

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Stefan Noll
aus Gelnhausen

1999

Spektroskopische Variationen des Herbig Ae/Be-Sterns HD 163296

Die Diplomarbeit wurde von Stefan Noll ausgeführt an der
Landessternwarte Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Bernhard Wolf

Zusammenfassung

Der Herbig Ae/Be-Stern HD 163296 wurde im Frühjahr 1997 mit dem Echelle-Spektrographen HEROS der Landessternwarte Heidelberg auf La Silla am 0,50 m-Teleskop (38 Nächte) und am 1,52 m-Teleskop (11 Nächte) der ESO beobachtet. Es wurden 118 Spektren im Spektralbereich 3450 – 8650 Å mit einem Auflösungsvermögen von 20000 aufgenommen, um den Stern auf spektroskopische Variationen hin zu untersuchen. Eine detaillierte Zeitserienanalyse der HEROS- und IUE-Spektren (Catala et al. 1989) hat gezeigt, daß die Variabilität nicht periodisch ist. In den Spektren einer Reihe von Linien (z.B. H δ oder Ca II K) wurden über mehrere Tage existierende Absorptionsstrukturen gefunden, die sich von negativen zu positiven Radialgeschwindigkeiten bewegen (Bereich: $-150 - +100$ km/s) und eine Zunahme der Geschwindigkeitsdispersion zeigen. Außerdem sind an einigen Tagen kurzlebige Absorptionsstrukturen bei -200 km/s zu erkennen. Die Beobachtungen werden motiviert durch Modellrechnungen im Hinblick auf nichtstationäre Plasmaströmungen in einem System aus Stern, Akkretionsscheibe und stark variabler Magnetosphäre interpretiert. Die verschiedenen Strukturen können hiernach durch Unterschiede in der Magnetfeldtopologie in Blickrichtung zum Stern hervorgerufen werden.

Abstract

Spectroscopic Variations of the Herbig Ae/Be star HD 163296

The Herbig Ae/Be star HD 163296 was observed in spring 1997 with the echelle-spectrograph HEROS built by the Landessternwarte Heidelberg using the 0.50 m-telescope (38 nights) and the 1.52 m-telescope (11 nights) at ESO on La Silla. 118 spectra were obtained in the wavelength range 3450 – 8650 Å at a spectral resolution of 20000 with the aim to find spectroscopic variations. Detailed time series analyses of the spectra from HEROS and IUE (Catala et al. 1989) have shown a non-periodic variability. In certain lines (e.g. H δ or Ca II K) absorption features were discovered which exist over several days. The features move from negative to positive radial velocities (range: $-150 - +100$ km/s) and show an increasing velocity dispersion. In addition, some rather short-lived absorption features were observed near -200 km/s on several days. Motivated by model computations the observations are interpreted by instationary plasma flows in a system consisting of the star, an accretion disk and a high variable magnetosphere. On the basis of this model the different features can be caused by variations of the magnetic field topology in the line of sight towards the star.

First observer: "All leopards have four legs, spots, and live in Africa".
Second observer: "Over there is a four-legged African animal with spots".
First observer: "Then it must be a leopard".
Unfortunately, it is a giraffe.

George H. Herbig, 1993

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Herbig Ae/Be-Sterne	1
1.1.1	Definition	1
1.1.2	Fundamentale Eigenschaften	2
1.1.3	Die spektrale Energieverteilung	3
1.1.4	Photometrie und Polarimetrie	5
1.1.5	Spektroskopie	6
1.1.6	Direktabbildungen	9
1.1.7	Entwicklungswege	11
1.2	HD 163296	13
2	Datenaufnahme und Reduktion	19
2.1	Echelle-Spektroskopie mit HEROS	19
2.2	Beobachtungen	23
2.3	Datenreduktion	25
3	Datenanalyse	29
3.1	Das Spektrum	29
3.2	Dynamische Spektren	32
3.3	Periodenanalyse	39
3.3.1	Der CLEAN-Algorithmus	39
3.3.2	Analyse der optischen Daten	40
3.3.3	Vergleich mit IUE-Spektren	46
3.4	Eigenschaften einzelner Strukturen in $H\delta$	50
3.4.1	Trennung der einzelnen Linienbeiträge	51
3.4.2	Identifizierung zusammenhängender Strukturen	55
3.4.3	Entwicklung von charakteristischen Parametern	58
3.4.4	Vergleich von $H\delta$ mit anderen Linien	62
4	Modellrechnungen	67
4.1	Einfacher Sternwind	67
4.2	Scheibenwind	70
4.2.1	Eigenschaften des Modells	70
4.2.2	Parameterwahl und Ergebnisse der Rechnungen	73
4.3	Modell von Camenzind & Breitmöser	78
4.3.1	Eigenschaften des Modells	78

4.3.2	Parameterwahl und Ergebnisse der Rechnungen	83
5	Diskussion	89
A	Spektralatlas von HD 163296	97
B	Dynamische Spektren	103
C	Ergebnisse der Periodenanalyse	109
D	Features in $H\delta$	115
E	Diagramme zum Scheibenwind-Modell	121
F	Diagramme zum Modell von Camenzind & Breitmoser	129
	Literaturverzeichnis	143
	Danksagung	145

Kapitel 1

Einführung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse einer Zeitserie von optischen Spektren des Herbig Ae/Be-Sterns (kurz: HAEBE-Sterns) HD 163296. Um einen Eindruck vom momentanen Wissensstand auf dem Gebiet der HAEBE-Sterne zu geben, soll in dieser Einführung ein detaillierter Überblick zu diesem Thema präsentiert werden. Anschließend werde ich dann noch speziell auf die Situation bei HD 163296 eingehen.

1.1 Herbig Ae/Be-Sterne

Im folgenden werden die Eigenschaften der HAEBE-Sterne detailliert dargestellt. Nach der einführenden Klassendefinition erfolgt die Gliederung hauptsächlich nach den Beobachtungstechniken, da dies am besten die Vielfalt der Beobachtungen und deren Interpretationen darzustellen vermag. In Kapitel 1.1.7 werden schließlich zusammenfassend die gängigen Vorstellungen über die Einordnung des HAEBE-Phänomens in den Kontext der Sternentstehung und -entwicklung aufgezeigt.

1.1.1 Definition

Die Klasse der HAEBE-Sterne wurde erstmalig von Herbig 1960 definiert. Er versuchte die zu den T Tauri-Sternen analogen Sterne frühen Spektraltyps zu finden. Dafür stellte er folgende Kriterien auf:

1. Spektraltyp A oder früher mit Emissionslinien
2. Der Stern liegt in einer abgeschatteten Region.
3. Der Stern beleuchtet eine größere Nebulosität in seiner unmittelbaren Nachbarschaft.

Die beiden letzten Kriterien sollen dabei im wesentlichen sicherstellen, daß es sich bei dem Stern auch um einen jungen Stern handelt, also eine Einbettung in ein Sternentstehungsgebiet sichergestellt ist. Der Begriff „abgeschattete Region“ steht in diesem Fall für die verhüllenden Staubmassen des Sternentstehungsgebiets. Und im dritten Kriterium soll die Existenz eines Reflexionsnebels

die physische Verbundenheit des Sterns mit den Nebelmassen sicherstellen. Auf Grund dieser Kriterien stellte Herbig einen ersten Katalog mit 26 Objekten auf.

Aber schon Herbig bemerkte, daß es eine Reihe von Sternen gibt, die ähnliche Eigenschaften besitzen, aber offensichtlich nicht mit Sternentstehungsgebieten und Reflexionsnebeln in Verbindung stehen. Solche Objekte wurden erstmalig im Katalog von Finkenzeller & Mundt (1984) berücksichtigt. Im Katalog von Thé et al. (1994a) wurden schließlich auch Sterne des Spektraltyps F aufgenommen, da es auch hier Sterne mit ähnlichen Eigenschaften gab, wie sie die Mitglieder des Katalogs von Herbig besitzen. Damit konnte die Lücke zu den T Tauri-Sternen geschlossen werden.

