmung zu erreichen ist. Die Positionen der Minima werden zwar gut

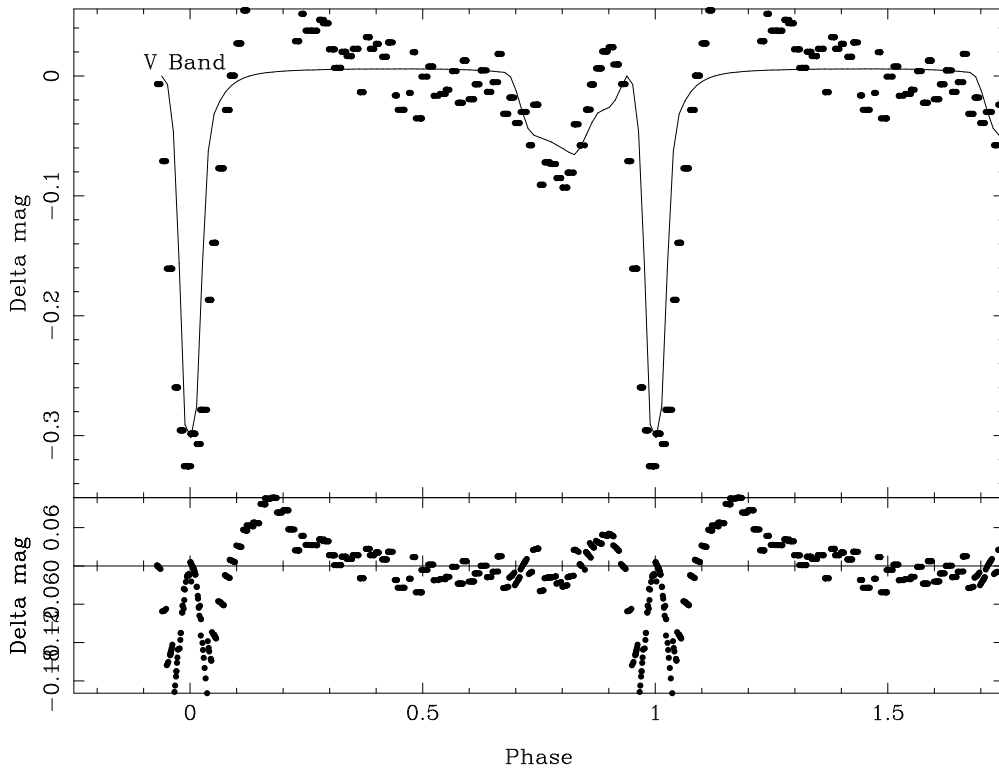


Abbildung 5.29: Erstes Ergebnis der Anpassung der synthetischen Lichtkurve mit `Nightfall` an die mittlere Lichtkurve

wiedergegeben, doch ist zum einen das Hauptminimum nicht breit genug und zum anderen ist der Helligkeitsanstieg nach dem Hauptminimum gar nicht wiedergegeben. Die Füllfaktoren beider Komponenten sind hier sehr nahe bei 1, die Inklination bei etwa  $90^\circ$ . Dass trotz der Ausnutzung des ganzen Roche-Volumens durch den Begleiter die Bedeckung des Hypergiganten nicht breit genug, d.h. nicht lang genug ist, kann zwei mögliche Ursachen haben. Entweder die Bahndaten sind nicht korrekt, oder der Begleiter hat nicht nur eine stellare Komponente. So könnte der Begleiter zum Beispiel eine Scheibe besitzen. Eine Veränderung der Bahndaten, die wie in Kapitel 5.1 bereits angesprochen mit einigen Unsicherheiten behaftet sind, und wie weiter oben gesehen auch rein geometrisch die Bedeckungszeitpunkte nicht wiedergeben kann, könnte aufgrund der dann veränderten Lage im Raum eine längere Bedeckungsphase verursachen. In einem nächsten Schritt wurden daher auch die Parameter  $e$  und  $\omega$  frei variiert. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.30.

Es zeigt sich, dass die Breiten und Tiefen beider Minima nun zumindest qualitativ besser wiedergegeben werden. Die erhaltenen Werte für die Exzentrizität und die Periastronlänge sind  $e = 0.47$  und  $\omega = 348^\circ$ . Mit  $i = 89^\circ$ , den Füllfaktoren  $F_1 = 0.89$  und  $F_2 = 0.99$  und einem  $T_{\text{eff},2} = 9600$  K ergibt sich ansonsten ein ähnliches Bild wie zuvor. Der Helligkeitsanstieg nach dem Hauptminimum, sowie der langsame Helligkeitsabfall zwischen den Minima wird trotz berücksichtigter Reflexion nicht wiedergegeben.

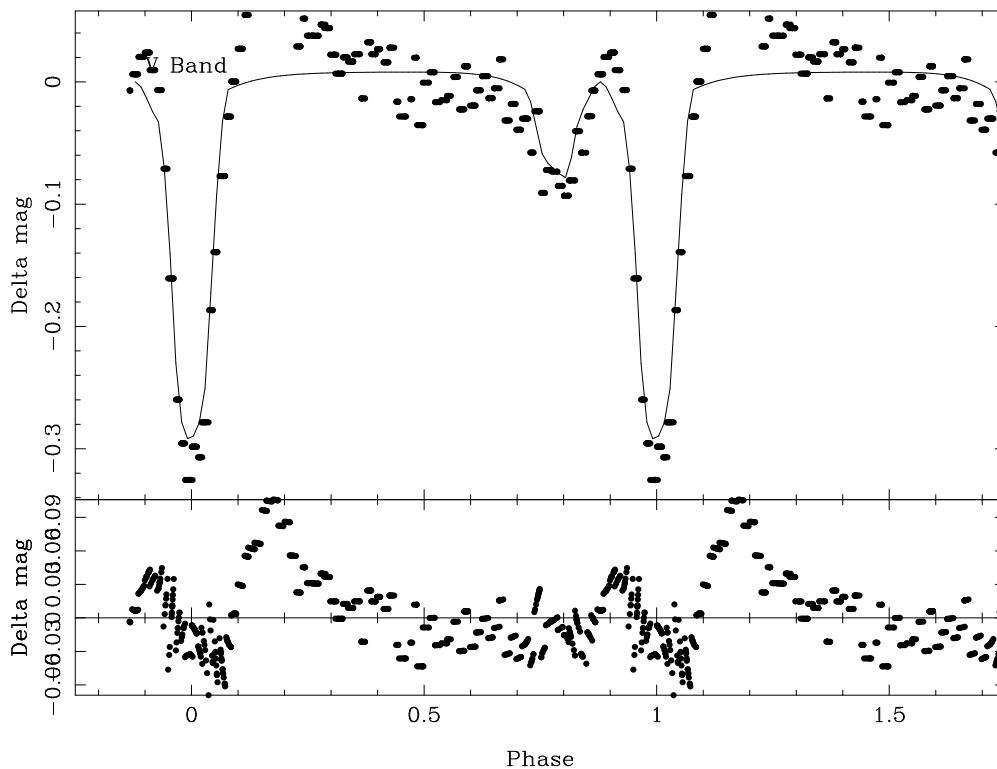


Abbildung 5.30: Ergebnis der Anpassung der synthetischen Lichtkurve an die Messungen. Diesmal mit den zusätzlichen freien Parametern  $e$  und  $\omega$ .

In einem weiteren Schritt wurde dann bei festgehaltener Inklination, Exzentrizität und Periastronlänge die Anpassung durch Annahme eines heißen Flecks auf dem Hypergiganten zu verbessern versucht. In Abbildung 5.31 sieht man das Ergebnis. Die so gewonnene Anpassung ergab allerdings eine Position des Fleckes, welche vom Begleiter aus gesehen im Periastron auf der linken hinteren Seite des Hypergiganten liegt. Der Temperaturunterschied zwischen Fleck und Umgebung müsste nach dem Modell etwa 4000 K betragen, die Größe etwa  $20^\circ$ . An dieser Position kann ein solcher Fleck nicht physikalisch sinnvoll begründet werden. Physikalisch vorstellbar wäre ein heißer Fleck mit einer Position in Verbindungsrichtung der beiden Komponenten, der z.B. durch einen Gasüberfluss entstehen könnte. Eine Simulation eines solchen ist aber in *Nightfall* nicht vorgesehen. Dort kann ein Fleck nur auf eine der Sternoberflächen plaziert werden. Bei exzentrischen Orbits hat das zur Folge, dass der Fleck während des Bahnlaufes nicht auf der Verbindungslinie zwischen den Komponenten bleibt, auch wenn er zum Zeitpunkt des Periastrons dort plaziert wurde und die Sterne mit der Bahnperiode rotieren. Das liegt an der variablen Bahngeschwindigkeit bei exzentrischen Bahnen. Wie man in Abbildung 5.31 auch sieht, wird wiederum das Helligkeitsmaximum nicht wiedergegeben.

Ein Problem ist nach wie vor die Breite des Hauptminimums. Sie wird zwar qualitativ durch die neu angepasste Bahngeometrie wiedergegeben. Also die Raumlage der Bahn ist nun derart, dass sowohl der zeitliche Abstand beider

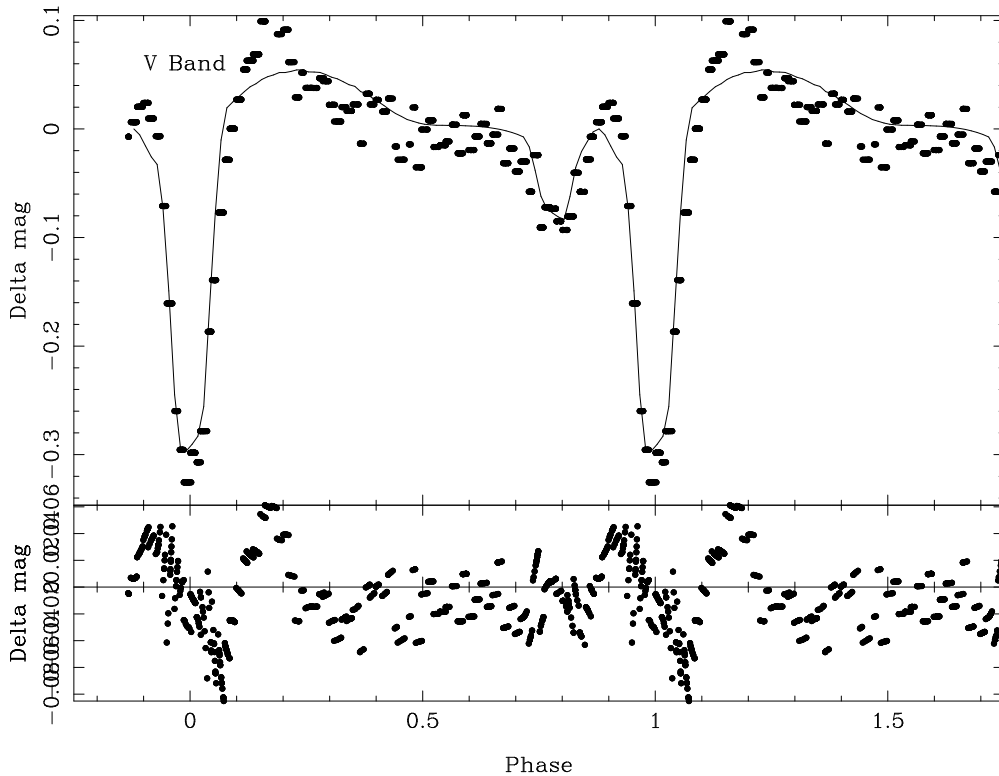


Abbildung 5.31: Ergebnis der Anpassung der synthetischen Lichtkurve an die Messungen. Zusätzlich wurde ein heißer Fleck auf dem Hypergiganten angenommen.

Bedeckungen, als auch die Dauer der Bedeckungen recht gut wiedergegeben wird, dass jedoch nur bei fast vollständiger Ausfüllung der Rochvolumina. Bei genauerer Betrachtung fällt jedoch auf, dass zum einen die Tiefe des Hauptminimums nicht korrekt wiedergegeben ist, zum anderen auch dessen Dauer beim Austritt nicht gut genug mit den Messwerten übereinstimmt. Neben dem Versagen des Modells bei der Anpassung des Helligkeitsmaximums nach der Bedeckung des Hypergiganten wird zudem auch der Bereich zwischen den Minima nur qualitativ reproduziert.

Diese Faktoren geben zu der Überlegung Anlass, dass es sich bei dem Begleiter des Hypergiganten nicht nur um ein stellares Objekt handelt, sondern dieser von einer Scheibe umgeben ist, an deren Rand ein heißer Fleck, verursacht durch Massentüberfluss vom Hypergiganten, lokalisiert ist. Da eine Simulation eines solchen Systems mit dem Programm `Nightfall` nicht durchführbar ist, wurde ein weiteres Programm benutzt.

#### 5.7.4 ECL

Nach obigen Überlegungen wurde eine Zusammenarbeit mit J.A. Orosz vom Sterrenkundig Instituut der Universität Utrecht begonnen. Orosz hat ein Pro-

gramm entwickelt, das Intensitäten von Modellatmosphären zur Lichtkurvensynthese von Doppelsternen benutzt. Das Programm basiert auf der Arbeit von Avni (Avni & Bahcall 1975, Avni 1978) und trägt den Namen ELC.

Das Programm ECL unterstützt neben der Benutzung von Modellatmosphären die Annahme einer Akkretionsscheibe um einen der Sterne. Es basiert wie `Nightfall` auf dem Roche-Modell und verfügt ebenso über verschiedene Funktionen wie z.B. Reflexion und eine dritte Strahlungsquelle im System. Eine detaillierte Beschreibung von ELC findet sich bei Orosz & Hauschildt (2000). Zu Beginn unserer Zusammenarbeit wurde das Programm für exzentrische Bahnen modifiziert, sowie mit der Möglichkeit versehen zusätzlich einen heißen Fleck am Scheibenrand zu modellieren.

Zur Bestimmung der besten Anpassung der synthetischen Lichtkurve wird ein sogenannter *genetischer* Algorithmus von Charbonneau (1995) benutzt. Bei dieser Vorgehensweise wählt man Grenzen und Startwerte für die freien Parameter und generiert 100 Zufallskombinationen der Parameter. Für all diese Parameterkombinationen wird die synthetische Lichtkurve mit ECL ermittelt. Die so generierte *Population* an Ergebnissen wird nach der Güte ihrer Anpassung (mit Hilfe der  $\chi^2$ -Funktion) an die Messwerte bewertet. In einem zweiten Schritt haben die einzelnen Ergebnisse die Gelegenheit sich *fortzupflanzen*, indem mit einem weiteren Algorithmus entschieden wird, welche neuen Parameterkombinationen aus den vorhergegangenen entstehen. Dabei werden die Kombinationen der besten Ergebnisse bevorzugt behandelt. So entstehen 100 *Kinder*, deren Anpassungsgüte erneut ermittelt wird. Dieser Prozess wird solange durchgeführt bis sich die Anpassung nicht signifikant weiter verbessern lässt. Diese Vorgehensweise ist zwar sehr rechenintensiv (einige Wochen bis Monate auf einem Parallelrechner mit 7 Prozessoren), bietet aber den Vorteil, dass das globale Minimum auch bei einer großen Zahl von freien Parametern mit großer Sicherheit gefunden wird.

Für die Lichtkurve von R 81 wurde ein Modell mit Scheibe um den Begleiter des Hypergiganten und einem heißen Fleck am Scheibenrand angenommen. Als anzupassende Messwerte wurden sowohl die mittlere Lichtkurve, als auch die Radialgeschwindigkeiten benutzt. Für die oben genannte Vorgehensweise sind dann 18 freie Parameter anzupassen. Dies sind im einzelnen  $i$ ,  $q$ ,  $a$ ,  $e$ ,  $\omega$ ,  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $T_1$ ,  $T_2$  (alle bereits weiter oben beschrieben), sowie die Rotationsgeschwindigkeit des Hypergiganten  $v_{\text{rot}}$ , der Scheibeninnen- und -außenradius  $r_i$ ,  $r_d$  deren Öffnungswinkel  $\alpha_S$  und Temperatur am Innenrand  $T_S$ , sowie der Exponent des Temperaturverlaufs  $\xi$  und die Temperatur, die Größe und der Positionswinkel des Flecks  $T_F$ ,  $\alpha_F$  respektive  $\omega_F$ .

### 5.7.5 Ergebnis

Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abbildung 5.32 dargestellt. Auf den ersten Blick fällt auf, dass das Helligkeitsmaximum immer noch nicht erklärbar ist. Der Gesamtverlauf der Lichtkurve ist aber ansonsten deutlich besser wiedergegeben als in den vorherigen Versuchen. Die Lichtkurve ist qualitativ folgendermaßen

Tabelle 5.4: Einige Parameter der Anpassung mit ECL.