Auf Grund dieser Erweiterung kam es zu einer Erneuerung der Definition der Klasse der HAEBE-Sterne, die sich nun mehr nach physikalischen Gesichtspunkten richtet. Ich möchte hier eine Synthese aus den Definitionen von van den Ancker et al. (1998) und Waters & Waelkens (1998) präsentieren:

1. Spektraltyp B,A oder F mit Emissionslinien (besonders H α)
2. Infrarotexzeß infolge heißem oder kaltem zirkumstellaren Staubs oder beidem
3. Leuchtkraftklasse III – V

Das zweite Kriterium soll dabei die klassischen Be-Sterne ausschließen, da hier der Infrarotexzess durch Frei-Frei-Emission im ionisierten Gas einer zirkumstellaren Scheibe entsteht (z.B. Gehrz et al. 1974). Dagegen soll das dritte Kriterium die B[e]-Überriesen, Nachhauptreihensterne mit zirkumstellarem Staub (Glass 1977), aussondern. Trotz dieser Kriterien ist eine Fehlklassifikation, besonders für symbiotische Sterne und Zentralsterne Planetarischer Nebel des Spektraltyps B (Waters & Waelkens 1998), nicht auszuschließen.

Die momentan umfangreichste Sammlung von HAEBE-Sternen ist, aufbauend auf den Katalogen von Herbig (1960), Finkenzeller & Mundt (1984) und Herbig & Bell (1988), im Katalog von Thé et al. (1994a) zu finden (287 Einträge).

1.1.2 Fundamentale Eigenschaften

Bei HAEBE-Sternen handelt es sich um junge Sterne im mittleren Massenbereich zwischen 1,5 – 2 und 8 – 10 Sonnenmassen (z.B. Herbig 1960, Palla & Stahler 1993). Die untere Grenze stellt dabei die Masse dar, ab der Sterne ihre quasistatische Kontraktion radiativ stabil beginnen. Die obere Grenze steht dagegen für die Masse, ab der Sterne nicht mehr als Vorhauptreihensterne wahrnehmbar sind, da das Wasserstoffbrennen startet, bevor der Stern optisch sichtbar wird. Nach Stahler (1983) ist das die Masse, bei der die „stellare Geburtslinie“ die Hauptreihe schneidet. Das aus dem Modell von Palla & Stahler (1993) von van den Ancker et al. (1997b und 1998), aufbauend auf Hipparcos-Daten, abgeleitete Alter der HAEBE-Sterne liegt im Bereich von 10^5 – 10^7 Jahren. Eine Zusammenstellung dieser und weiterer mit den Hipparcos-Daten von einer Reihe von HAEBE-Sternen erhaltenen stellaren Parameter ist ebenfalls bei van den Ancker et al. (1998) zu finden.

1.1.3 Die spektrale Energieverteilung

HAEBE-Sterne zeigen einen auffälligen Infrarotexzess im Bereich ab $1 - 2 \mu\text{m}$ (z.B. Geisel 1970, Sitko 1981, Hillenbrand et al. 1992, Berrilli et al. 1992, Malfait et al. 1998). Nach Hillenbrand et al. (1992) kann man die HAEBE-Sterne nach ihrer spektralen Energieverteilung (SEV) im Infraroten in drei Gruppen einteilen (Abb. 1.1). Gruppe I zeigt die Form $\lambda F_\lambda \propto \lambda^{-4/3}$. Dagegen besitzt Gruppe II flache oder zu längeren Wellenlängen ansteigende SEVs. Bei Gruppe III ist nur ein geringer IR-Exzess zu erkennen, der denen von klassischen Be-Sternen ähnelt und vielleicht auch die gleiche Ursache hat. Nach Hillenbrand et al. spräche die SEV von Gruppe I-Sternen für eine optisch dicke, zirkumstellare Staubscheibe. Dagegen passe zu Gruppe II-Sternen am besten eine Kombination aus Scheibe und Hülle. Das plötzliche Einsetzen des IR-Exzesses bei $1 - 2 \mu\text{m}$ kann man nach Hillenbrand et al. durch ein inneres Loch in der Scheibe erklären. Typische Innenradien lägen dann im Bereich um die zehn Sternradien. Das Loch könnte durch die Verdampfung des Staubs im inneren Scheibenbereich infolge der hohen Temperaturen von über 2000 K zustandekommen, aber auch durch die Wechselwirkung einer stellaren Magnetosphäre mit der inneren Scheibe. Die abgeleiteten Akkretionsraten sind von der Größenordnung $10^{-6} M_\odot/\text{a}$. Nach Hartmann et al. (1993) sind aber solch hohe Akkreti-

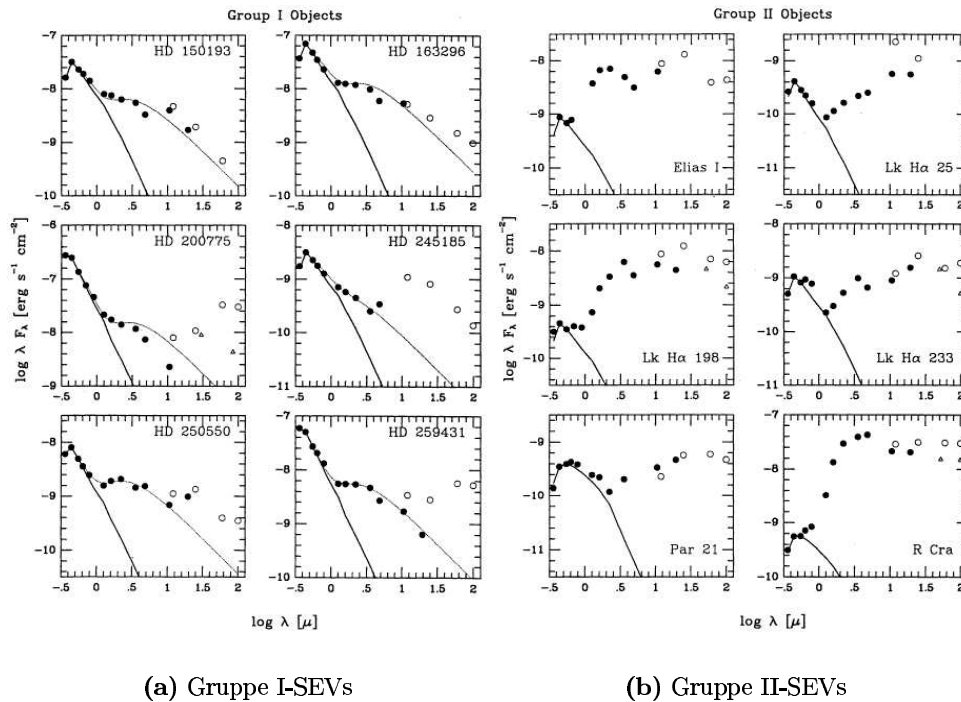


Abbildung 1.1: Beispiele der SEVs der Hillenbrand-Gruppen I und II. Ausgefüllte Kreise bedeuten Datenpunkte aus bodengestützten, leere Kreise aus IRAS-Beobachtungen. Die durchgezogenen Linien stellen die SEVs für Standardsterne dar. Die unter Annahme einer Akkretionsscheibe modellierten SEVs der Gruppe I-Objekte sind durch gepunktete Linien gekennzeichnet. (Abb. aus Hillenbrand et al. 1992)

onsraten mit der Präsenz einer optisch dünnen inneren Scheibe nicht vereinbar. Aus diesem Grund sei das Modell einer zirkumstellaren Hülle, in der kleine Staubkörner, angeregt durch UV-Photonen, den IR-Exzeß erzeugen, besser geeignet, falls durch bipolare Ausflüsse kegelförmige Hohlräume, die einen freien Blick zum Stern freigeben könnten, erzeugt würden. Dagegen könnte die nötige Akkretionsrate nach Natta et al. (1993b) durch im nahen und mittleren Infrarot emittierende sehr kleine Staubkörner und polizyklische aromatische Kohlenwasserstoffe gesenkt werden und damit ein System aus Stern, Scheibe und Hülle mit innerem Loch wahrscheinlicher werden lassen. Miroshnichenko et al. (1997) können wiederum mit einem rein sphärischen Modell gute Fits der SEVs von einigen HAEBE-Sternen erreichen. Dagegen argumentieren Meeus et al. (1998) nach einem Vergleich von drei Sternen mit fast identischer SEV, aber völlig verschiedenen Beträgen zirkumstellarer Extinktion und Variabilität, daß es sich hier um scheibenartige Geometrien handeln müsse, die unter verschiedenen Inklinationswinkeln gesehen würden.

Der schwächere und auf Grund von Unsicherheiten im Extinktionsgesetz auch unsichere Exzeß im UV wurde von Blondel & Tjin A Djie (1994) als von einer warmen Grenzschicht, dem ringförmigen Wechselwirkungsbereich zwischen Stern und Scheibe, kommend interpretiert. Damit ergäben sich Akkretionsraten in der Größenordnung von $10^{-7} M_{\odot}/a$. Dagegen konnten Ghandour et al. (1994) im Optischen keine Exzeßemission nachweisen, was entweder für eine besonders heiße Grenzschicht oder signifikant niedrigere Akkretionsraten gegenüber den Werten, die aus den SEVs der HAEBE-Sterne im Infraroten gewonnen würden, spräche.

Aus Submillimeter- und Millimeterbeobachtungen kann die zirkumstellare Gasmasse, nach Abschätzung der charakteristischen Temperatur und Opazität des Staubs und des Gas-zu-Staub-Verhältnisses (standardmäßig 100:1), verhältnismäßig gut bestimmt werden, da bei diesen Wellenlängen der Staub optisch dünn sein sollte, und damit das Ergebnis weitgehend unabhängig von der Geometrie des Staubs. Die daraus folgenden Gasmassen liegen im wesentlichen im Bereich von 0,01 bis 10 Sonnenmassen (Hillenbrand et al. 1992, Henning et al. 1994, 1998, Mannings & Sargent 1997, Di Francesco et al. 1997, Natta et al. 1997).

Bei einer größeren Anzahl von HAEBE-Sternen konnte Radioemission nachgewiesen werden, die überwiegend durch einen schwachen Wind mit Massenverlusten von $10^{-8} M_{\odot}/a$ für A-Sterne und $10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}/a$ für B-Sterne erklärt werden kann (Skinner et al. 1993). Wenn nach Pelletier & Pudritz (1992) die Raten der Akkretion und des Windes etwa im Verhältnis 10:1 stehen, dann wären die daraus abgeschätzten Akkretionsraten wesentlich kleiner als die von Hillenbrand et al. (1992) berechneten. Dies erschwert die Erklärung der Beobachtungen im Hinblick auf ein Scheibenmodell.

Bei einem Teil der HAEBE-Sterne konnte schließlich auch Röntgenemission festgestellt werden (Damiani et al. 1994, Zinnecker & Preibisch 1994). Nach Zinnecker & Preibisch könnte die Wechselwirkung eines stellaren Windes mit zirkumstellarer Materie den beobachteten Röntgenfluß erzeugen, aber auch massereiche Begleiter. Für Skinner & Yamauchi (1996) ist die Präsenz einer stellaren Korona am wahrscheinlichsten. Diese Interpretation kann aber nicht mit der

allgemein akzeptierten Theorie, daß Sterne frühen Spektraltyps keine konvektiven äußeren Schichten besitzen sollten, in Einklang gebracht werden. Vigneron et al. haben deshalb 1990 einen auf differentieller Rotation basierenden Mechanismus entworfen, der die Entstehung von Sternwinden und Koronen bei HAEBE-Sternen erklären könnte. Nach einer Untersuchung von Sternen frühen Spektraltyps (nicht HAEBE) von Berghöfer et al. (1997) ist aber Röntgenemission nicht auf HAEBE-Sterne beschränkt, wodurch die Erklärung der Röntgenstrahlung in Hinsicht auf aktive Chromosphären massearmer Begleiter am wahrscheinlichsten wäre.

1.1.4 Photometrie und Polarimetrie

HAEBE-Sterne zeigen Helligkeitsvariationen auf allen Zeitskalen. Am auffälligsten sind in dieser Hinsicht die sogenannten nichtperiodischen Algol-artigen Minima der Untergruppe der UX Orionis-Sterne. Das sind wochenlange Helligkeitseinbrüche von bis zu 3^m , die auf Variationen in der Säulendichte des zirkumstellaren Staubs, direkt in der Sichtlinie zum Stern, zurückgeführt werden (Wenzel 1968, Finkenzeller & Mundt 1984, Davies et al. 1990, Bibo & Thé 1991, Grinin et al. 1994, van den Ancker et al. 1998). Im Farben-Helligkeits-Diagramm (FHD, Abb. 1.2) wird der Stern mit abnehmender Helligkeit erst rötler und schließlich ab einer bestimmten Magnitude wieder blauer (Wenzel 1968, Zaitseva 1973, Bibo & Thé 1990). Dieser „Blueing“-Effekt kommt nach dem Modell von Grinin (1988) durch die Zunahme des Beitrags von gestreutem Sternlicht zum Gesamtfluß zustande. Dies zeigt, daß der Staub um HAEBE-Sterne eher klumpig als gleichmäßig verteilt sein sollte. UX Orionis-Sterne sind bisher nicht unter den B-Typen gefunden worden, was durch die lange optische Unsichtbarkeit in der Vorhauptreihenentwicklungsphase dieser Sterne erklärbar wäre (Finkenzeller & Mundt 1984, Bibo & Thé 1991). Neben dieser Art von Variabilität gibt es bei einem Großteil der HAEBE-Sterne Variationen in der Größenordnung von $0^m,1$, die nach van den Ancker et al. (1998) durch klumpige Akkretion oder photosphärische Aktivität verursacht werden könnten.

HAEBE-Sterne zeigen oft auch intrinsische bzw. variable Polarisation, die durch Streuung an Staubkörnern, die entweder nicht sphärisch verteilt oder selbst asymmetrisch sind, erzeugt werden kann (Zellner 1970, Vrba et al. 1979, Grinin et al. 1988, Jain et al. 1990, Yudin & Evans 1998). Am auffälligsten sind auch hier wieder Variationen bei den UX Orionis-Sternen. Wenn infolge eines Algol-artigen Minimums die Helligkeit sinkt, steigt komplementär dazu die Polarisation an, was wiederum gut durch dichte Staubwolken, an denen das Sternlicht gestreut wird, erklärt werden kann (Grinin et al. 1988). Nach Grinin et al. (1991) und Grinin (1992) handelt es sich damit wahrscheinlich bei den UX Orionis-Sternen um junge Sterne mit einer protoplanetaren Scheibe, die in etwa von der Kante her gesehen wird. Dieser Inklinationsseffekt könnte den Unterschied zu den Sternen ohne Algol-artige Minima ausmachen.