$i = 86^\circ$	$e = 0.405$	$\omega = 9^\circ$
$K_1 = 34.5 \text{ km s}^{-1}$	$q = 3.6$	$a = 200 R_\odot$
$M_1 = 15 M_\odot$	$R_1 = 61 R_\odot$	
$M_2 = 4 M_\odot$	$R_2 = 12 R_\odot$	
$r_i = 12.8 R_\odot$	$r_d = 55 R_\odot$	$\alpha_S = 11.5^\circ$
$T_F = 15\,000 \text{ K}$	$\alpha_F = 44.9^\circ$	$\omega_F = 222^\circ$

erklärbar: die Helligkeitsabnahme nach dem Hauptminimum wird durch den heißen Fleck verursacht, der sich kurz nach der Bedeckung schnell in die Sichtlinie dreht und dann langsamer wieder herauswandert. Das zweite Minimum entspricht der Bedeckung der Scheibe. Der Begleiter ist fast vollständig von der Scheibe verdeckt. Das Modell wurde ohne Reflexion gerechnet. Da die Scheibe die beiden Sterne voreinander abschattet, ist der daraus eventuell resultierende Fehler als gering einzuschätzen.

Abbildung 5.33 zeigt die Beiträge der einzelnen Komponenten in willkürlichen Einheiten. Man sieht deutlich, dass der Begleiter selbst (grün) einen verschwindend geringen Anteil zur Gesamthelligkeit beiträgt, oder nur indirekt durch das Heizen der Scheibe. Die Scheibe mit Fleck (blau) hat etwa 10% der Intensität des Hypergiganten (rot). Das stimmt gut mit der Abschätzung der Verhältnisse der Integralhelligkeiten aus Kapitel 3.2 überein.

Tabelle 5.4 gibt einige Parameter des erhaltenen Modells an. Wie sich auch schon in den Berechnungen mit `Nightfall` angedeutet hat, ist die Exzentrizität der Bahn mit 0.405 deutlich geringer als rein aus den Radialgeschwindigkeiten berechnet. Das spricht für größere Linienstörungen vor allem während der Bedeckung, was aufgrund der Enge und der dadurch bedingten Deformation des Hypergiganten, sowie durch Bedeckungseffekte durchaus plausibel ist. Auswirkungen der unterschiedlichen Geometrie auf die Radialgeschwindigkeiten werden in ECL berücksichtigt. Man sieht in Abbildung 5.32, dass die Messwerte während des Minimums und kurz danach trotzdem größere Abweichungen vom Modell zeigen. Dies kann zum einen an der NRP des Hypergiganten liegen. Es kann auch nicht ganz ausgeschlossen werden, dass die zusätzliche Absorptionskomponente auch die photosphärischen Linien beeinflusst, obwohl, wie in Kapitel 5.4 untersucht, nichts direkt darauf hinweist.

Der Radius des Hypergiganten ergibt sich deutlich niedriger als zunächst angenommen. Das gleiche gilt für dessen Masse. Daraus folgt auch eine mit  $L_1 = 5 \cdot 10^5 L_\odot$  deutlich kleinere Leuchtkraft. Der heiße Fleck hat seine Position allerdings nicht auf der Verbindungslinie zwischen den beiden Sternen, sondern (im Periastron) etwa  $138^\circ$  von ihr entfernt. Zudem ist seine Temperatur mit 15 000 K sehr hoch. Es ist nicht klar, welche physikalische Ursache ein derar-

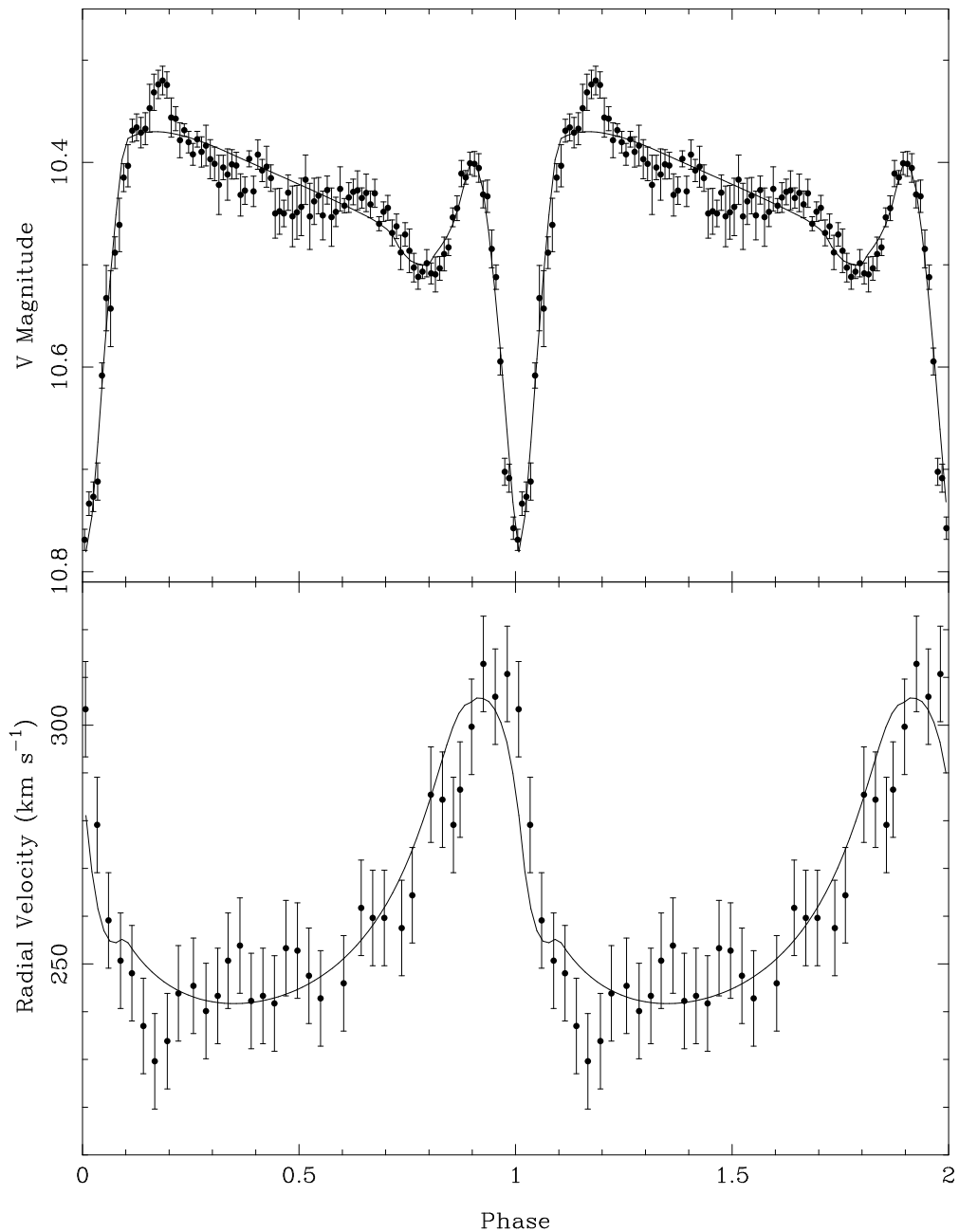


Abbildung 5.32: Ergebnis der Anpassung der synthetischen Lichtkurve (oben) und der Radialgeschwindigkeiten (unten) an die Messungen mit dem Programm ECL. Neben den Sternen enthält das Modell auch eine Scheibe um den Begleiter, sowie einen heißen Fleck am Außenrand der Scheibe in Verbindungsrichtung der beiden Komponenten.

tiger Fleck haben könnte. Heiße Schockzonen, an denen ein Materieüberfluss auf eine Scheibe trifft, sind eher in der Nähe der Verbindungslinie beider Komponenten, zumindest aber auf der dem Masse verlierenden Stern zugewandten



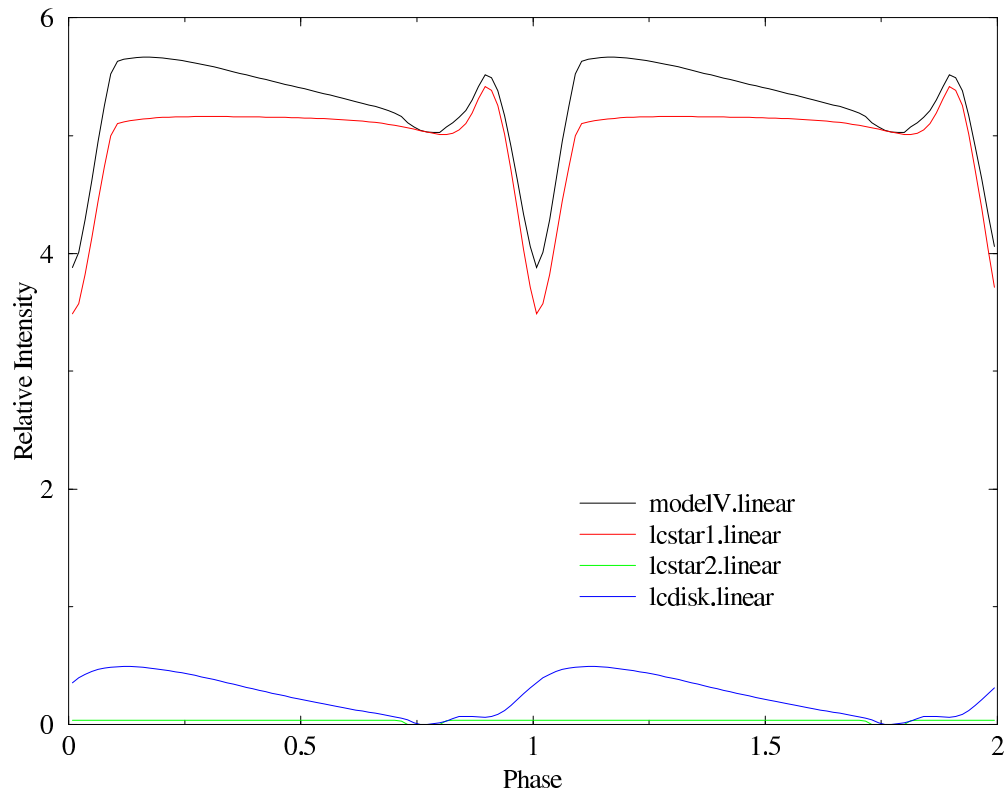


Abbildung 5.33: Beitrag der einzelnen Modellkomponenten zur Lichtkurve in willkürlichen Einheiten. In rot der Hypergigant, grün der Begleiter und blau die Scheibe mit Fleck. In schwarz ist die Summe der einzelnen Beiträge dargestellt.

Seite zu erwarten.

Als Illustration der Güte der Bestimmung der Systemeigenschaften mit ECL sind in Abbildung 5.34 die  $\chi^2$ -Werte für einige Parameter dargestellt. Da der Fit der Lichtkurve nicht über den gesamten Bereich der Lichtkurve gut ist (im Helligkeitsmaximum), sind Konfidenzgrenzen nicht klar definierbar. Als Anhaltspunkt sind daher in den einzelnen Diagrammen Linien für die Werte  $\chi_{\min}^2 + 1, +4, +9$  angegeben. Die Minima sind nicht für alle alle Werte gut definiert. So gibt es beim Radius des Begleiters ein weiteres Minimum bei kleineren Radien. Diese Ungenauigkeit ist auch nicht verwunderlich, denn er ist durch die Scheibe verdeckt.

Abbildung 5.35 zeigt Momentaufnahmen des Systems vom Beobachter aus gesehen zu vier verschiedenen Phasen. Der Begleiter ist vollständig von der Scheibe verdeckt. Bei  $\phi \approx 0$  (oben rechts) wird der Hypergigant durch die Scheibe verdunkelt. Der heiße Fleck ist in hellrot gekennzeichnet und ist fast vollständig sichtbar. Die größte Separation haben die beiden Komponenten aus Sicht des Beobachters bei  $\phi \approx 0.35$  (oben links). Das Apastron ist wegen der geringen Periastronlänge kurz ( $\Delta\phi \approx 0.03$ ) danach. Die Scheibe wurde kurz vor  $\phi \approx 0.8$  (unten links) völlig vom Hypergiganten bedeckt. Das Periastron ist etwa bei Phase 0.9 (unten rechts). Man sieht deutlich die Deformation des Hypergiganten. Eine

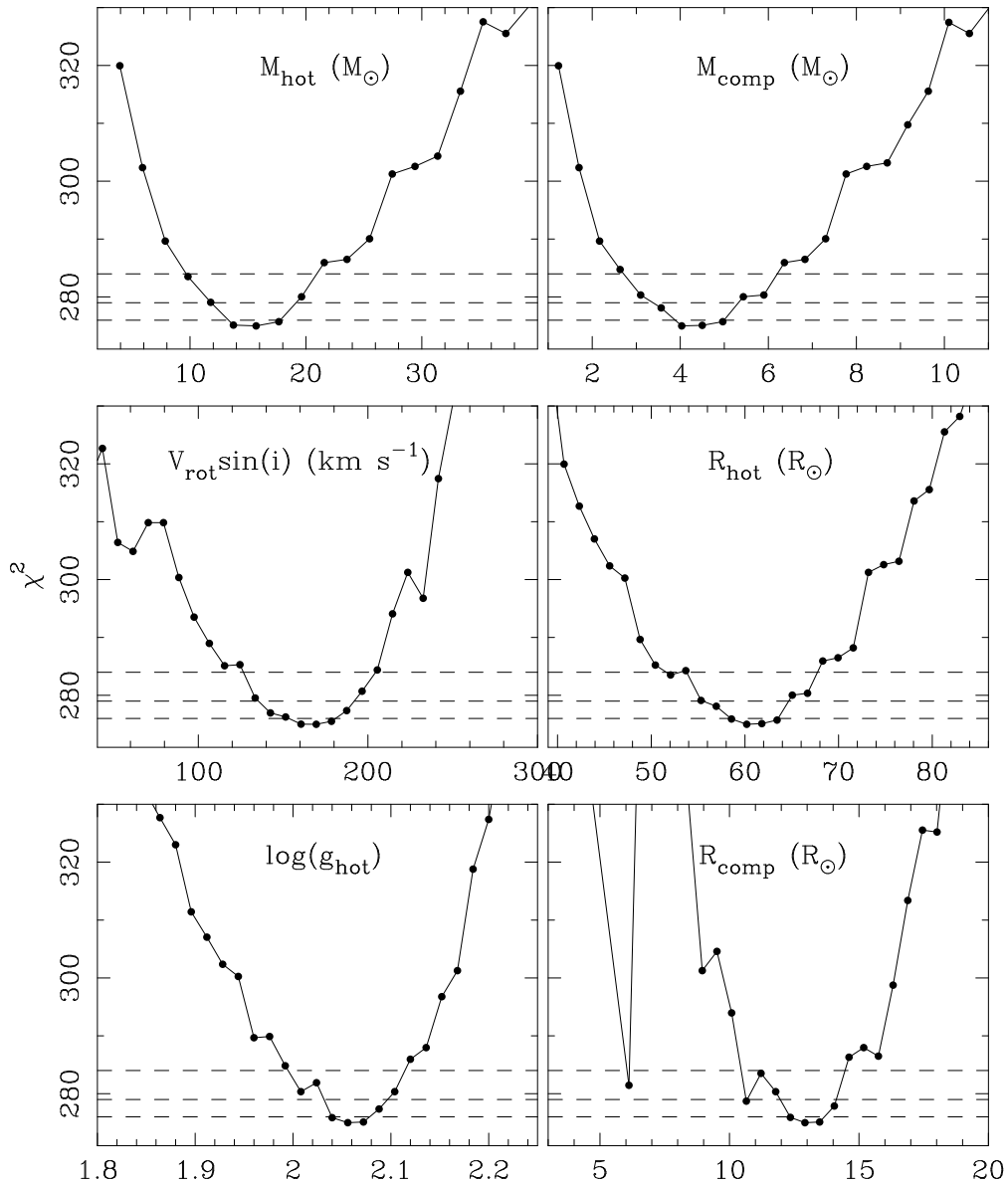


Abbildung 5.34:  $\chi^2$ -Werte für einige mit ECL ermittelte Werte. Die Indizes <sub>hot</sub> und <sub>comp</sub> beziehen sich auf den Hypergiganten und seinen Begleiter. Die Abszisse zeigt die Werte der genannten Größen, die Ordinate die Werte für  $\chi^2$ . Die gestrichelten Linien geben jeweils  $\chi^2_{\text{min}} + 1, +4, +9$  an.

Animation des kompletten Umlaufs findet sich unter <http://www.uni-heidelberg.de/~stubbesi/research.html>.