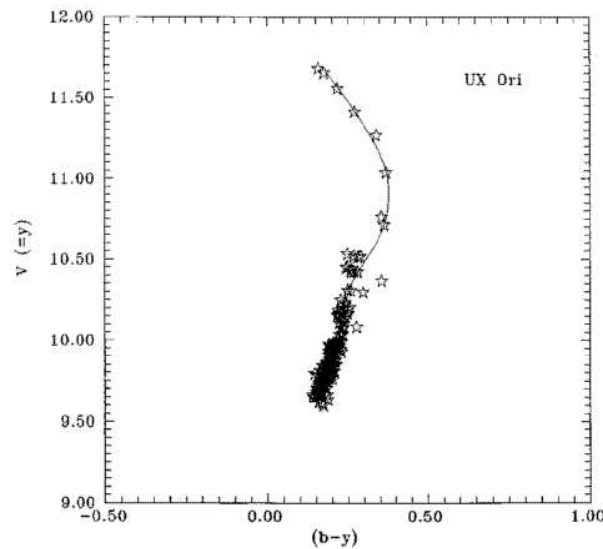


Abbildung 1.2: Darstellung des photometrischen Verhaltens von UX Orionis im FHD. Der bei einem Algol-artigen Minimum auftretende „Blueing“-Effekt ist gut erkennbar. (Abb. aus Yudin & Evans 1998)

1.1.5 Spektroskopie

HAEBE-Sterne werden insbesondere durch ihre Emissionslinien charakterisiert (Herbig 1960, Cohen & Kuhi 1979, Hamann & Persson 1992). Häufig werden dabei Linien von H I, Ca II, O I, Mg II und Fe II in Emission gesehen. Bei der besonders intensiv untersuchten $H\alpha$ -Linie (Garrison & Anderson 1977, Finkenzeller & Mundt 1984, Reipurth et al. 1996) konnten Formen mit einem oder zwei Peaks bzw. einem P Cygni-Profil nachgewiesen werden. Die Linienform wird dabei hauptsächlich durch eine eher zentrale Emission, die durch eine mehr oder weniger ins Blaue oder Rote versetzte Absorption überlagert wird, erzeugt. Da besonders die Absorption variabel ist, kann es zu Übergängen zwischen den einzelnen Linienformen kommen. Eine Einteilung der HAEBE-Sterne nach ihren Linienprofilen wird damit nach Catala (1989) hinfällig. Nach Hamann & Persson (1992) spricht die Ähnlichkeit der Emissionslinienprofile der HAEBE-Sterne mit denen der T Tauri-Sterne dafür, daß die Emission in einer Grenzschicht zwischen dem Stern und einer Akkretionsscheibe entsteht. Bei den frühen B-Sternen sollte im wesentlichen die Emission aus dem inneren Scheibenbereich kommen, wofür die beobachteten Doppel-Peak-Profile sprechen. Auch Blondel et al. (1993) favorisieren, auf Grund der bei ihren $Ly\alpha$ -Beobachtungen von einigen HAEBE-Sternen gefundenen über 500 km/s rotverschobenen Emissionskomponenten (Abb. 1.3), das Grenzschicht-Modell als Deutung. Dagegen könnte nach Catala & Kunasz (1987) und Böhm & Catala (1993) ein Wind+Chromosphären-Modell die beobachteten Emissionslinien erklären.

Beobachtungen von verbotenen Linien in HAEBE-Sternen (Finkenzeller 1985,

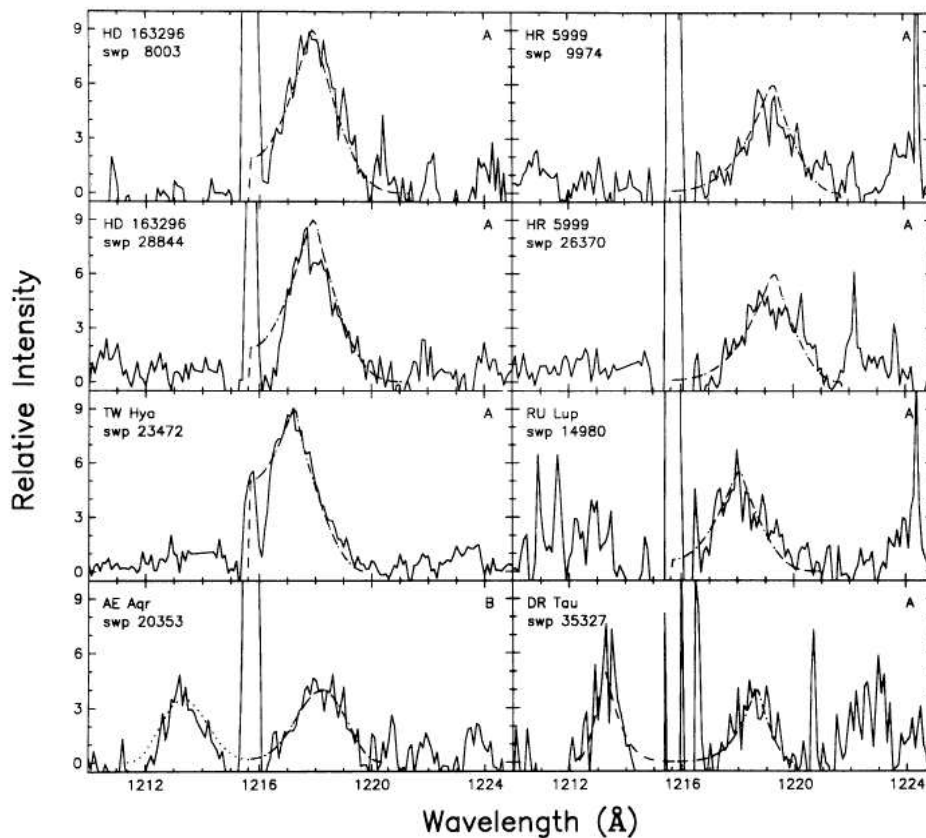


Abbildung 1.3: Ly α -Aufnahmen der HAEBE-Sterne HD 163296 und HR 5999 und von vier T Tauri-Sternen. Alle Spektren zeigen eine rotverschobene Emissionskomponente. (Abb. aus Blondel et al. 1993)

Hamann 1994, Böhm & Catala 1994, Böhm & Hirth 1997, Corcoran & Ray 1997, 1998) haben ergeben, daß z.B. die [O I]-Emission in den meisten Fällen relativ symmetrisch um die Ruhewellenlänge zu finden ist. Nur bei wenigen eher tiefer in Nebelmassen eingebetteten Objekten sind blauverschobene Profile zu erkennen. Sie bestehen dann häufig, analog zu den T Tauri-Sternen, aus einer Niedrig- und einer Hochgeschwindigkeitskomponente (NGK und HGK). Nach dem Modell von Kwan & Tademaru (1988) entsteht die HGK in einem bipolaren Jet und die NGK in einem Scheibenwind (Corcoran & Ray 1997). Daß keine rotverschobene Emission zu beobachten ist, liegt nach Appenzeller et al. (1984) an einer optisch dicken zirkumstellaren Scheibe, die den zum Beobachter abgewandten Teil des Ausflusses abdeckt. Die Entstehung unverschobener Profile kann nach Hirth et al. (1994) in einer dünnen Schicht über der Oberfläche einer Scheibe, nach Böhm & Catala (1994) dagegen in den äußersten Bereichen eines sphärisch symmetrischen Sternwindes stattfinden. Corcoran & Ray (1998) stellen schließlich fest, daß es eine gute Korrelation zwischen [O I]-Emission und dem Infrarotexzeß gäbe, was für einen akkretionsgetriebenen Wind sprechen würde.

Aus der Untersuchung photosphärischer Absorptionslinienprofile von Finken-

zeller (1985) und Böhm & Catala (1995) konnten die projizierten Rotationsgeschwindigkeiten der HAEBE-Sterne bestimmt werden. Sie liegen im wesentlichen zwischen 50 und 200 km/s und sind deutlich höher als bei den T Tauri-Sternen. Gegenüber normalen A- und B-Sternen fehlen bei den HAEBE-Sternen besonders langsame Rotatoren. Die Genauigkeit der Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeiten und auch der Spektraltypen ist abhängig von einer möglichen zusätzlichen, die Absorptionslinien auffüllenden, Emission (optisches „Veiling“), die z.B. eine Akkretionsscheibe erzeugen könnte. Nach einer detaillierten Studie von Böhm & Catala (1993) über das optische Spektrum von AB Aurigae, einem eher typischen HAEBE-Stern, sollte zumindestens für AB Aurigae-artige Sterne das „Veiling“ eher schwach oder gar nicht vorhanden sein. Dagegen haben Corcoran & Ray (1994) deutliche Anzeichen auf optisches „Veiling“ bei einigen tiefer eingebetteten Objekten gefunden.

Die zeitliche Variabilität von Spektrallinien bei HAEBE-Sternen ist äußerst komplex und kompliziert. Häufig untersuchte Sterne sind AB Aurigae (z.B. Beskrovnaya et al. 1991, Böhm et al. 1996, Catala et al. 1997), HD 163296 (z.B. Baade & Stahl 1989b, Catala et al. 1989, Pogodin 1994, Beskrovnaya et al. 1998) und HR 5999 vom UX Orionis-Typ (z.B. Baade & Stahl 1989a, Tjin A Djie et al. 1989, Pérez et al. 1993). Nach Pérez et al. (1993) kommt die Variabilität einiger UV-Linien bei HR 5999 durch klumpige Akkretion von einer Scheibe in „Edge-on“-Stellung zustande. Für variable Akkretion sprechen auch die Untersuchungen von Graham (1992) an einer Reihe von HAEBE-Sternen. Nach Grinin et al. (1994 und 1996) sind für variable, rotverschobene Absorptionskomponenten in den Na I D-Linien von UX Orionis-artigen in Sternnähe verdampfende Planetesimale verantwortlich. Auch Grady et al. (1996) interpretieren die Spektren einer größeren Anzahl von HAEBE-Sternen in der Hinsicht eines solchen Akkretionsprozesses, der große Ähnlichkeiten mit den Prozessen bei β Pictoris (z.B. Ferlet et al. 1993, Artymowicz 1997) aufweisen würde. Die Ablenkung von Planetesimalen auf Bahnen mit sternnahen Periastron könnte dann das Vorhandensein von großen Gasplaneten erfordern, was für eine weit fortgeschrittene Planetenentstehung sprechen würde. Modelle von Sorelli et al. (1996) für die rotverschobenen Na I D-Linienkomponenten lassen sowohl eine Erklärung durch magnetosphärische Akkretion wie auch durch verdampfende Planetesimale zu. Die Variabilität des $H\alpha$ -Profils bei UX Orionis-Sternen ist wie bei den photometrischen und polarimetrischen Variationen durch den Stern verdeckende Staubwolken erklärbar (Grinin et al. 1994, Grinin & Tambovtseva 1995). Ein ganz anderes Bild ergeben Untersuchungen der Variabilität der Ca II K- und der Mg II h- und k-Linien von AB Aurigae (Praderie et al. 1986, Catala et al. 1986) und HD 163296 (Catala et al. 1989), bei denen Periodizitäten von einigen zehn Stunden gefunden wurden. Catala et al. erklären die Variationen durch das rotationsmodulierte Wechselspiel von langsamen und schnellen Strömungen in einem magnetisch geführten chromosphärischen Sternwind. Weitere Modelle für die Linienvariationen dieser Sterne (siehe auch Kap. 1.2) kommen von Baade & Stahl (1989b, nicht radiale Pulsationen) und Pogodin (1994, aus der stellaren Chromosphäre weglaufernde Windinhomogenitäten).

In Untersuchungen der Infrarotspektren von HAEBE-Sternen wurden vorwiegend Emissionsstrukturen von C- und O-reichen Silikaten (kristallin und

amorph), polizyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffen (PAHs¹), FeO, kristallinem H₂O-Eis und H₂ gefunden (z.B. Whittet et al. 1983, Berrilli et al. 1987, Brooke et al. 1993, Wooden 1994, Hanner et al. 1995, Wesselius et al. 1996, Waelkens et al. 1996). Die Entstehung der bei einigen HAEBE-Sternen entdeckten PAH-Strukturen ist noch recht unklar. Allerdings konnte teilweise eine von der betrachteten Struktur abhängige räumliche Ausdehnung der Emission nachgewiesen werden (Roche et al. 1986, Brooke et al. 1993, Prusti et al. 1994). Da nach Waters & Waelkens (1998) die Silikat-Struktur bei 9,7 μm bei HAEBE-Sternen in Emission zu sehen ist, könnte das Entstehungsgebiet eine optisch dünne Region direkt über einer Scheibe sein. Dagegen sprechen die beobachteten Strukturen nach Berrilli et al. (1992) eher für eine sphärisch symmetrische Geometrie des Staubs. Die Komplexität der Silikat-Strukturen ist nach Waelkens et al. (1996) ein Hinweis auf das Vorhandensein von kristallinen Silikaten. Besonders die bei einer Reihe von Sternen beobachtete Struktur bei 11,2 μm wird mit kristallinem Olivin in Verbindung gebracht (Hanner et al. 1995, Waelkens et al. 1996, Sitko et al. 1999). Von gleicher Seite wird auch auf die damit im Zusammenhang stehende Ähnlichkeit der 10 μm -Region einiger älterer HAEBE-Sterne (z.B. HD 100546, HD 31648, HD 163296) mit der von β Pictoris (Knacke et al. 1993) bzw. Kometen wie Hale-Bopp (Crovisier et al. 1997) hingewiesen (siehe auch Abb. 1.7). Die Existenz von kometarem Material bei diesen Sternen würde für ein fortgeschrittenes Stadium der Planetenentstehung sprechen.

1.1.6 Direktabbildungen

Mit Hilfe abbildender optischer Beobachtungen konnten bei einer Reihe von HAEBE-Sternen kollimierte bipolare Ausflüsse (Jets) nachgewiesen werden (z.B. Ray et al. 1990, Goodrich 1993, Corcoran et al. 1995). So konnten teilweise mehrere Herbig-Haro-Objekte (HH-Objekte), die schockangeregte jet-interne Emissionsknoten darstellen (Ray et al. 1988) oder sogar ganze Jets mit einzelnen HAEBE-Sternen in Verbindung gebracht werden (Abb. 1.4). Die Entdeckung von Ausflüssen beschränkt sich allerdings im wesentlichen auf tief in Sternentstehungsgebiete eingebettete Sterne. Eine Ausnahme bilden dagegen die beiden HH-Objekte, die bei dem isolierten HAEBE-Stern HD 163296 gefunden wurden (Grady et al. 1998). Die Erscheinungsbilder der Ausflüsse bei HAEBE- und T Tauri-Sternen sind sehr ähnlich, so daß der Entstehungsmechanismus der Gleiche sein könnte (Mundt & Ray 1994). Damit sollten die Jets der HAEBE-Sterne wie bei den T Tauri-Sternen (Edwards et al. 1993) durch Akkretionsscheiben getrieben werden.