Die aus der Simulation mit ECL gewonnenen Parameter differieren deutlich von von denen in Kapitel 5.7.2 zuerst abgeschätzten. Sie stimmen jedoch recht gut mit denen überein, die ohne die Benutzung des ungenau bestimmten  $\log g_1$  berechnet wurden. Die mit ECL bestimmten Werte in Tabelle 5.4 werden daher, trotz einiger bleibender Unstimmigkeiten, als Endergebnis dieser Arbeit ver-

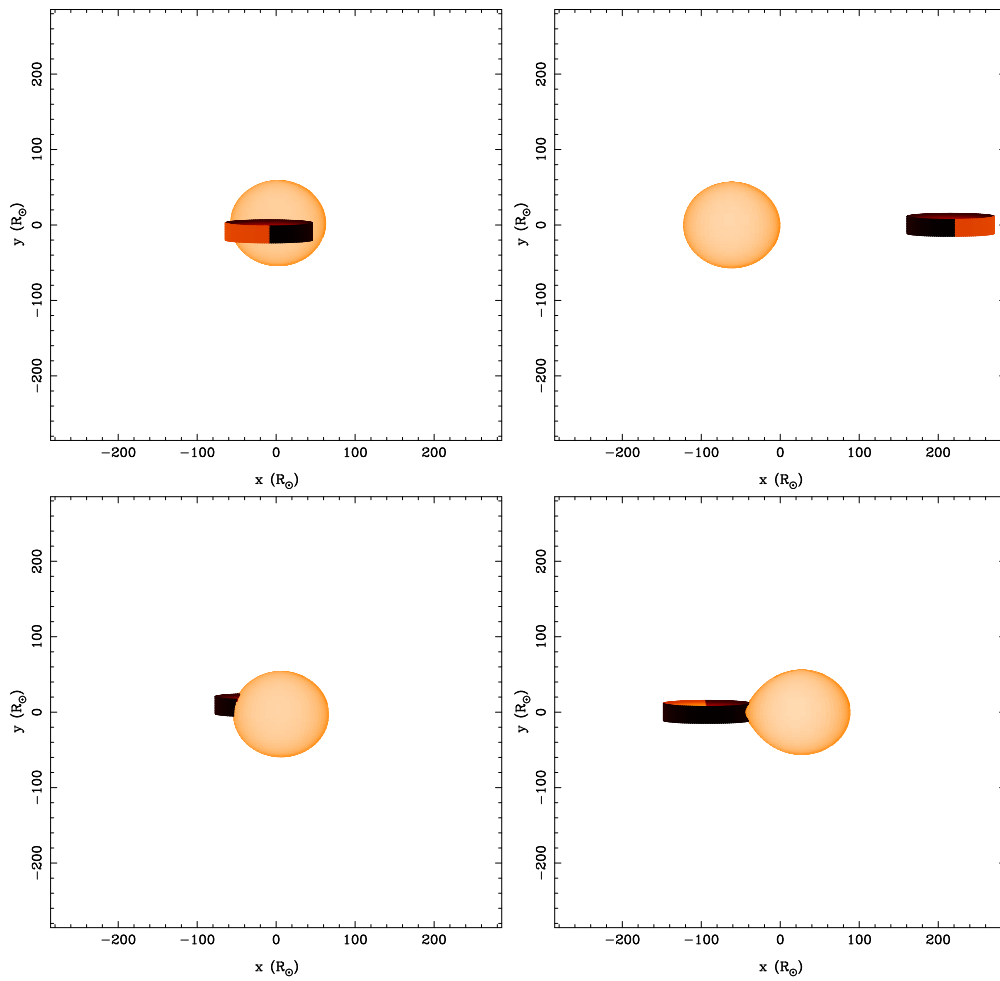


Abbildung 5.35: Maßstabtreues Modell des Systems zu den Phasen  $\approx 0.0$ ,  $0.35$ ,  $0.8$  und  $0.9$  (von oben links nach unten rechts). Der Begleiter ist völlig von der Scheibe verdeckt. In hellrot ist der Fleck auf dem Scheibenrand zu sehen. Hellere Farben symbolisieren höhere Temperaturen (nicht skaliert).

wendet.



# Kapitel 6

## Diskussion

Die in den vorherigen Kapiteln gewonnenen Informationen sollen nun noch einmal geordnet und in ein Gesamtbild des Systems eingegliedert werden.

Zunächst wurde die von Stahl et al. (1987) gefundene und von van Leeuwen et al. (1998) verbesserte Periode, mit welcher der Hypergigant (B2.5Ia-0) im R 81 System durch seinen Begleiter bedeckt wird, zu 74.566 Tagen bestimmt. Neben dem prominenten Hauptminimum mit einem Helligkeitsabfall von 0.35 mag in  $V$  fallen in der mittleren Lichtkurve ein Helligkeitsanstieg direkt nach jenem und ein weiteres Bedeckungsminimum auf. Die Position des zweiten Minimum bei einer Phase von etwa 0.8 bezogen auf das Hauptminimum deutet auf eine stark exzentrische Bahn hin. Zwischen den Minima variiert die Helligkeit um 0.1 bis 0.2 mag auf einer Zeitskala von 10 bis 20 Tagen. Aus der Lichtkurve und der aus der NLTE-Analyse gewonnenen Temperatur wurde auch die bolometrische Helligkeit des Hypergiganten, dessen Entfernung aufgrund seiner Zugehörigkeit zur GMW gut bestimmt ist, zu  $M_{\text{bol}} = -10.43$  mag abgeschätzt.

Das eingangs erwähnte Ziel, die Sternmassen des Systems durch Messung der Radialgeschwindigkeiten zu bestimmen, konnte nicht erreicht werden. Zwar gelang die Bestimmung der Radialgeschwindigkeitskurve für den Hypergiganten, doch konnte trotz intensiver Suche keine spektrale Signatur des Begleiters gefunden werden.

Bei der spektroskopischen Untersuchung des Hypergiganten fielen deutliche Linienprofilvariationen (LPV) auf, die sich auch in den Radialgeschwindigkeiten niederschlugen. Das erschwerte zusätzlich die Bahnbestimmung. Die weitere Analyse ergab zum einen erste Bahndaten, die die vermutete große Exzentrizität bestätigten, und zum anderen eine Periodizität der LPV mit  $P_{\text{lpv}} = 10.98$  Tagen. Diese Periode ist sowohl in den Radialgeschwindigkeiten als auch in den Äquivalentbreiten der untersuchten Linien nachweisbar und findet ihre Ursache sehr wahrscheinlich in nichtradialer Pulsation (NRP) des Hypergiganten. Der Nachweis der Variation in den Äquivalentbreiten spricht dafür, dass die NRP mit größeren Temperatur- und  $\log g$ -Variationen verbunden ist, da Geschwindigkeitsfelder allein nur eine Umverteilung über die Linie verursachen und die absoluten Werte nicht ändern. Die gefundene Periode reiht sich in das Bild ein,

dass Lovy et al. (1984) zeichnen. Danach zeigen Überriesen oft Perioden, die um den Faktor 2 bis 4 größer sind als die ihrer fundamentalen radialen Moden. Für den Hypergiganten im R 81 System liegt die theoretische Periode nach den Autoren bei etwa 4 Tagen (aus deren Abbildung 1). Zum ersten Mal wurde für einen Hypergiganten eine so deutliche Pulsationssignatur gefunden. Die NRP-ähnliche Struktur der spektroskopischen Variationen ist über etwa 7 Zyklen zu verfolgen. Allerdings gibt es auch hier Anzeichen dafür, dass die Periodizität nicht über noch längere Zeiträume stabil bleibt. Das zeigt erneut, wie wichtig die kontinuierliche Beobachtung massereicher Sterne über längere Zeiträume ist, da ansonsten über mehrere quasiperiodische Variationen gemittelt wird und die so erhaltenen Perioden weniger Aussagekraft über die zugrundeliegenden physikalischen Ursachen haben. Die Variationen in der simultanen Photometrie zwischen den Minima sind nicht direkt mit den spektroskopischen korreliert, haben aber die gleiche Zeitskala. Ob diese Kombination aus photometrischer und spektroskopischer Variationen durch NRP verursacht werden kann, muss eine Modellierung mit den noch zu erweiternden, zur Verfügung stehenden Programmen zeigen.

In einigen Fe II Linien finden sich zwei schmale, stationäre Absorptionen zirkumstellarer Natur. Ihre konstante Expansionsgeschwindigkeit von  $135 \text{ km s}^{-1}$  und  $165 \text{ km s}^{-1}$  über den gesamten Beobachtungszeitraum deutet darauf hin, dass sie in entfernten expandierenden Hüllen entstehen, die schon vor längerer Zeit entstanden sind. Allein im Beobachtungszeitraum haben sie sich etwa 10 AU bzw. 8 AU vom System entfernt. Auch bei Stahl et al. (1987) finden sich (in deren Abbildung 4) Messungen einzelner schmaler Absorptionen in Fe II Linien im UV. Eine Komponente bei etwa  $90 \text{ km s}^{-1}$  ist gut definiert, eine weitere bei 130 bis  $150 \text{ km s}^{-1}$  nur schwer zu bestimmen. Geht man davon aus, dass es sich zumindest bei der Komponente mit 90 bzw.  $88 \text{ km s}^{-1}$  um jeweils das gleiche Material handelt, ist es mittlerweile etwa 300 AU vom System entfernt. Solche Anzeichen vergangenen Massenausflusses finden sich auch bei P Cygni (Lamers et al. 1985). In diesem Zusammenhang kann auch die Detektion von Infrarotemission bei R 81 mit IRAS (Joint IRAS Science Working Group 1995) als weiteres Anzeichen dafür gedeutet werden, dass bei diesem System kühles zirkumstellares Material vorhanden ist.

Durch die simultane Aufnahme spektroskopischer und photometrischer Daten gelang es, die intrinsischen Variationen der Emissionsintensität der  $H\alpha$  Linie von denen, die durch die Normierung relativ zum Kontinuum verursacht werden zu trennen. Die Emissionsintensität der  $H\alpha$  Linie ist ein Indikator für den dichten Wind des Hypergiganten und variiert auf einer Zeitskala in der Größenordnung der Bahnperiode um etwa 20%. In Linien mit schwächerer Emission verschwindet diese sogar teilweise ganz. Variationen auf diesen Zeitskalen sind typisch für Hypergiganten und Überriesen. Sogenannte Mikrovariationen in der Lichtkurve mit einer Amplitude von 0.1 bis 0.2 mag auf Zeitskalen von größenordnungsmäßig 100 Tagen wurden bei vielen Objekten dieser Art gefunden (van Leeuwen et al. 1998). Als spektroskopisches Beispiel sei erneut P Cygni genannt. Markova et al. (2001) berichten von Variabilität der  $H\alpha$ -Äquivalentbreite auf einer Zeitskala von 40 bis 60 Tagen.

Da eine direkte Bestimmung der Massen über die Radialgeschwindigkeiten aufgrund der fehlenden spektroskopischen Signatur des Begleiters nicht möglich ist, wurde versucht, die mittlere Lichtkurve mit Hilfe von Simulationsprogrammen zu erklären. Es zeigte sich, dass eine Modellierung der Lichtkurve unter der Annahme zweier stellarer Objekte mit der aus den Radialgeschwindigkeiten bestimmten Bahn nicht möglich war. Zum einen ließ sich die Breite des Hauptminimums und der Helligkeitsabfall zwischen den Minima nicht befriedigend reproduzieren. Das Helligkeitsmaximum direkt nach der Bedeckung des Hypergiganten ließ sich gar nicht erklären. Daher wurde ein neues Modell gewählt, bei dem der Begleiter von einer Scheibe umgeben ist, an deren Rand sich ein heißer Fleck befindet. Auch die Radialgeschwindigkeiten wurden in die Modellierung miteinbezogen. Bis auf das Helligkeitsmaximum konnte so die Lichtkurve reproduziert werden. Allerdings liegt die Position des Flecks auf der vom Hypergiganten abgewandten Seite der Scheibe und nicht auf der Verbindungslinie der beiden Sterne. Die wichtigsten ermittelten Parameter werden noch einmal in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Tabelle 6.1: Die wichtigsten Parameter des R81 Systems.

Bolometrische Helligkeit des Hypergiganten	$M_{\text{bol},1} = -10.43 \text{ mag}$
Ephemeride der Lichtkurve	$\text{JD}_{\text{Bedeckung}} = 2451193.10 + 74.566 E$
Exzentrizität	$e = 0.405$
Julianisches Datum des Periastrondurchgangs	$T_0 = 2451185.12$
Große Bahnhalbachse	$a = 228.3 R_{\odot}$
Inklination	$i = 86^{\circ}$
Periastronlänge	$\omega = 9^{\circ}$
Massenverhältnis ( $M_1/M_2$ )	$q = 3.6$
Sternmassen	$M_1 = 15 M_{\odot} \quad M_2 = 4 M_{\odot}$
Sternradien	$R_1 = 61 R_{\odot} \quad R_2 \approx 12 R_{\odot}$
Effektivtemperaturen	$T_1 = 19\,500 \text{ K} \quad T_2 \approx 8\,000 \text{ K}$
Periode der Linienprofilvariation	$P_{\text{lpv}} = 10.98 \text{ Tage}$
Scheibenradius	$r_d = 55 R_{\odot}$
Temperatur des Flecks	$T_F = 15\,000 \text{ K}$

Nach dem Modell füllt der Hypergigant sein Roche-Volumen während des Periastrons fast aus und unterliegt dementsprechenden Deformationen. Neben der Lichtkurve kann das Modell auch erklären, warum keine spektroskopische Signatur des Begleiters nachweisbar ist, denn dieser ist komplett von der Scheibe verdeckt.

Abbildung 6.1 zeigt, wie sich das System zum Zeitpunkt der Bedeckung des

Hypergiganten schematisch darstellt. Der Beobachter schaut von der rechten Bildseite. In blau ist der Hypergigant, in braun der Begleiter, in grün die Scheibe und in gelb der heiße Fleck dargestellt. Am oberen Bildrand sind die entfernten Hüllen angedeutet. Die mit ? gekennzeichneten Gebiete sollen auf die ungeklärte Frage hinweisen, ob es in dem System Massenüber- oder -ausfluss gibt. Es wurde zum dargestellten Zeitpunkt in mehreren Linien eine breite, relativ zur Systemgeschwindigkeit blauverschobene, zusätzliche Absorptionskomponente beobachtet, die durch das Eintreten eines Stroms kühlen Gases in die Sichtlinie erklärt werden kann. Nach dem Modell könnte dafür die Scheibe des Begleiters verantwortlich sein. Da aber der Hypergigant wie auch die Scheibe ihre Roche-Radien nahezu ausfüllen und der Hypergigant über einen dichten Wind (durch die kurzen Pfeile angedeutet) sowie NRP verfügt, ist es durchaus vorstellbar, dass es Massenüberfluss am  $L_1$  Punkt oder/und Massenausfluss am  $L_2$  Punkt gibt. Da der  $L_1$  Punkt zur Bedeckung von der Scheibe verdeckt wird, kommt als weitere Erklärungsmöglichkeit der Absorptionskomponente das am  $L_2$  Punkt auströmende Material in Frage. Diese Möglichkeit wird auch dadurch gestützt, dass es den Anschein hat, dass schon einen Zyklus vorher eine solche Absorption erschienen ist, diese aber im weiteren Verlauf ein unterschiedliches Verhalten zeigt. Bei Absorption im Scheibenmaterial wäre ein konstanteres Verhalten zu erwarten.

Bei all seinen typischen Hypergiganten-Eigenschaften und Ähnlichkeiten zu P Cygni zeigt R 81 doch auch unterschiedliches Verhalten. Die sonst typische Variabilität der Absorptionskomponenten der hohen Balmerlinien insbesondere  $H\alpha$  (siehe u.a. Kaufer 1996a, Rivinius 1997, Schäfer 2000) fehlt bei R 81. Diese Absorptionen werden durch variable Asymmetrien im Wind, z.B. Verklumpungen, verursacht. Der Wind von R 81 scheint also symmetrischer und gleichmäßiger als der verwandter Objekte zu sein. Die Ursachen könnten dabei in einer eventuell stabilisierenden Wirkung des Begleiters liegen. Durch die starke Exzentrizität und Enge der Bahn sind beide Körper periodischen Variationen der auftretenden Kräfte unterworfen. So wäre eine Anregung bestimmter fundamentaler Pulsationsmoden vorstellbar. Ein erster Anhaltspunkt liegt in dem Zusammenfallen des Minimums in der  $H\alpha$ -Emission mit dem Zeitpunkt des Periastrons. Dabei kann es sich natürlich auch um reinen Zufall handeln. Weitere gezielte Beobachtungen könnten zur Klärung beitragen.