Es wurden auch Versuche zur Auflösung der unmittelbaren Umgebung von HAEBE-Sternen durchgeführt, um Aussagen über die geometrische Anordnung der zirkumstellaren Materie machen zu können. So haben Leinert et al. (1994) mit Hilfe von Speckle-Interferometrie im Nahinfraroten bei einer Reihe von HAEBE-Sternen neben unaufgelösten Kernen auch IR-Halos entdeckt, die eher sphärisch symmetrisch als scheibenförmig sein sollten. Prusti et al. (1994) komm-

¹engl.: polycyclic aromatic hydrocarbons

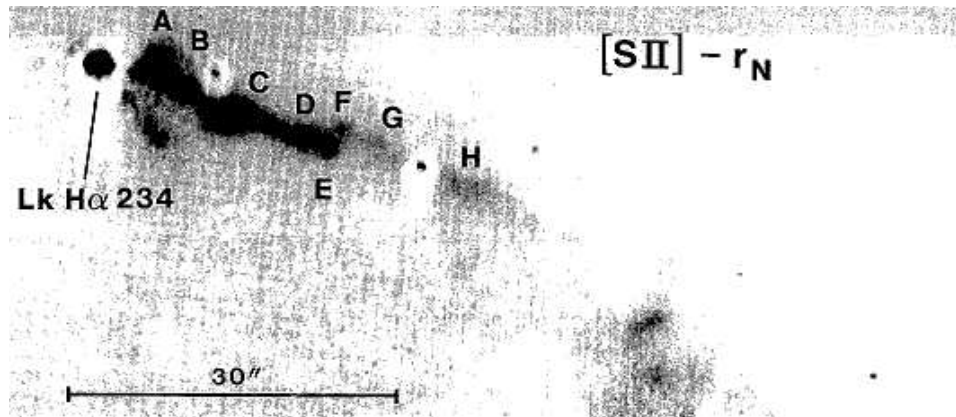


Abbildung 1.4: Jet von Lk H α 234. Differenzbild einer [S II]- und einer Kontinuumsfilteraufnahme. (Abb. aus Ray et al. 1990)

ten bei drei Sternen im Spektralbereich bei $10\ \mu\text{m}$ eine ausgedehnte Emission entdecken. Marsh et al. (1995) geben an, auf Grund ihrer hochauflösenden Beobachtungen im mittleren Infrarot eine Scheibe um AB Aurigae mit einer Ausdehnung von etwa 80 AE bei $17,9\ \mu\text{m}$ gefunden zu haben. Beobachtungen von HAEBE-Sternen im Ferninfrarot- (Natta et al. 1993a, Di Francesco et al. 1994, Mannings 1994) und Millimeterwellenbereich (Mannings 1994, Henning et al. 1994, 1998) haben zur Entdeckung von ausgedehnten Hüllen bei einer Reihe von Objekten geführt. Die Emission setzt sich bei diesen Sternen aus einem unaufgelösten Kern, der durch eine Scheibe erzeugt werden könnte (Natta et al. 1993a, Henning et al. 1998), und eben der räumlich ausgedehnten Hüllenemission zusammen. Nach Di Francesco et al. (1994) ist der Umstand, daß auch unter den Sternen vom Hillenbrand-Typ I (siehe Kap. 1.1.3) Objekte mit ausgedehnten Hüllen zu finden sind, ein Zeichen dafür, daß Scheibe+Hülle-Strukturen unter HAEBE-Sternen sehr gängig sein könnten. Auch wurde mit Hilfe der Millimeterwellen-Interferometrie versucht, die zirkumstellare Umgebung von HAEBE-Sternen darzustellen. So konnten Di Francesco et al. (1997) bei keinem ihrer neun untersuchten Sterne eine ausgedehnte Emission nachweisen, zumal alle bis auf ein Objekt nicht einmal mit Sicherheit detektiert werden konnten. Auf Grund der niedrigen Flüsse sollten deshalb massive Scheiben eher eine Ausnahme und ausgedehnte Hüllen daher die Regel darstellen. Dagegen konnten Mannings & Sargent (1997) bei einem (HD 163296) von sechs Sternen ein ausgedehntes elongiertes Kontinuums-Emissionsgebiet mit einer großen Halbachse von 110 AE feststellen. Die Beobachtungen in Wellenlängen von CO-Moleküllinien zeigen sogar für HD 163296 und AB Aurigae elongierte, scheibenartige Strukturen mit großen Halbachsen von 310 bzw. 450 AE. Dazu würden die Geschwindigkeitsverteilungen im Emissionsgebiet klar auf Kepler-Rotation hindeuten, da blau- und rotverschobene Emission von gegenüberliegenden Enden des elongierten Gebiets kommen (siehe auch Abb. 1.8). Die von Mannings & Sargent gefundenen Indizien sind wohl bisher die Überzeugendsten für die Existenz von Scheiben um HAEBE-Sterne.

1.1.7 Entwicklungswege

Um die Fragen nach der Häufigkeit und Dauer des HAEBE-Phänomens beantworten zu können, wurden Zählungen in jungen offenen Sternhaufen durchgeführt (z.B. Pérez 1994, Hillenbrand et al. 1995, Lada et al. 1996, Hillenbrand 1997, van den Ancker et al. 1997a). Es zeigt sich, daß der Anteil der HAEBE-Sterne um so höher ausfällt, je jünger und mitgliedsärmer ein Haufen ist. Ein extremes Beispiel stellt der kleine Haufen um den Stern BD +40°4124 dar, bei dem nach Hillenbrand et al. (1995) praktisch alle Mitglieder einen deutlichen IR-Exzeß zeigen sollen. Bei anderen jungen Haufen ist dieser Anteil maximal einige zehn Prozent (z.B. NGC 1333 61%, Lada et al. 1996). Damit ist nach van den Ancker et al. (1997b) die Entwicklungszeitskala der zirkumstellaren Umgebung von jungen Sternen abhängig von der Haufenumgebung. Nach Waters & Waelkens (1998) deutet der obige Zusammenhang darauf hin, daß HAEBE-Sterne in kleineren Sternentstehungsgebieten länger ihre zirkumstellaren Scheiben halten könnten, da diese nicht durch die Strahlung benachbarter heißer Haufenmitglieder abgetragen würden. Ein weiterer Gesichtspunkt für die Entwicklung von HAEBE-Sternen kommt von André et al. (1992), die mit Hilfe von VLBI-Messungen in der ρ Oph-Region eine Population von jungen „nackten“ B- und A-Sternen gefunden haben, die Anzeichen auf fossile Magnetfelder zeigen würden. Diese Beobachtungen würden auf ein schnelleres Verschwinden von zirkumstellaren Scheiben bei der Präsenz von starken Magnetfeldern hinweisen.

Nach Palla & Stahler (1993) sollte das HAEBE-Stadium nach Überschreiten der „stellaren Geburtslinie“, der Grenzlinie zwischen dem Zustand eines tief in Nebelmassen eingebetteten IR-Objekts und dem optisch sichtbaren Vorhauptreihenstadium, einsetzen. Der Vorläuferstatus für das HAEBE-Stadium für zumindestens einige IR-Objekte entsprechender Masse läßt sich durch das Auffinden von dazugehörigen Jets und HH-Objekten belegen (Mundt & Ray 1994). Nach Palla & Stahler sollte dann das HAEBE-Stadium spätestens, nachdem die Akkretionsraten immer mehr abgenommen haben, mit dem Erreichen der Hauptreihe und dem damit verbundenen Wasserstoffbrennen enden. Die von van den Ancker et al. (1998) berechneten Alter der HAEBE-Sterne, die teilweise die 10 Millionen-Marke überschreiten, lassen aber auch vermuten, daß es HAEBE-Sterne geben könnte, die sich bereits im Hauptreihenstadium befinden. Andererseits stimmen nach van den Ancker et al. (1997b) die Positionen der meisten HAEBE-Sterne im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD) sehr gut mit denen junger Sterne kurz vor der Hauptreihe überein (Abb. 1.5).