Mit den aus dem Modell bestimmten Massen kommen nach Langer (2000) und Wellstein et al. (2001) drei verschiedene Entwicklungsszenarien in Frage.

1. Der Begleiter ist ein Hauptreihenstern. Aufgrund der Masse handelte es sich demnach um einen späten B-Stern.
2. Der Begleiter ist ein Heliumstern.
3. Der Begleiter ist ein Schwarzes Loch.

Für Fall 1 ist das Szenario trivial: der massereichere Stern hat sich bis heute zum Hypergiganten entwickelt.



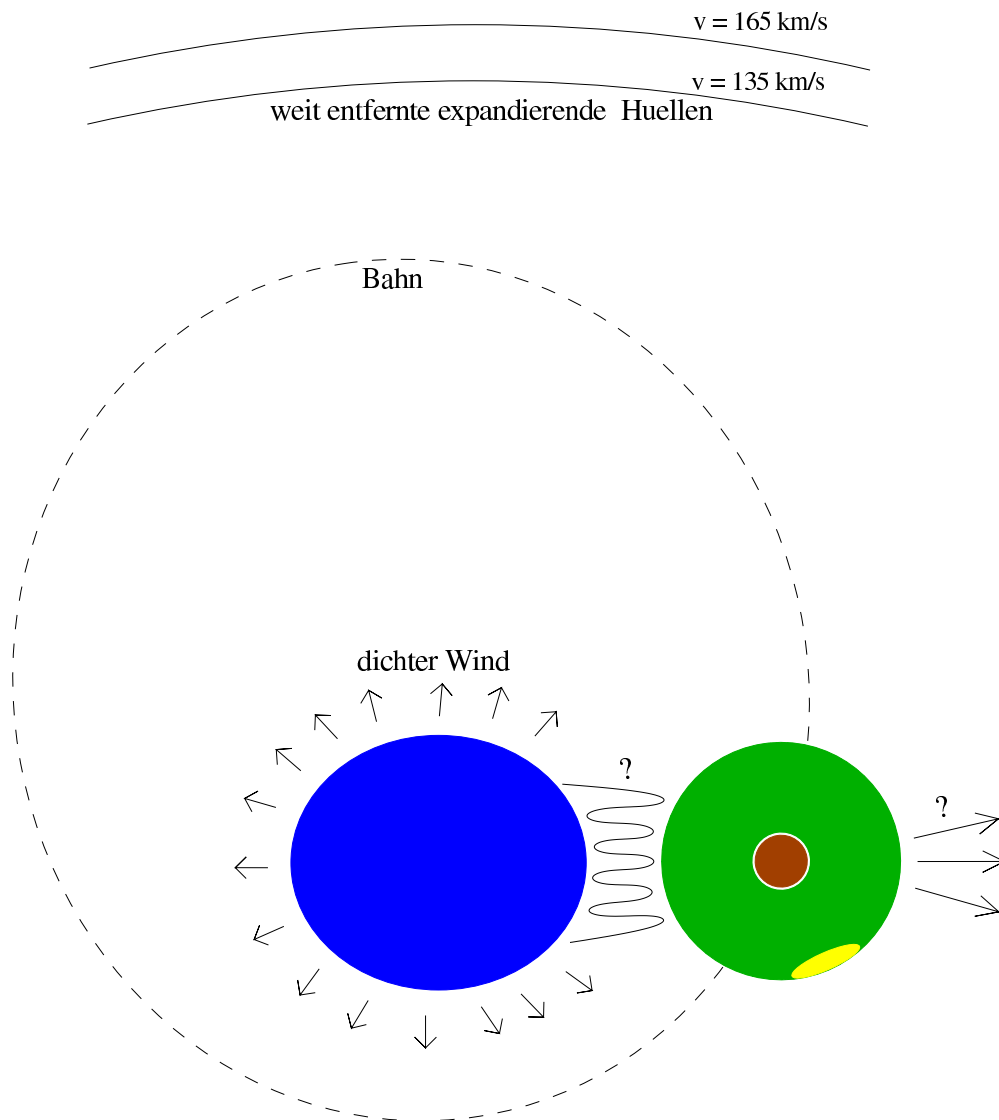


Abbildung 6.1: Maßstabstreue (bis auf die Entfernung der Hüllen), schematische Zeichnung des R 81 Systems zum Zeitpunkt der Bedeckung von oben gesehen (Umlauf gegen den Uhrzeigersinn). In blau der Hypergigant, in braun der Begleiter, grün die Scheibe und gelb der heiße Fleck. Gestrichelt ist die Bahn des Begleiters korrigiert auf die Position des Hypergiganten eingezeichnet. Der Beobachter befindet sich genau rechts.

In Fall 2 starteten beide Sterne mit ähnlicher, der jetzige Hypergigant aber mit einer etwas geringeren Anfangsmasse. Der massereichere Stern entwickelte sich schneller und es käme zu einem signifikanten Massenüberfluss, so dass der anfangs leichtere Stern nun der schwerere ist.

Fall 3 bedeutete zwei sehr große, aber deutlich unterschiedliche Anfangsmassen. Der anfangs schwerere Stern (jetzt der leichtere) entwickelte sich zunächst

zum Roten Überriesen und der Massenüberfluss verengte und zirkularisierte die Bahn. Durch die folgende Supernovaexplosion vergrößerte sich schließlich die Exzentrizität auf den heutigen Wert.

Die Schwierigkeiten des Modells bei der Erklärung der Lichtkurve machen die Entscheidung für eines der Szenarien recht spekulativ. Der heiße Fleck am Scheibenrand kann an dieser Position nicht plausibel durch geschocktes Gas am Auftreffpunkt eines eventuellen Massenüberflusses erklärt werden. Vorstellbar wäre noch eine Asymmetrie in der Scheibe bei diesem Winkel. Eine Art *Loch* in diesem Bereich der Scheibe könnte eventuell auch das Helligkeitsmaximum direkt nach der Bedeckung verursachen, weil dann zu dieser Phase der Blick auf den Begleiter frei wäre. Spektroskopisch ist aber auch zu dieser Phase keine Auffälligkeit zu entdecken. Unter Annahme eines solchen Lochs schied ein Hauptreihenstern als Begleiter aus, da er nicht über die nötige Leuchtkraft verfügt einen derartigen Helligkeitsanstieg zu verursachen. Die Annahme eines Heliumsterns als Begleiter des Hypergiganten stellt zusätzliche Bedingungen an die Eigenschaften der Scheibe. Diese muss optisch dick genug sein, um die starke Emission eines Heliumsterns zu blockieren, aber (zumindest an einer Stelle) dünn genug um den Helligkeitsanstieg zu verursachen. Gleiches gilt damit auch für ein Schwarzes Loch. Allerdings wurde R 81 in keinem All-Sky-Survey im Radio- oder Röntgenbereich als Quelle nachgewiesen. Bei hohen Inklinationen wie in R 81 kann eine optisch dicke Akkretionsscheibe jedoch diese Strahlung völlig absorbieren. Eine gezielte Beobachtung könnte auch hier eventuell Klarheit schaffen.

Die aus dem Modell erhaltene Masse des Hypergiganten liegt allerdings deutlich unter der aus der Eddingtonleuchtkraft abgeschätzten Massenuntergrenze. Damit ergibt sich natürlich auch eine abweichende Leuchtkraft des Hypergiganten. Aufgrund seiner Zugehörigkeit zur GMW ist aber gerade die Leuchtkraft aus der Photometrie recht genau bestimmt. Das Modell kann also das System zwar qualitativ beschreiben, die genannten Diskrepanzen werfen aber Zweifel an dessen Vollständigkeit auf. Die aus dem Modell ermittelten Absolutwerte sind daher als vorläufig zu betrachten.

Aus den aufgeführten Unklarheiten ergibt sich die Notwendigkeit von weiteren Untersuchungen. Erste nötige Schritte im Anschluss an diese Arbeit sind die Modellierung der NRP sowie die weitere Modellierung der Lichtkurve mit alternativen Szenarien.

## Anhang A

# Spektralatlas von R 81

Auf den folgenden Seiten ist das zeitlich gemittelte Gesamtspektrum von R 81 dargestellt. Die Auflösung beträgt im gesamten Bereich  $\lambda/\Delta\lambda = 48\,000$ . Alle identifizierten Linien sind benannt. Regionen in denen Störungen durch den CCD-Chip verursacht werden, sind mit einer horizontalen Linie unterhalb des entsprechenden Bereiches gekennzeichnet. Zur Linienidentifizierung wurden benutzt: Moore (1972), Stahl et al. (1993), Rivinius (1995) und Péquignot & Baluteau (1988). Die Himmelsemissionen wurden mit Hilfe von Osterbrock et al. (1996) identifiziert. Erläuterungen siehe Kapitel 4.1.

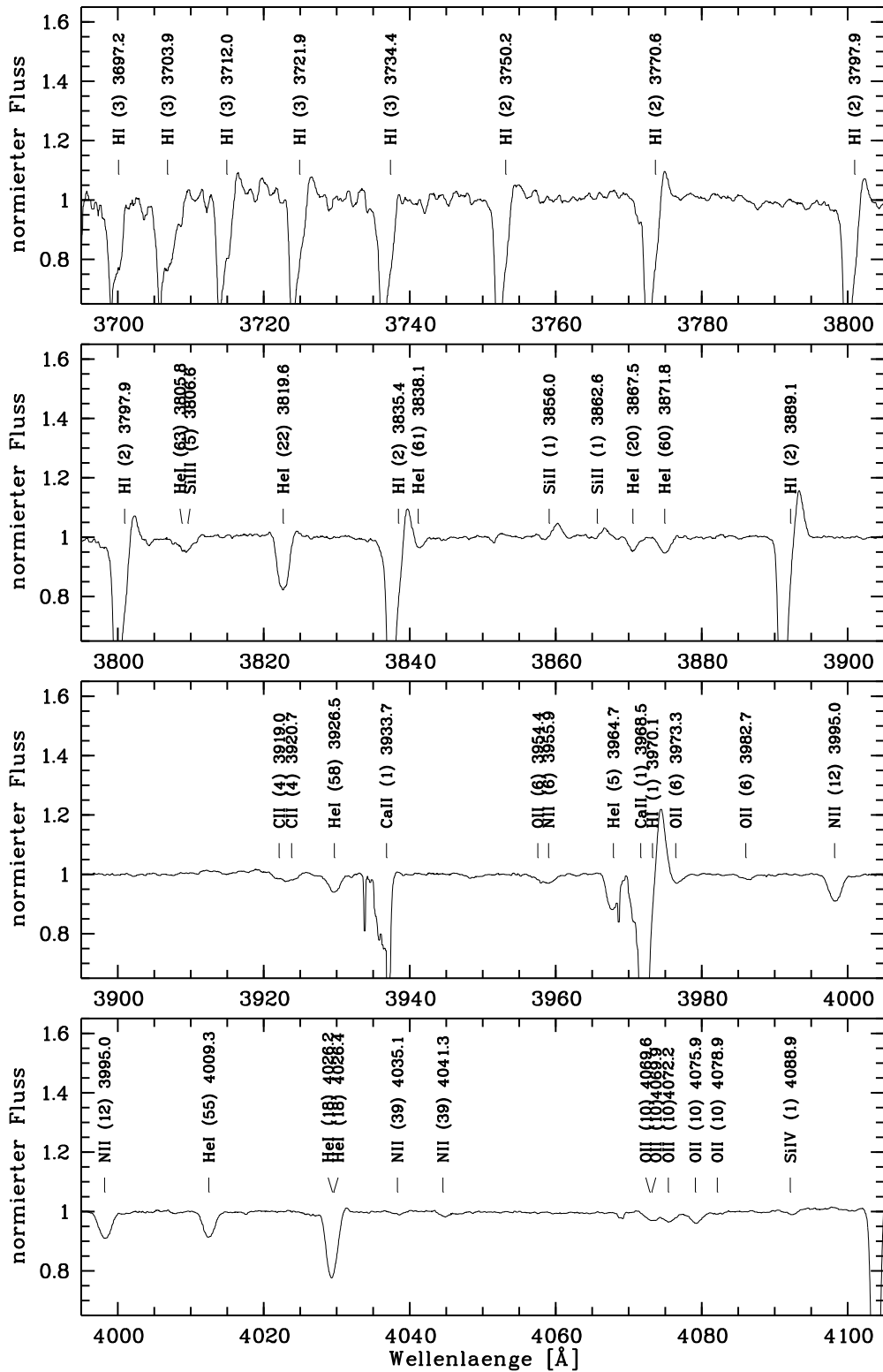


Abbildung A.1: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 3700 bis 4100 Å.

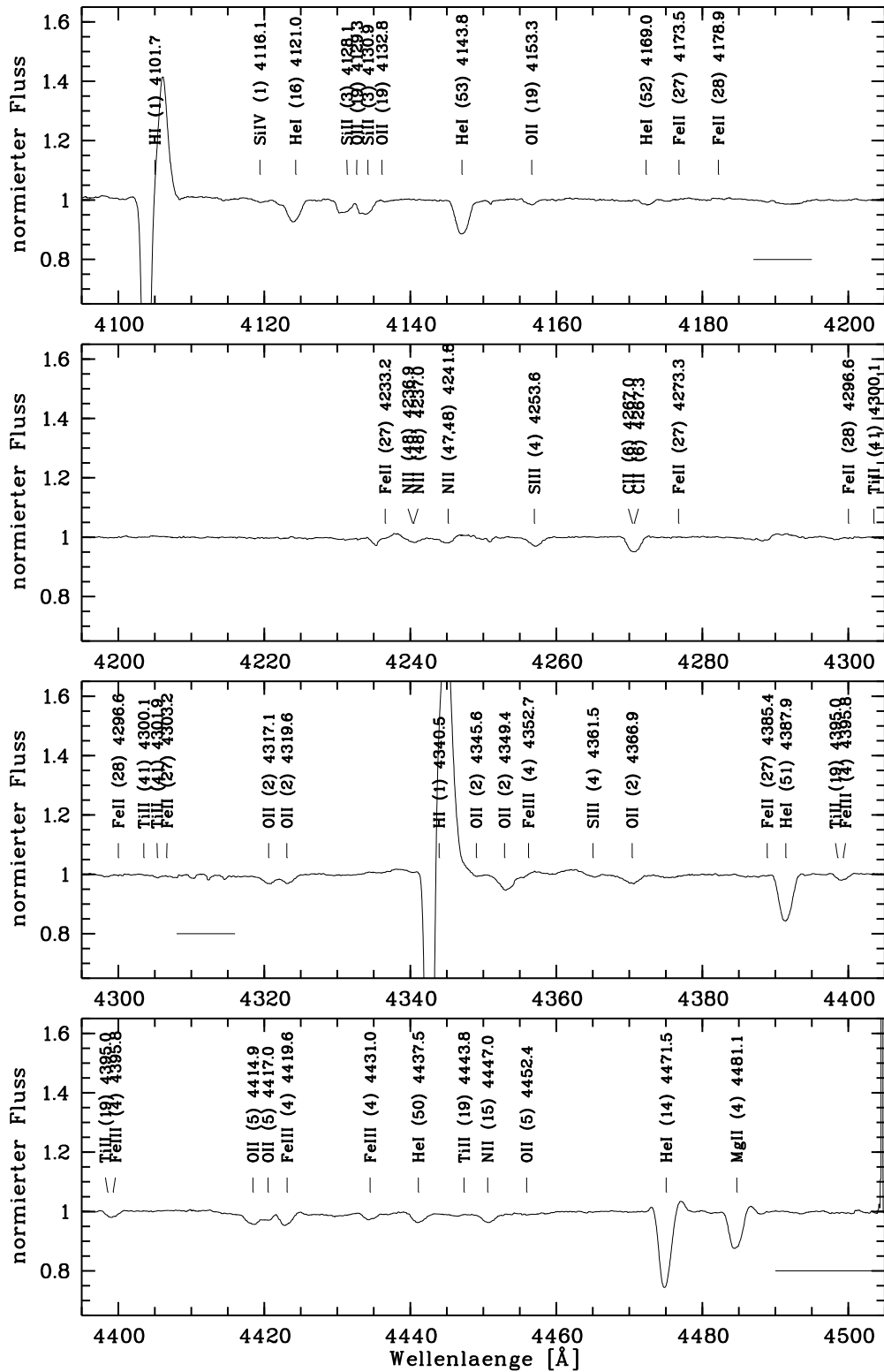


Abbildung A.2: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R81 im Bereich von 4100 bis 4500 Å.