Von vielen Autoren sind, wie Kapitel 1.1 zeigt, Vergleiche zwischen HAEBE- und T Tauri-Sternen gezogen worden. Die ursprüngliche Intention von Herbig (1960) war es ja auch gewesen die Verwandten höherer Masse zu den T Tauri-Sternen zu finden. So zeugen auch die Emissionslinien, der Infrarotexzeß und das Vorkommen von Jets von der Ähnlichkeit zwischen beiden Gruppen. Trotzdem gibt es im Gegensatz zu den T Tauri-Sternen große Meinungsdivergenzen, besonders in der Interpretation des Infrarotexzesses (Kap. 1.1.3) und der Variabilität der Spektrallinien (Kap. 1.1.5). So ist nach wie vor unklar ob nun HAEBE-Sterne von Scheiben, Hüllen oder beidem umgeben sind. Bei den klassischen

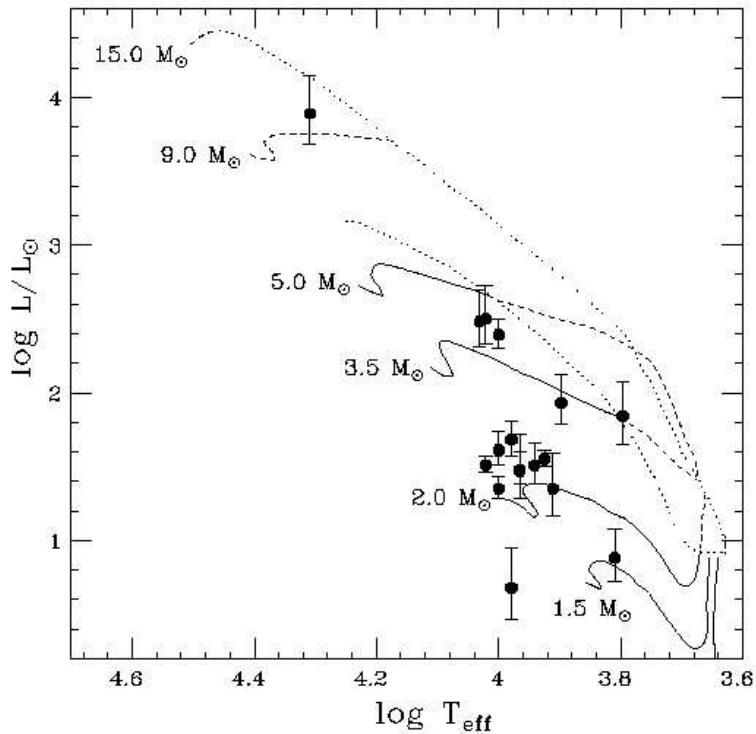


Abbildung 1.5: Positionen einiger HAEBE-Sterne im HRD. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien stellen die stellaren Entwicklungswege nach Palla & Stahler (1993) dar. Die obere bzw. untere gepunktete Linie markiert die „stellare Geburtslinie“ für eine Akkretionsrate von 10^{-4} bzw. $10^{-5} M_{\odot}/a$. (Abb. aus van den Ancker et al. 1998)

T Tauri-Sternen scheint dagegen die Existenz von Akkretionsscheiben gesichert zu sein. Appenzeller (1994) hat darauf hingewiesen, daß mögliche Unterschiede zwischen beiden Sterntypen durch das Fehlen einer äußeren Konvektionszone bei den HAEBE-Sternen zustandekommen könnten. Damit wären auch nur, möglicherweise schwächere, fossile Magnetfelder bei den HAEBE-Sternen möglich. Einen ganz anderen Ansatz machen dagegen z.B. Böhm & Catala (1995), die davon ausgehen, daß die Aktivität bei HAEBE-Sternen nicht wie bei T Tauri-Sternen durch Akkretion von einer Scheibe verursacht wird, sondern durch den Stern selbst. Die Annahme der Existenz von Chromosphären (z.B. Böhm & Catala 1993) bzw. Koronen (Skinner & Yamauchi 1996) impliziert natürlich dann das Vorhandensein von äußeren Konvektionszonen, deren Existenz von theoretischer Seite aber nur schwer nachvollziehbar ist (vgl. dazu Kap. 1.1.3). Schließlich zeigt allein schon die bloße Existenz der Untergruppe der UX Orionis-Sterne (siehe Kap. 1.1.4), daß die Materieverteilung bei HAEBE-Sternen möglicherweise wesentlich klumpiger sei könnte, als es bei den T Tauri-Sternen der Fall ist.

Von einer Reihe von Autoren wird auch vermutet, daß in älteren und damit auch isolierteren HAEBE-Sternen die Planetenentstehung oder zumindestens die Prozessierung der zirkumstellaren Materie eingesetzt haben könnte.

Hinweise darauf (siehe auch Kap. 1.1.5) kommen von der Art der Variabilität einiger Spektrallinien, die auf den Einfall kometarer Objekte auf den Stern schließen läßt (z.B. Sorelli et al. 1996, Grady et al. 1996), von der Form der Infrarotspektren, die denen von Kometen gleichen (z.B. Waelkens et al. 1996, Sitko et al. 1999), und der Existenz von zweihöckerigen SEVs im Infraroten, die durch das Freifegen gewisser Regionen durch die Präsenz von Planeten zustandekommen können (z.B. van den Ancker et al. 1997b, Malfait et al. 1998). Von diesen Autoren wird auch betont, daß auf Grund der auffälligen Ähnlichkeiten, ein unmittelbarer Entwicklungszusammenhang der älteren HAEBE-Sterne, auch Post-HAEBE-Sterne (kurz: PHAEBE-Sterne) genannt (Sitko et al. 1999), mit β Pictoris (siehe Artymowicz 1997), dem aktivsten bekannten Wega-Stern, bestehen müßte. Wega-Sterne sind Hauptreihensterne die einen zumeist geringen Infrarotexzeß infolge einer stark prozessierten Staubscheibe zeigen (z.B. Aumann et al. 1984, Backman & Paresce 1993). Damit ließe sich eine Entwicklungssequenz konstruieren, deren Verwirklichungsgrad in der Natur allerdings noch völlig ungeklärt ist. Jedenfalls scheinen die späteren Phasen nur bei Sternen in Frage zu kommen, die auf Grund verschiedener Faktoren (siehe diesen Abschnitt) zirkumstellaren Staub und Gas möglichst lange halten können. In diesem Fall könnte dann die maximale Anzahl von Stadien, bestehend aus IR-Objekt – HAEBE-Stern – PHAEBE-Stern – β Pictoris-Stern – Wega-Stern durchlaufen werden.

1.2 HD 163296

In diesem Kapitel möchte ich kurz die bisherigen Beobachtungen und Modellannahmen zu HD 163296 (MWC 275, BD $-21^{\circ}4779$), dem von mir spektroskopisch untersuchten HAEBE-Stern, darlegen.

Die Pekuliarität und mögliche Variabilität des Spektrums von HD 163296 wurde erstmalig von Merrill et al. (1925) gefunden. Da dieser Stern allerdings nicht mit einer Sternentstehungsregion in Verbindung zu bringen war (Position zwischen M 8 und M 20 im Sternbild Schütze) und auch keinen Reflexionsnebel zeigte, wurde er erst von Mundt & Finkenzeller (1984) unter Vorbehalt in die Liste der HAEBE-Sterne aufgenommen. Laut der neuen, nach physikalischen Gesichtspunkten aufgestellten, Definition (siehe Kap. 1.1.1) kann man HD 163296 dagegen als vollwertiges Mitglied der Klasse der HAEBE-Sterne (Thé et al. 1994a), vielleicht sogar als ein „Musterbeispiel“, ansehen. Jedenfalls ist HD 163296 einer der am meisten untersuchten HAEBE-Sterne, was wohl auch mit seiner relativ großen Helligkeit von etwa 6^m9 zusammenhängt. Eine Zusammenstellung von aktuellen Sternparametern ist in Tabelle 1.1 zu finden.