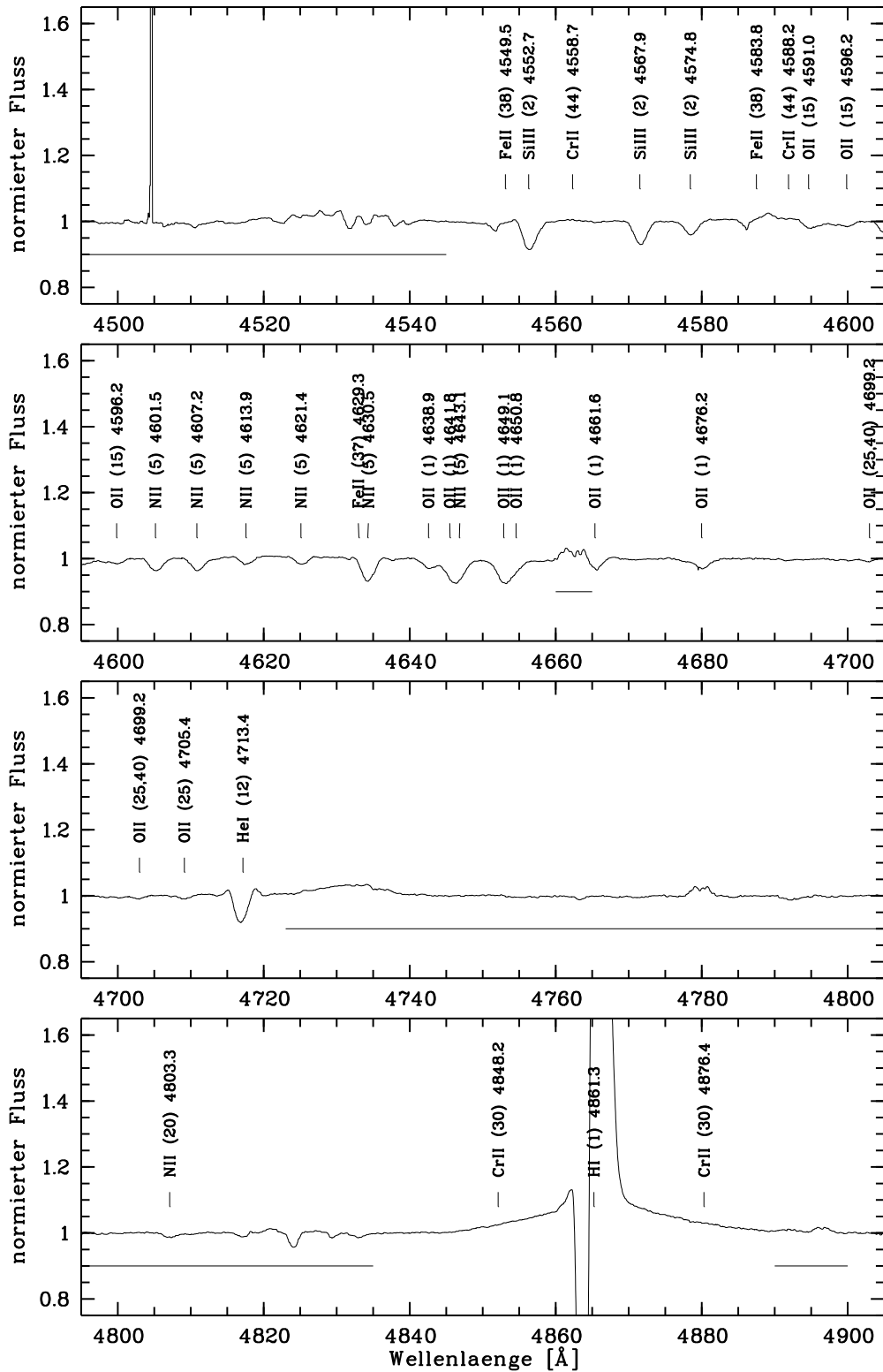


Abbildung A.3: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 4500 bis 4900 Å.

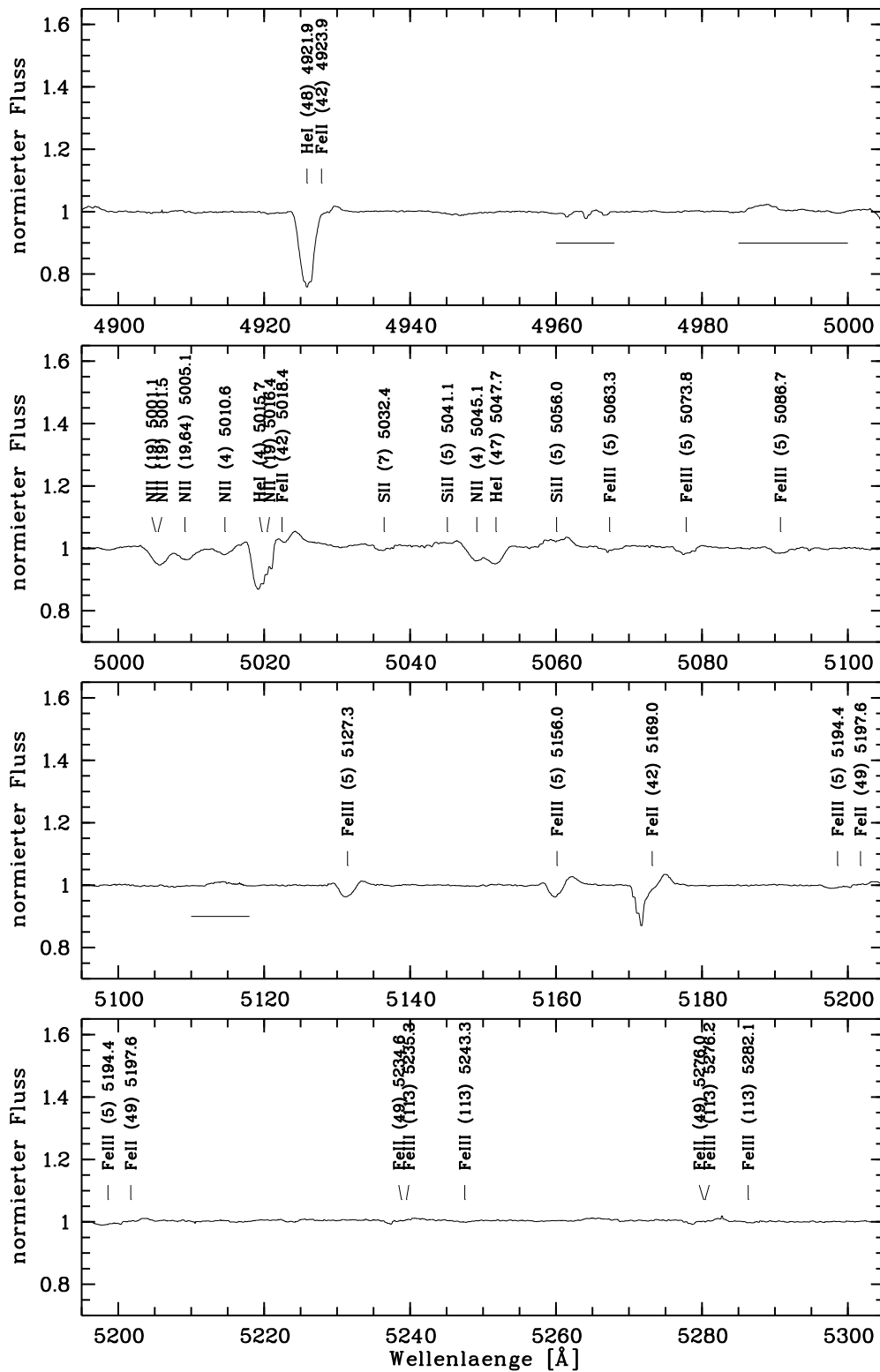


Abbildung A.4: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R81 im Bereich von 4900 bis 5300 Å.

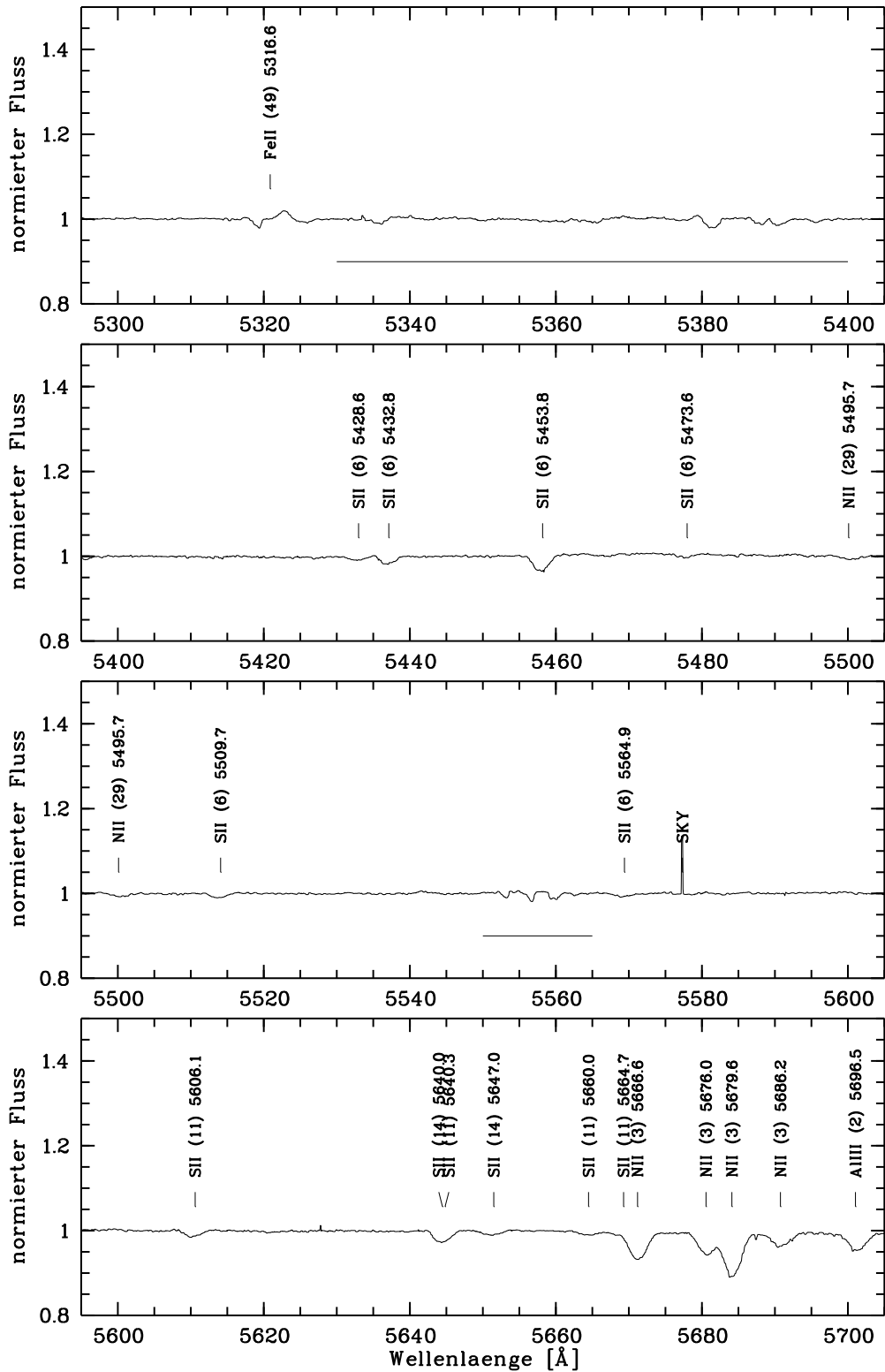


Abbildung A.5: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 5 300 bis 5 700 Å.



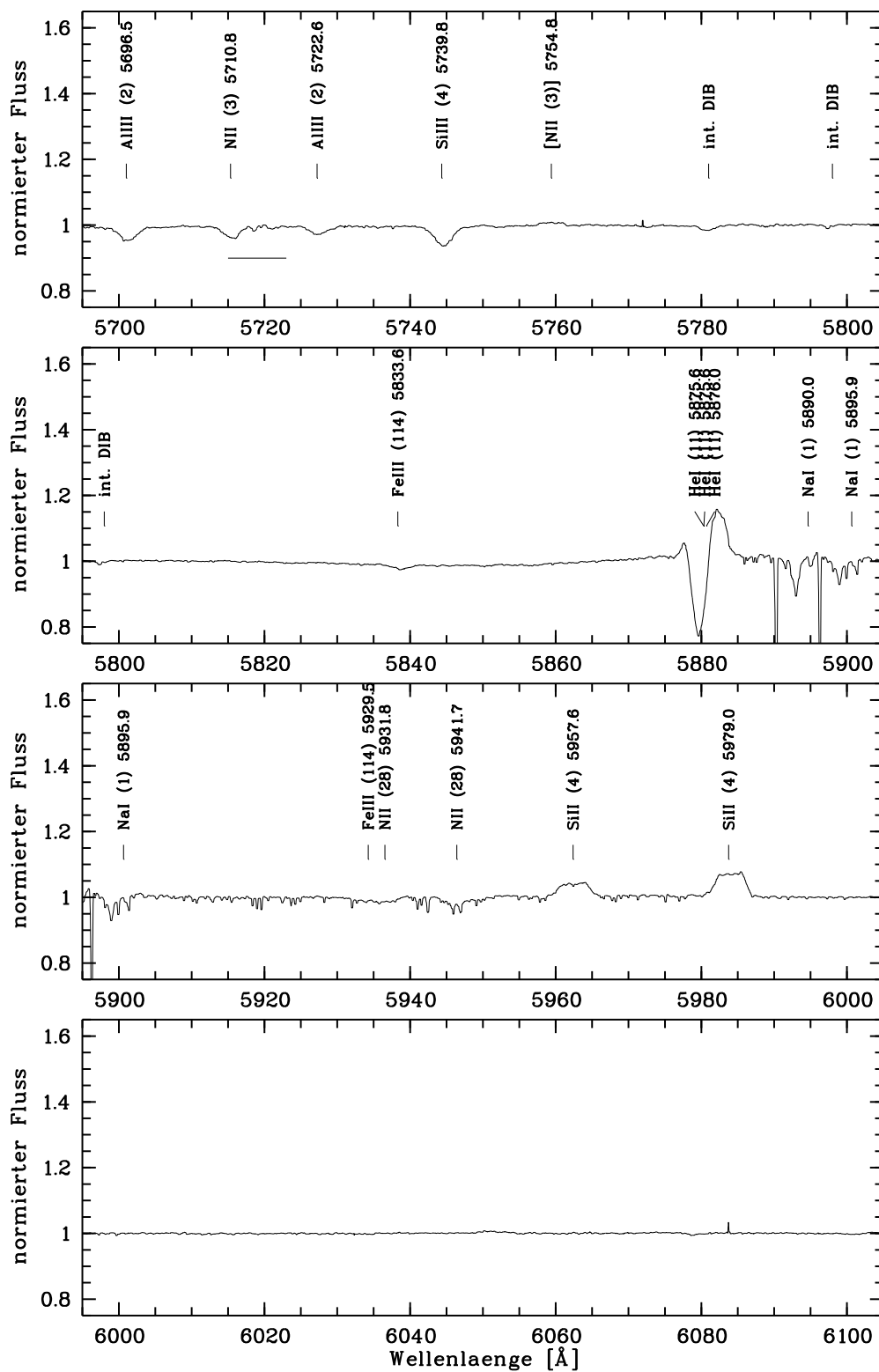


Abbildung A.6: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 5 700 bis 6 100 Å.

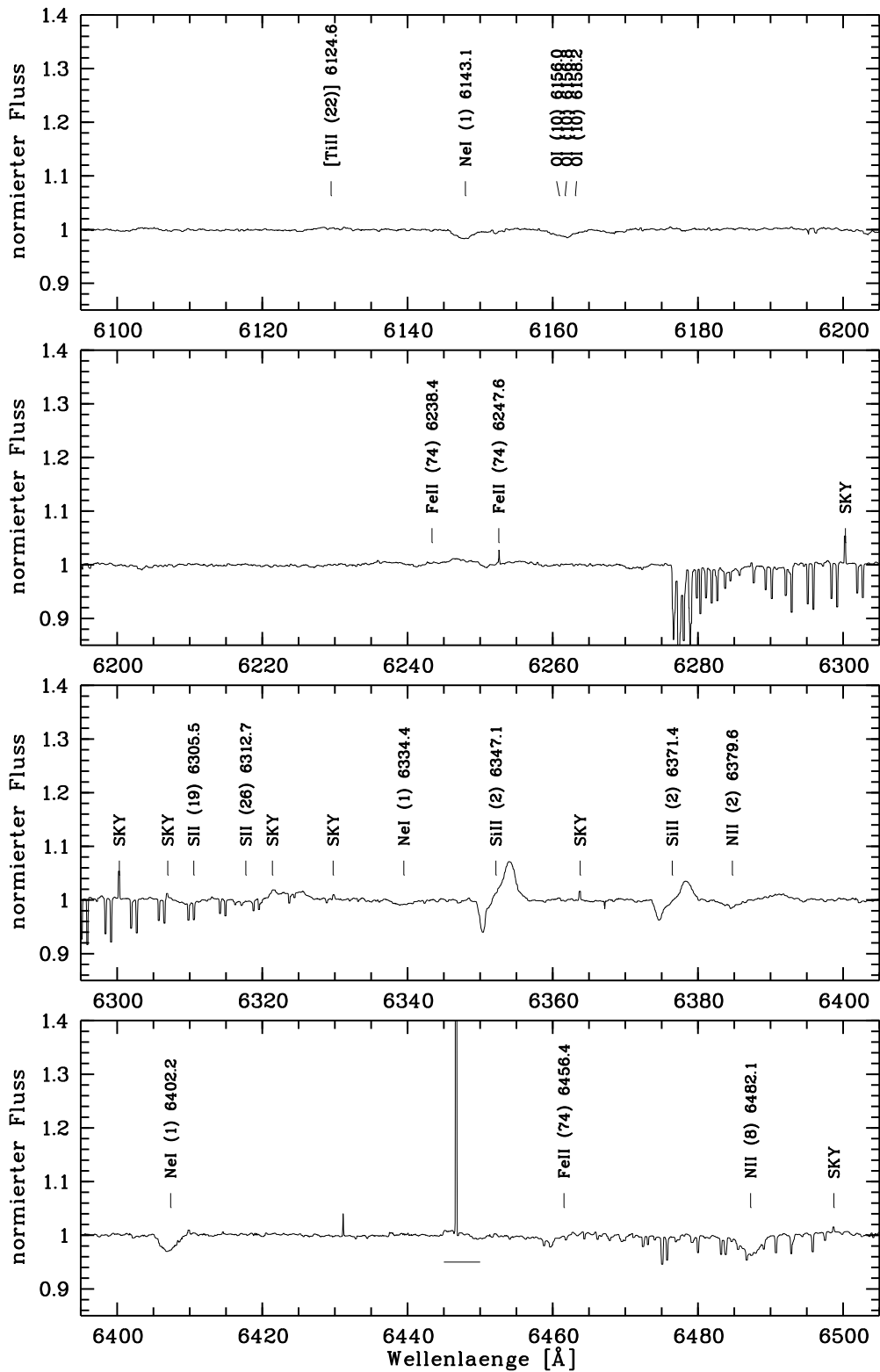


Abbildung A.7: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 6100 bis 6500 Å.

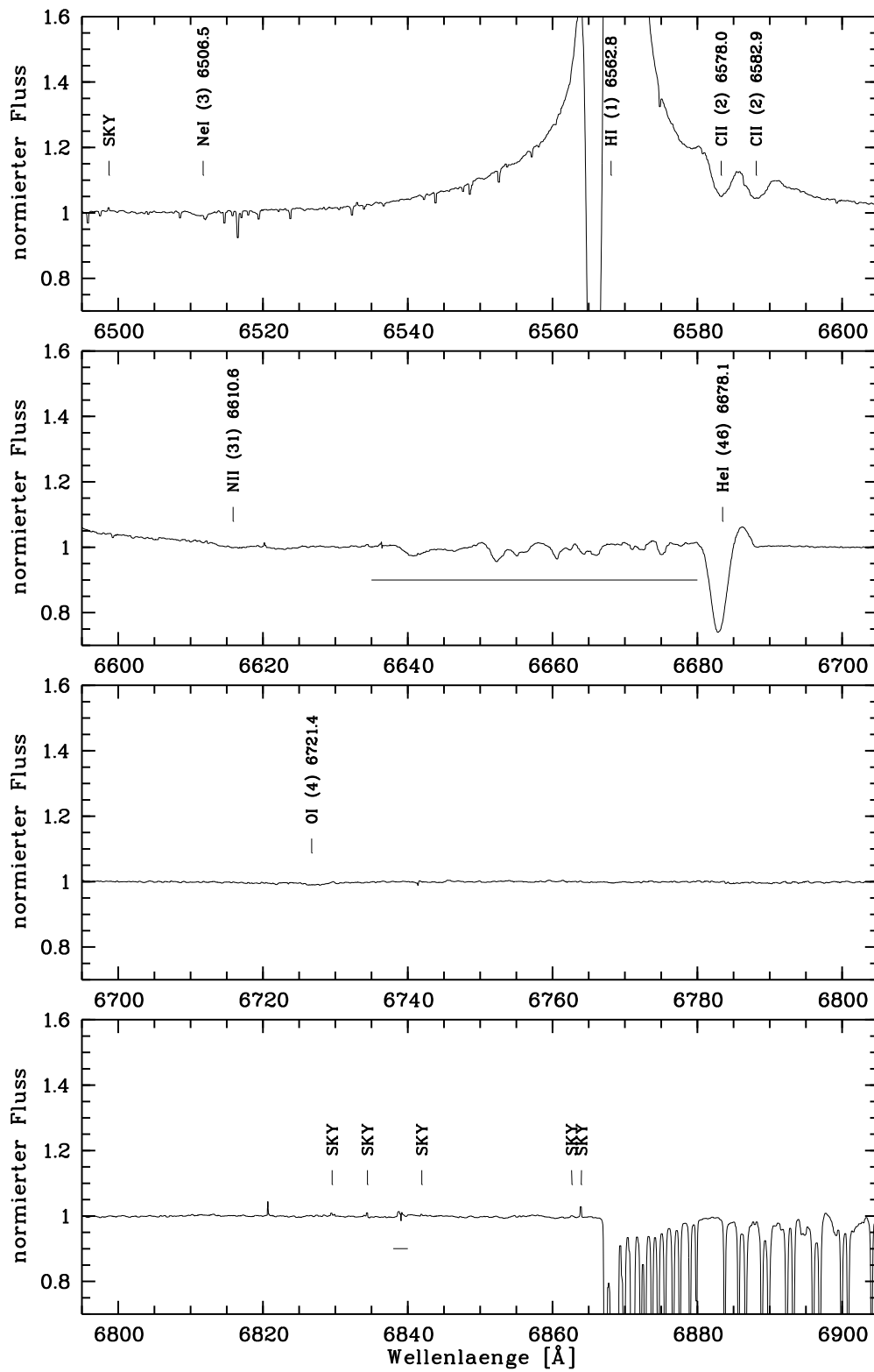


Abbildung A.8: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 6 500 bis 6 900 Å.

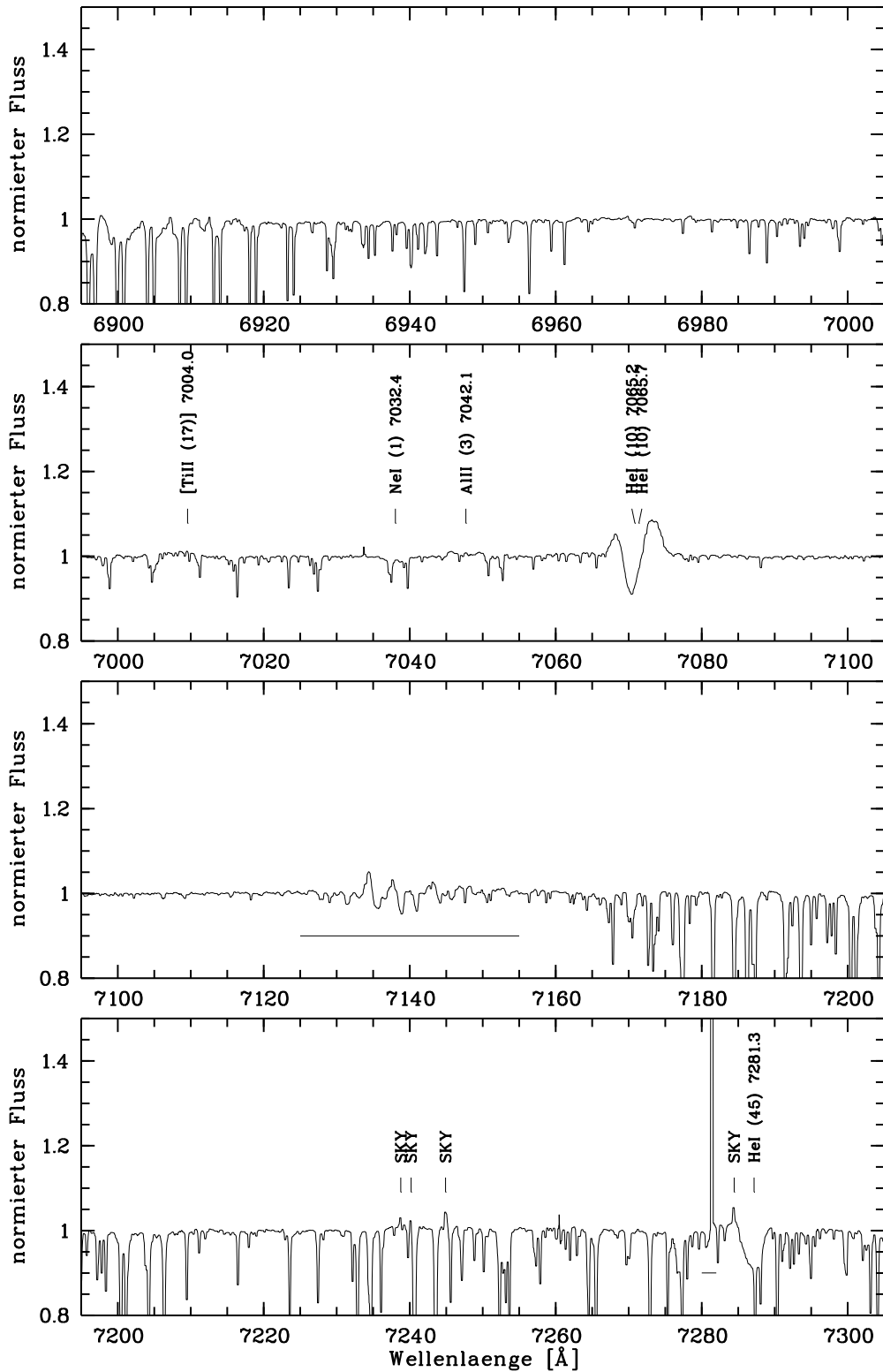


Abbildung A.9: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 6 900 bis 7 300 Å.

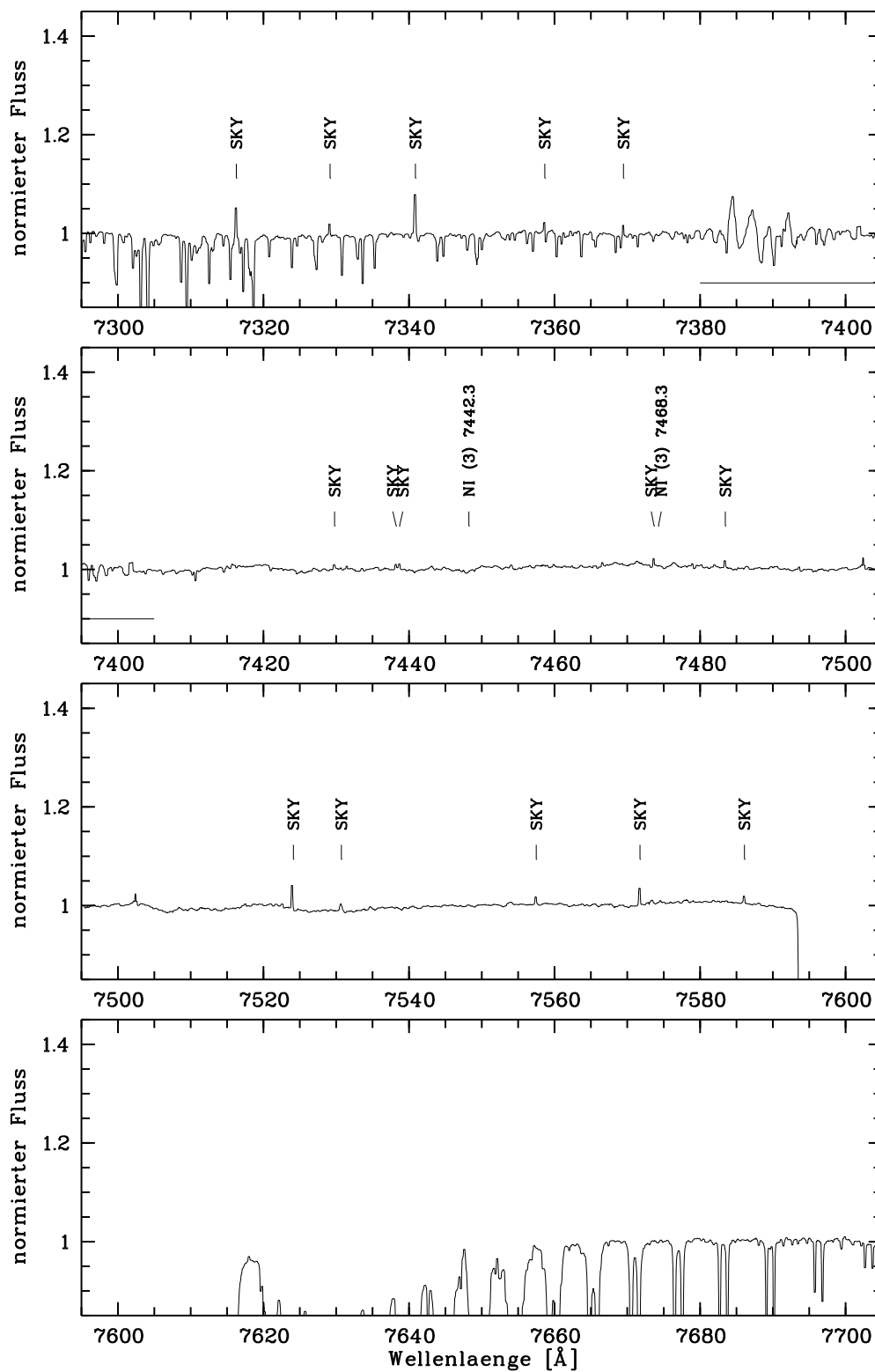


Abbildung A.10: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 7300 bis 7700 Å.

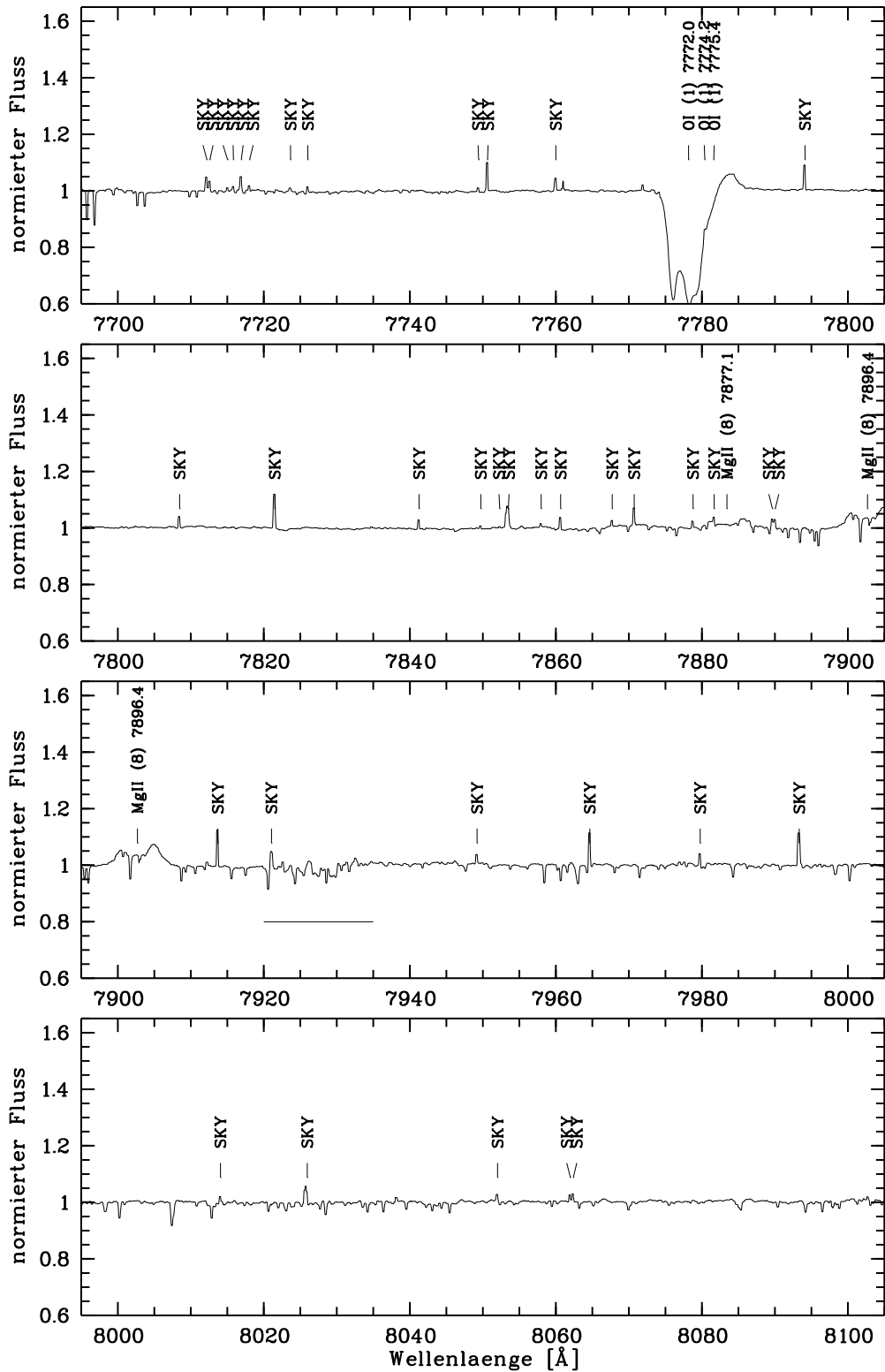


Abbildung A.11: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 7700 bis 8100 Å.

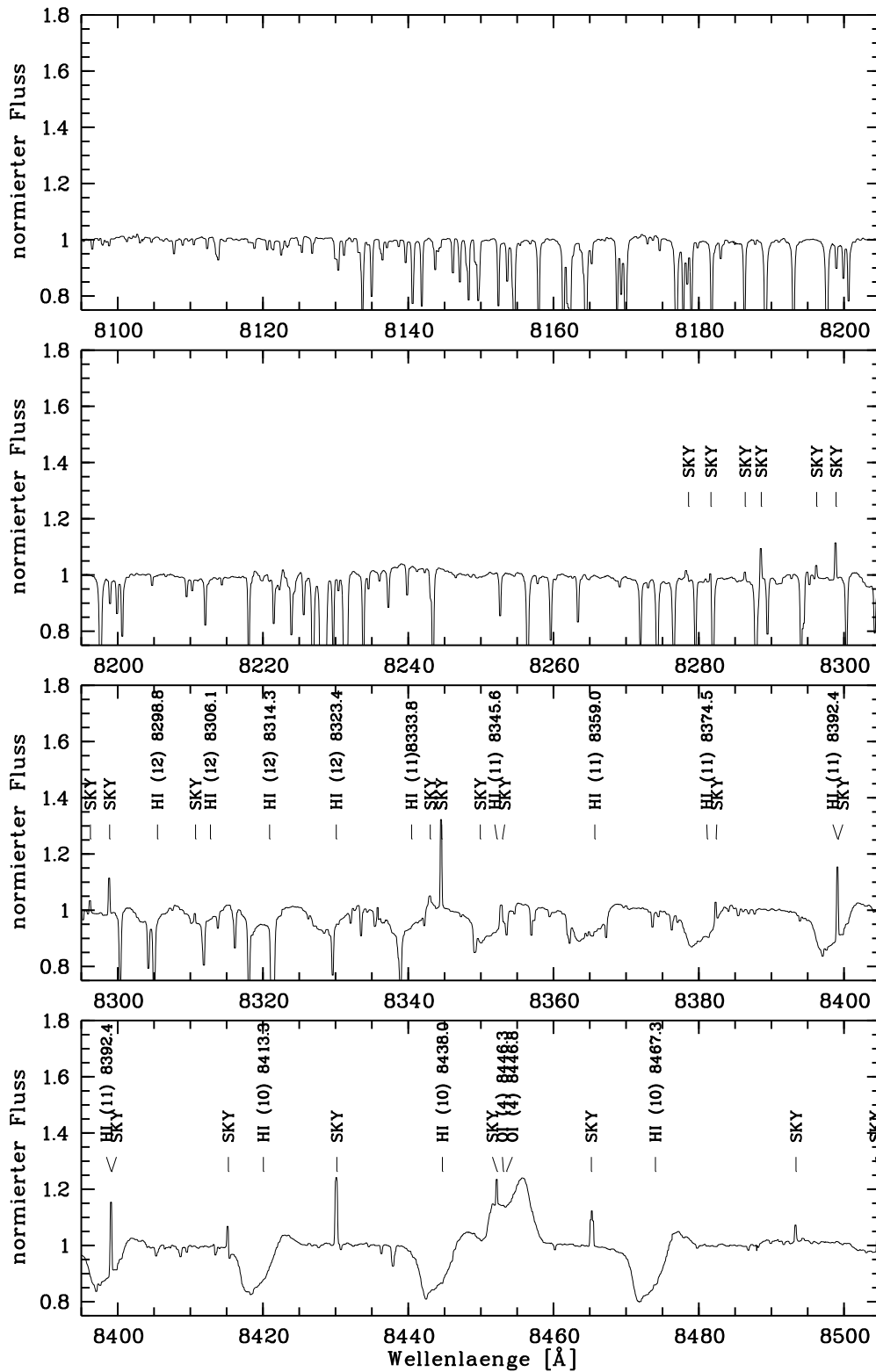


Abbildung A.12: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 8100 bis 8500 Å.

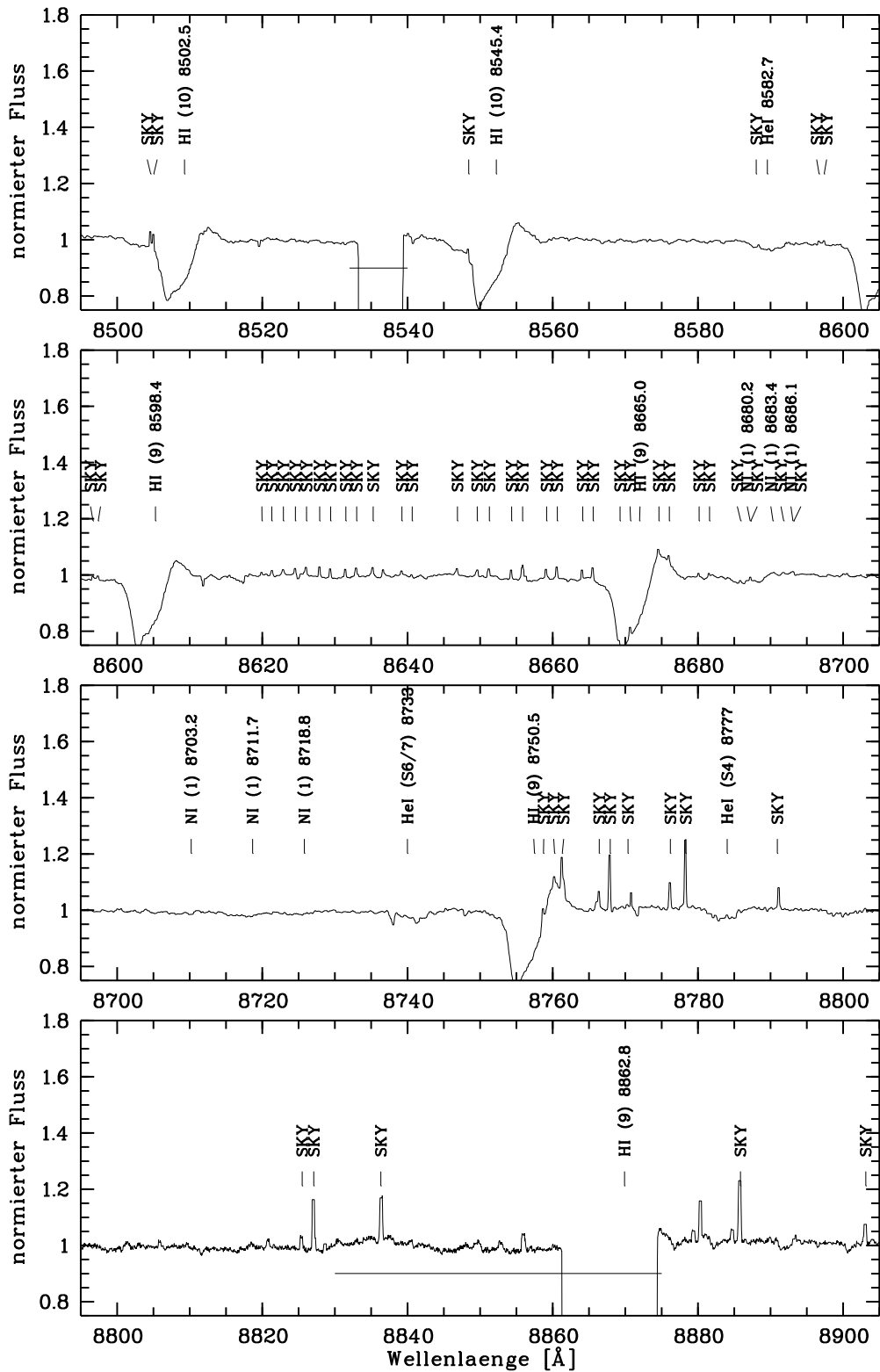


Abbildung A.13: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 8500 bis 8900 Å.



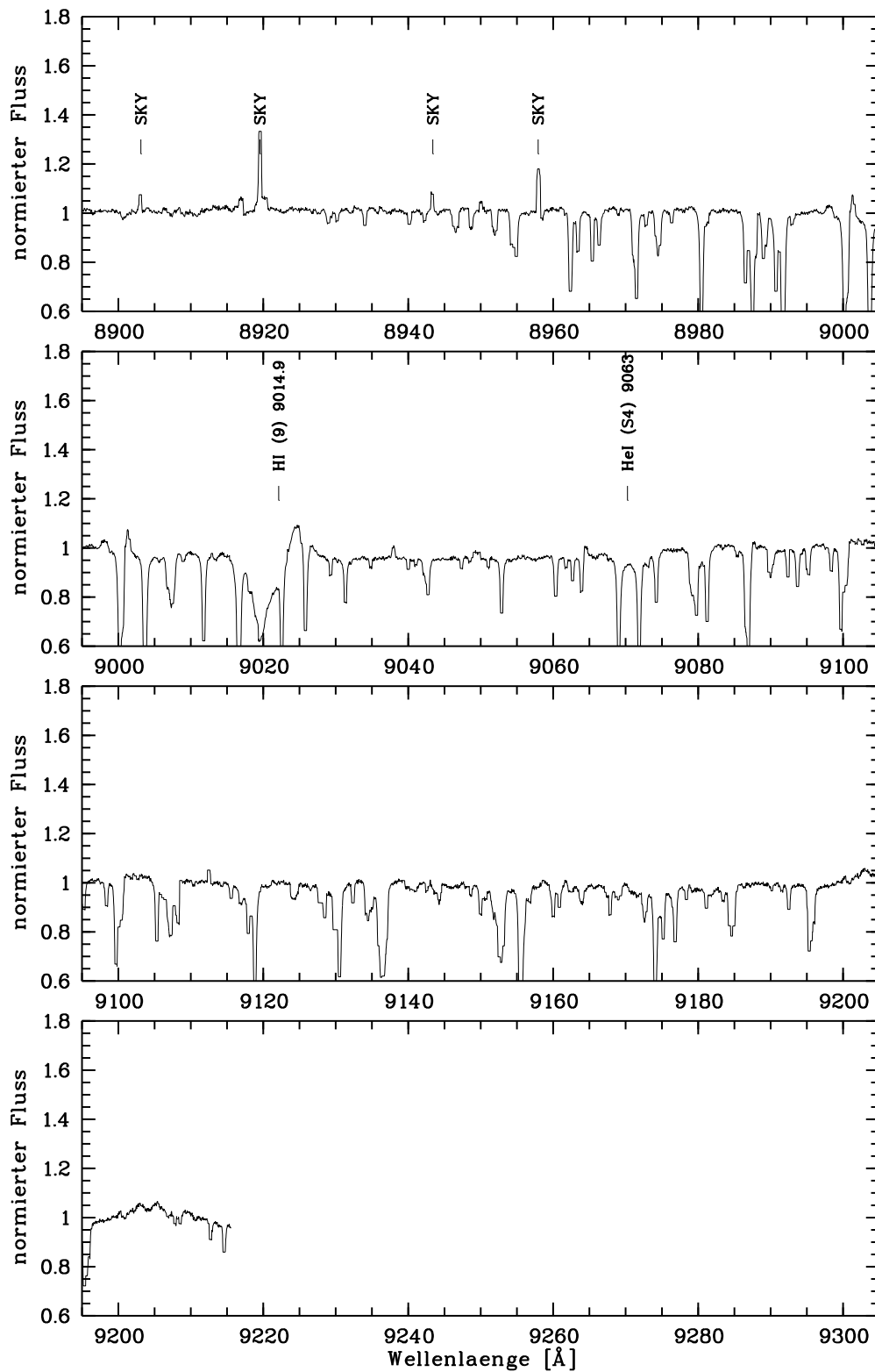


Abbildung A.14: Zeitlich gemittelttes Gesamtspektrum von R 81 im Bereich von 8900 bis 9300 Å.



## Anhang B

# Programmlistings

Im Folgenden sind einige zur Datenreduktion verwendete MIDAS Programm-codes aufgelistet.

```
! @@ autoreduce_cat.prg
! ++++++
!
! MIDAS procedure autoreduce_cat.prg
! O.Stahl, A.Kaufer, S.Tubbesing      990125
!
! PURPOSE
! reduce catalogue of object-frames
!
!
!      exposuretype=SCIENCE      :
!
!                                pre-reduction
!                                background subtraction
!                                order straightening
!                                order extraction
!                                flatfielding/blaze correction
!                                rebinning: wavelength calibration
!                                barycentric correction
!                                order merging
!
! USAGE
!
! @@ autoreduce_cat catalogue-name.cat
!
! ++++++
!
define/local infile/c/1/60 " " all
define/local num/c/1/4 " " all
define/local i/i/1/1 0
define/local order/i/1/1 0
define/local ra/d/1/1 0.0
define/local lstart/r/1/1 0.0
define/local lend/r/1/1 0.0
define/local rebstep/r/1/2 0.0
```

```

define/local etime/D/1/1 0
DEFINE/LOCAL CATAL/I/1/1 0

write/key DARK/C/1/1 D

!
! for SCIENCE frames do standard reduction:
!

next:
store/frame infile {p1} 1 done

@@ check {infile}

write/key num/c/1/4 {infile(5:8)}

! pre-reduction
!
@@ prered {num} raw_image

! convert RA in Hours Minutes Seconds
!
ra = {raw_image,o_pos(1)}
ra = ra/15.

! compute barycentric velocity
!
comp/bary raw_image.bdf {ra} {raw_image,o_pos(2)}
write/desc raw_image bary_corr/r/1/1 {outputr(1)}

! reduction starts here
!

if "{dark}" .EQ. "D" then    ! dark-subtraction

    etime = {{infile},o_time(7)}
    comp sub_image = raw_image-DARK*{etime}/3600
    BACKGR/FEROS sub_image back

else

    BACKGR/FEROS raw_image back

endif

RECTIFY/FEROS back back_str
EXTRACT/FEROS back_str b{num}ext {SPECTR_TYPE}{EXT_MODE}{PROFILE_GET}
                                         {IMG_WRITE}

rebstep(1) = {REBIN_STEP}
rebstep(2) = {raw_image,bary_corr}
REBIN/FERO b{num}ext {LINE_POS_TBL} rebinned I {rebstep(1)},{rebstep(2)}

goto next

done:

```



```

!
! MIDAS procedure prered.prg
! O.Stahl, A.Kaufer,S.Tubbesing 981105
!
! PURPOSE
! Pre-reduction of FEROS echelle data :
!             convert FITS -> BDF
!             bias subtraction
!             extraction of useful area
!             bad column correction
!             compute Julian Date, Siderial Time
!             compute Airmass
!
!! WARNING: Adapted to CCD #?? EEV 2kx4k 15mu
!
! USAGE
!
! @@ prered filename outfile
!
! with : filename      : running 4-digit filename
!       outfile       : optional name of outfile,
!                   if not given, outfile will be b{filename}
!
! ++++++
!
define/par p1 ?  N "Enter 4 digit filename:"
define/par p2 TMP ? "Output filename:"
!
define/local infile/i/1/1 {p1}
define/local tmpfile/c/1/20 {p2}
define/local bias/r/1/1 0
define/local ra/d/1/1 0.0
define/local start/d/1/2 0.000,0.000
define/local step/d/1/2 0.015,0.015
define/local size/i/1/2 2148,4102

! convert FITS -> BDF
!
indisk/fits fero{infile}.mt fero{infile}

! check for right detector name
!
if "{fero{infile},DETNAME}" .ne. "EEV 2k x 4k" then
  write/out "WARNING: Detector Name has changed !"
  write/out "          verify software settings in prered.prg first !!!"
  return
endif

! compute bias from overscan region
!
stat/ima fero{infile} [@3,<:@47,>] #101 150,250
!plot/histo fero{infile}
bias = outputr(8)
write/out "bias = {bias}"

! extract useful area
!

```

```
extr/ima b{infile} = fero{infile}[@51,<:@2098,>]
dele/ima fero{infile} NO

! replace bad columns by mean of neighboring columns
!
!@@ colmean b{infile} 336,344,647,901,1063,1065,1300,1702
!HalpHa !
@@ colmean b{infile} 321,327,336,344,647,901,1063,1065,1300,1702

! subtract bias
!
comp/ima b{infile} = b{infile}-{bias}

! set world coordinates to mm, chip center=0mm,0mm
!
start(1) = ({b{infile},start(1)}-1.-size(1)/2.)*step(1)
start(2) = ({b{infile},start(2)}-1.-size(2)/2.)*step(2)
write/desc b{infile} start/d/1/2 {start(1)},{start(2)}
write/desc b{infile} step/d/1/2 {step(1)},{step(2)}

!write/desc b{infile} start/d/1/2 -15.36,-30.76
!write/desc b{infile} step/d/1/2 0.015,0.015
read/descr b{infile}

!!! convert ra in degree's, only necessary for early COMM1 data!!!
!!!
!ra = {b{infile},o_pos(1)}
!comp/key ra = ra*15
!write/desc b{infile} o_pos/d/1/1 {ra}
!!!
!!!

! compute Julian Date
!
compute/st b{infile}

! compute Airmass
!
compute/air b{infile}

! rename frame
!
if "{tmpfile}" .ne. "TMP" then
  rename/ima b{infile} {p2}
  write/out "Pre-reduced frame renamed to {p2}"
else
  write/out "Pre-reduced frame is named b{infile}"
endif

! ++++++
!
! MIDAS procedure standard.prg
```

```

! 0.Stahl, A.Kaufer, S.Tubbesing      990201
!
! PURPOSE
! reduce object-frame
!
!
!      exposuretype=SCIENCE      :
!
!                                order extraction
!                                flatfielding/blaze correction
!                                rebinning: wavelength calibration
!                                barycentric correction
!                                order merging
!
! USAGE
!
! @@ standard filenameumber
!
! ++++++
!
define/local infile/c/1/60 " " all
define/local num/c/1/4 {p1}
define/local i/i/1/1 0
define/local order/i/1/1 0
define/local ra/d/1/1 0.0
define/local lstart/r/1/1 0.0
define/local lend/r/1/1 0.0
define/local rebstep/r/1/2 0.0
define/local etime/D/1/1 0
DEFINE/LOCAL CATAL/I/1/1 0

SET/FERO EXT_MODE=S
EXTRACT/FEROS back_str b{num}ext {SPECTR_TYPE}{EXT_MODE}{PROFILE_GET}{IMG_WRITE}
FLAT/FERO b{num}ext {FLAT_IMG} f{num}ext

rebstep(1) = {REBIN_STEP}
rebstep(2) = {raw_image,bary_corr}
REBIN/FERO f{num}ext {LINE_POS_TBL} rebinned I {rebstep(1)},{rebstep(2)}

MERGE/FERO rebinned f{num} {MERGE_DELTA} {MERGE_MTD}
!MERGE/FERO rebinned f{num}
write/out
!
! copy all but standard descriptors
!
cop/dd raw_image *,3 b{num}ext1
cop/dd raw_image *,3 b{num}ext2
cop/dd raw_image IDENT b{num}ext1
cop/dd raw_image IDENT b{num}ext2
!
cop/dd raw_image *,3 f{num}ext1
cop/dd raw_image *,3 f{num}ext2
cop/dd raw_image IDENT f{num}ext1
cop/dd raw_image IDENT f{num}ext2
!
!
!

```



```

if MERGE_MTD(1:1) .EQ. "N" then
  order = 0
  do i = {ORDER_FIRST} {ORDER_LAST} 1
    order = order+1
    cop/dd raw_image *,3 f{num}1{order}
    cop/dd raw_image *,3 f{num}2{order}
    cop/dd raw_image IDENT f{num}1{order}
    cop/dd raw_image IDENT f{num}2{order}
    lstart = {f{num}1{order},START(1)}
    lend   = {f{num}1{order},START(1)}+{f{num}1{order},NPIX(1)}*{f{num}1{order},STEP(1)}

    set/format F4.0 I4
    write/out "Reduced order {order}, {lstart}-{lend}, saved in f{num}1{order}
              (object fiber)"
    write/out "              f{num}2{order} (sky fiber)"
    set/format
  enddo
else
  cop/dd raw_image *,3 f{num}1
  cop/dd raw_image *,3 f{num}2
  cop/dd raw_image IDENT f{num}1
  cop/dd raw_image IDENT f{num}2
  lstart = {f{num}1,START(1)}
  lend   = {f{num}1,START(1)}+{f{num}1,NPIX(1)}*{f{num}1,STEP(1)}
  set/format F4.0 I4
  write/out "Reduced 1D spectrum, {lstart}-{lend}, saved in f{num}1
              (object fiber)"
  write/out "              f{num}2 (sky fiber)"
  set/format
endif

```

```

! ++++++
!
! MIDAS procedure optimum.prg
! O.Stahl, A.Kaufer, S.Tubbesing      990201
!
! PURPOSE
! reduce object-frame
!
!      exposuretype=SCIENCE      :
!
!      order extraction
!      flatfielding/blaze correction
!      rebinning: wavelength calibration
!                  barycentric correction
!      order merging
!
! USAGE
!
! @@ optimum filenameumber
!
!

```

```

! ++++++
!
define/local infile/c/1/60 " " all
define/local num/c/1/4 {p1}
define/local i/i/1/1 0
define/local order/i/1/1 0
define/local ra/d/1/1 0.0
define/local lstart/r/1/1 0.0
define/local lend/r/1/1 0.0
define/local rebstep/r/1/2 0.0
define/local etime/D/1/1 0
DEFINE/LOCAL CATAL/I/1/1 0

SET/FERO EXT_MODE=0
EXTRACT/FEROS back_str ob{num}ext {SPECTR_TYPE}{EXT_MODE}{PROFILE_GET}
                                         {IMG_WRITE}

FLAT/FERO ob{num}ext {FLAT_IMG} o{num}ext

rebstep(1) = {REBIN_STEP}
rebstep(2) = {raw_image,bary_corr}
REBIN/FERO o{num}ext {LINE_POS_TBL} rebinned I {rebstep(1)},{rebstep(2)}

MERGE/FERO rebinned o{num} {MERGE_DELTA} {MERGE_MTD}
!MERGE/FERO rebinned o{num}
write/out
!
! copy all but standard descriptors
!
cop/dd raw_image *,3 ob{num}ext1
cop/dd raw_image *,3 ob{num}ext2
cop/dd raw_image IDENT ob{num}ext1
cop/dd raw_image IDENT ob{num}ext2
!
cop/dd raw_image *,3 o{num}ext1
cop/dd raw_image *,3 o{num}ext2
cop/dd raw_image IDENT o{num}ext1
cop/dd raw_image IDENT o{num}ext2
!
!
!
if MERGE_MTD(1:1) .EQ. "N" then
  order = 0
  do i = {ORDER_FIRST} {ORDER_LAST} 1
    order = order+1
    cop/dd raw_image *,3 o{num}1{order}
    cop/dd raw_image *,3 o{num}2{order}
    cop/dd raw_image IDENT o{num}1{order}
    cop/dd raw_image IDENT o{num}2{order}
    lstart = {o{num}1{order},START(1)}
    lend   = {o{num}1{order},START(1)}+{o{num}1{order},NPIX(1)}*{o{num}1{order}
                                                    ,STEP(1)}

    set/format F4.0 I4
    write/out "Reduced order {order}, {lstart}--{lend}, saved in o{num}1{order}
              (object fiber)"
    write/out "                               o{num}2{order} (sky fiber)"
    set/format

```

---

```
    enddo
else
  cop/dd raw_image *,3 o{num}1
  cop/dd raw_image *,3 o{num}2
  cop/dd raw_image IDENT o{num}1
  cop/dd raw_image IDENT o{num}2
  lstart = {o{num}1,START(1)}
  lend   = {o{num}1,START(1)}+{o{num}1,NPIX(1)}*{o{num}1,STEP(1)}
  set/format F4.0 I4
  write/out "Reduced 1D spectrum, {lstart}--{lend}, saved in o{num}1
            (object fiber)"
  write/out "
            o{num}2 (sky   fiber)"
  set/format
endif
```



# Literaturverzeichnis

- Appenzeller I., 1972, PASJ 24, 483
- Avni Y., 1978, Ap&SS 53, 181
- Avni Y., Bahcall J.N., 1975, ApJ 197, 675
- Castor J.I., Abbot D.C., Klein R.I., 1975, ApJ 195, 157
- Charbonneau P., 1995, ApJS, 101, 309
- Feast M.W., Thackeray A.D., Wesselink A.J., 1960, MNRAS 121, 337
- Groenewegen M. A. T., Oudmaijer, R. D., 2000, A&A 356, 849
- Howarth I.D., 1997, Observatory 117, 335
- Joint IRAS Science Working Group, 1995, *IRAS Catalog of Point Sources, Version 2.0*, VizieR On-line Data Catalog II/125
- Kaufer A., 1996, *Die Struktur und Variabilität von BA-Überriesen*, Dissertation
- Kaufer A., Stahl O., Tubbesing S. et al., 1999, The ESO Messenger 95, 8
- Kaufer A., Stahl O., Wolf, B. et al., 1996b, A&A 314, 599
- Kaufer A., Stahl O., Wolf, B. et al., 1996a, A&A 305, 887
- Korn A.J., 1998, *NLTE-Analysen von B-Sternen der Magellanschen Wolken*, Diplomarbeit
- Kudritzki R.-P., 1995, *Proceedings of the ESO-Workshop: Science with the VLT*, Springer, S. 246
- Lamers H. J. G. L. M., 1997, ASP Conference Series Vol. 120, p.76
- Lamers H.J.G.L.M., Korevaar P., Cassatella A., 1985, A&A 149, 29
- Lamers H.J.G.L.M., de Groot M.J.H., Cassatella A., 1983, A&A 128, 299
- Langer N., 2000, persönliches Gespräch

- Lovy D., Maeder A., Noëls A., et al., 1984, A&A 133, 307
- Lucy L.B., Solomon P., 1970, ApJ 159, 879
- Markova N., Scuderi S., de Groot M., et al., 2001, A&A 366, 935
- Moore C.E., 1972, *A Multiplet Table of Astrophysical Interest*, NSRDS-NBS40
- Morton D.C., 1967, ApJ 147, 1017
- Orosz J.A., Hauschildt P.H., 2000, A&A, 364, 265
- Olsen E.H., 1999, elektronische Korrespondenz
- Olsen E.H., 1994, A&AS 106, 257
- Osterbrock D.E., Fulbright J.P., Martel A.R., et al., 1996, PASP 108, 277
- Pauldrach A. W. A., Puls J., 1990, A&A 237, 409
- Pauldrach A.W.A., Puls J., Kudritzki R.-P., 1986, A&A 164, 86
- Péquignot D., Baluteau J.-P., 1988, A&A 206, 298
- Perryman M. A. C., Lindegren L., Kovalevsky J., et al., 1997, A&A 323L, 49
- Rivinius T., 1998, *Nature and Activity of the Be Star  $\mu$  Centauri*, Dissertation
- Rivinius T., Stahl O., Wolf, B. et al., 1997, A&A 318, 819
- Rivinius T., 1995, *Variationen des Windes früher B-Hypergiganten*, Diplomarbeit
- Schäfer D.R., 2000, *Windvariabilität von B-Überriesen*, Dissertation
- Shore S.N., Livio M., van den Heuvel E.P.J., 1992, *Interacting Binaries*, Saas-Fee Advanced Course 22, Berlin Heidelberg, Springer
- Sonagila A., Blades J.C., Hu E.M., et al. 1986, ApJ 303, 198
- Stahl O., 1990, *Reviews in Modern Astronomy* 3, 286
- Stahl O., Kaufer A., Tubbesing S., 1999, ASP Conf. Ser. Vol. 188, 331
- Stahl O., Mandel H., Wolf B., et al., 1993, A&AS 99, 167
- Stahl O., Wolf B., Zickgraf F.J., 1987, A&A 184, 193
- Sterken C., 1983, The ESO Messenger 33, 10
- Sterken C, et al. 2001, in preparation
- Sterken C., Manfroid J., Beele D., et al. 1995, A&AS 113, 31

- 
- Sterken C., Manfroid J., Anton, et al. 1993, A&AS 102, 79
- Tubbesing S., 1998, *Spektroskopische Variationen des Be-Sterns 28 Cygni*, Diplomarbeit
- Vacca W.D., Garmany C.D., Shull J.M., 1996, ApJ 460, 914
- van Genderen A.M., van den Bosch F.C. , Dessing F. et al., 1992, A&A 264, 88
- van Leeuwen F., van Genderen A.M., Zegelaar I., 1998, A&AS 128, 117
- Wayte S.R., 1990, ApJ 355, 473 University Press
- Wellstein S., Langer N., Braun H., 2001, A&A 369, 939
- Welty D.E., Morton D.C., Hobbs L.M., 1996, ApJS 106, 533
- Wolf B., 1992, *Reviews in Modern Astronomy* 5, 1
- Wolf B., Stahl O., Fullerton A.W. (editors), 1998, *Variable and Non-spherical Winds in Luminous Hot Stars*, Proceedings of the IAU Colloquium No. 169, Heidelberg
- Wolf B., Stahl O., de Groot M.J.H., Sterken C., 1981, A&A 99, 351

### Abkürzungen

- A&A = Astronomy and Astrophysics  
A&AS = Astronomy and Astrophysics Supplement Series  
ApJ = Astrophysical Journal  
ApJS = Astrophysical Journal Supplement Series  
Ap&SS = Astrophysics and Space Science  
ASP = Astronomical Society of the Pacific  
MNRAS = Monthly Notices of the Royal Astronomical Society  
PASJ = Publications of the Astronomical Society of Japan  
PASP = Publications of the Astronomical Society of the Pacific





# Danksagung

Es ist gut zu wissen  
auf wen man sich verlassen kann,  
wenn es darauf ankommt,  
und zu wem man  
**DANKE**  
sagen sollte,  
wenn die Zeit dafür gekommen ist:

**Herrn Prof. Bernhard Wolf** für die Möglichkeit, diese Arbeit durchführen zu können, seinen Einsatz bei der Akquirierung der Beobachtungszeit und für das andauernde Interesse an dieser Arbeit auch nach dem verdienten Ruhestand

**Herrn Prof. Wielen** für die Erstellung des zweiten Gutachtens

**Herrn Prof. Appenzeller** für die Möglichkeit, diese Arbeit an der Landessternwarte durchführen zu können und die finanzielle Hilfestellung in Dürrezeiten

**Otmar Stahl** für die Geduld und Zeit, die er stets für jegliche meiner Probleme investierte

**Hans Martin Schmid** für die vielen fruchtbaren Diskussionen und Anregungen

**Andreas Kaufer** für seinen unerlässlichen Beitrag in allen FEROS-Fragen und die schöne Zeit auf La Silla

**Jerry Orosz** für die gute Zusammenarbeit und das rege Interesse an dieser Arbeit

**Andreas J. Korn** für seine Hilfe bei der NLTE-Analyse und auch *der alten Zeiten wegen*

**Norbert Langer** für das Interesse an dieser Arbeit und die fruchtbaren Diskussionen

**Jens Viggo Clausen** für die Hilfe beim Umgang mit den SAT Daten

**Chris Sterken** für die Zurverfügungstellung der LTPV-CCD Daten

**Torben Arentoft** für die Reduktion der LTPV-CCD Daten

**José Gracia** für seine stete Hilfsbereitschaft, die Diskussionen über diese Arbeit und überhaupt

**Jörg Schweickhardt** für eine nette Zeit an der LSW, seinen Tee und auch als Versäumnisausgleich

**Dominik Schäfer** für eine tolle Zeit auf La Silla

**Monika Mainz** für die gute Zusammenarbeit in unserer *Hot Star Group*

**Marcus Hauser** für die gute Atmosphäre in unserem *Büro*

**allen Beobachtern** aus Tabelle 2.1 für das Beobachten

**den Korrekturlesern** für das Korrekturlesen

**allen Mitarbeitern der Landessternwarte** für nun insgesamt mehr als 4 Jahre angenehmster Atmosphäre

**meiner Familie** für die stete Unterstützung und Toleranz

**Katrin** 😊

**Allen, die sich hier vergessen fühlen**