HD 163296 wurde von Hillenbrand et al. (1992) in Bezug auf die Form der SEV im Infraroten (siehe Kap. 1.1.3) als Gruppe I-Objekt eingeordnet (siehe Abb. 1.1), d.h., die SEV gleicht am ehesten der einer optisch dicken zirkumstellaren Akkretionsscheibe mit innerem Loch. Die Scheibenmasse wird mit $0,12 M_{\odot}$, die Lochgröße mit $8 R_{\star}$ und die Akkretionsrate mit $1,3 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/a$ angegeben. Mitskevich (1995) favorisiert dagegen eine zirkumstellare Hülle aus optisch dicken Staubwolken als Erklärung für die Form der SEV. Henning et

Tabelle 1.1: Sternparameter für HD 163296

Parameter	Wert	Referenz
Rektaszension	$17^h 56^m 21^s.29$	J2000.0
Deklination	$-21^\circ 57' 21''.9$	J2000.0
Distanz	122^{+17}_{-13} pc	van den Ancker et al. (1998)
scheinbare Helligkeit	$6^m.88 - 6^m.95$ $6^m.83 - 6^m.87$	van den Ancker et al. (1998) Thé et al. (1994)
Spektraltyp	A0/2Vep+sh A0 A1Ve A7e B9	Thé et al. (1994) Berrilli et al. (1992) Houk & Smith-Moore (1988) Finkenzeller (1985) Sitko et al. (1981)
T_{eff}	9300 K 9475 K	van den Ancker et al. (1998) Mannings & Sargent (1997)
Masse	$2,3 \pm 0,1 M_\odot$ $2,4 M_\odot$	van den Ancker et al. (1998) Mannings & Sargent (1997)
Radius	$2,2 R_\odot$	Mannings & Sargent (1997)
Leuchtkraft	$30^{+10}_{-6} L_\odot$ $35,2 L_\odot$	van den Ancker et al. (1998) Mannings & Sargent (1997)
Alter	4^{+6}_{-2} Ma 5 Ma	van den Ancker et al. (1998) Mannings & Sargent (1997)
$v \sin i$	120^{+20}_{-30} km/s	Finkenzeller (1985)

al. (1994) und Mannings (1994), die besonders die SEV im Submillimeter- und Millimeterwellenbereich untersucht haben, stellen wiederum fest, daß im Gegensatz zu den anderen Sternen in ihren Samples gerade die SEV von HD 163296 nicht durch ein sphärisches Modell beschrieben werden kann und deshalb ein Scheibenmodell benötigt wird. Während Henning et al. für eine Scheibe mit optisch dünner Hülle plädieren, ist nach Mannings sogar eine bis in den Millimeterbereich optisch dicke Scheibe nicht auszuschließen. Mannings gibt die Scheibenmasse mit $0,12 M_\odot$ und den äußeren Radius mit ungefähr 500 AE an. Malfait et al. (1998) gehen auch von einer Scheibe aus, interpretieren aber eine Einsenkung der SEV bei $10 \mu\text{m}$ als Zeichen für ein Stadium fortgeschrittener Planetenentstehung (siehe auch Kap. 1.1.7). Auch im UV zeigt HD 163296 nach Thé et al. (1985) einen durch heißes zirkumstellares Material verursachten Exzeß. Blondel et al. (1993) interpretieren diese vermehrte Emission als Strahlung einer ringförmigen Grenzschicht (siehe Kap. 1.1.3). Schließlich konnten Brown et al. (1993) Radioemission im Zentimeterbereich bei HD 163296 entdecken, die durch Frei-Frei-Emission in einem ionisierten, sphärisch symmetrischen Wind interpretiert werden könnte.

Die photometrische Variabilität im visuellen Spektralbereich überdeckt nach den Angaben von van den Ancker et al. (1998) und Thé et al. (1994) (vgl. Tab. 1.1) einen Helligkeitsbereich von $0^m.12$. Nach einer Langzeitstudie von Shevchenko et al. (1994) beträgt die Amplitude sogar $0^m.19$. Damit gehört

HD 163296 mit seinen wahrscheinlich nichtperiodischen Helligkeitsänderungen geringerer Amplitude nicht zur Untergruppe der UX Orionis-Sterne (siehe Kap. 1.1.4). Polarimetrische Untersuchungen von Beskrovnaya et al. (1998) ergaben Änderungen der Stokes-Parameter besonders auf einer Zeitskala von Tagen. Die Form der Veränderungen gleicht einem Sinus mit einer Periode von 7,5 Tagen. Dies wird durch die Rotation von Gasinhomogenitäten in einer, von einem Magnetfeld durchsetzten, zirkumstellaren Hülle erklärt. Nach Bjorkman et al. (1995) zeigt HD 163296 beim Übergang vom UV ins Optische einen „Flip“ des Positionswinkels der Polarisation um 90° . Dies wird von Wood et al. (1996) durch das wellenlängenabhängige Streuverhalten einer abgeflachten zirkumstellaren Hülle erklärt. So müße die UV-Strahlung aus den optisch dünneren Polarregionen in Beobachterichtung gestreut werden, während die optische Strahlung praktisch den direkten Weg nehmen könne.

Bei HD 163296 wurde besonders intensiv die Variabilität der Spektrallinien untersucht (siehe auch Kap. 1.1.5). So konnten Catala et al. (1989) in den Veränderungen von Mg II h+k eine Periode von 50 ± 8 h und in Ca II K von 35 ± 5 h entdecken. Sie interpretieren die Beobachtungen dahingehend, daß hier ein Wechselspiel von schnellen und langsamen Strömungen eines magnetisch kontrollierten stellaren Windes gesehen würde. Die Periode in den Veränderungen der Ca II K-Linie würde dann die stellare Rotationsperiode widerspiegeln. Dagegen würden die beiden Mg II-Linien jenseits des Korotationradius entstehen und damit eine höhere Periode zeigen. Baade & Stahl (1989b) konnten dagegen nach der Untersuchung von einer Reihe optischer Linien keine sichere Periode finden, sind aber der Ansicht, daß die beobachteten Variabilitäten am ehesten durch nichtradiale Pulsationen des Sterns erklärt werden könnten. Pogodin (1994) hat Variationen im Bereich von Stunden bis Tagen in $H\alpha$ und $H\beta$ gefunden. So erklärt er nur wenige Stunden existierende, sich bewegende Strukturen (Abb. 1.6) als aus der stellaren Chromosphäre kommende Inhomogenitäten, die durch die Wechselwirkung eines äquatorial konzentrierten Sternwindes mit einer zirkumstellaren Hülle erzeugt werden sollten. Nach Beskrovnaya et al. (1998) könnte die Wechselwirkung zwischen einem schnellen, entweichenden und einem langsamen, wieder auf den Stern zurückfallenden, stellaren Wind dazu führen, daß räumliche Inhomogenitäten in einer zirkumstellaren Hülle erzeugt würden. Damit ließe sich die von ihnen beobachtete Variabilität in $H\alpha$, He I λ 5876 und Na I D erklären. Beaver & Morrison (1995) konnten über einen Zeitraum von Monaten eine starke Veränderlichkeit der Morphologie der $H\alpha$ -Linie feststellen. So zeigte $H\alpha$ P Cygni-, Doppel-Peak- und reine Emissionsprofile. Damit dürften Modelle zur zirkumstellaren Umgebung von HD 163296 nicht an ein bestimmtes Profil gebunden sein. Blondel et al. (1993) haben $Ly\alpha$ untersucht und eine um 520 km/s ins Rote verschobene Emissionskomponente gefunden (siehe auch Abb. 1.3). Die Emission könnte durch auf den Stern fallende Materie infolge eines magnetisch geführten Akkretionsprozesses entstehen. Die Akkretionsrate würde dann etwa $6,1 \cdot 10^{-8} M_\odot/a$ betragen. Außerdem stellen Blondel et al. fest, daß sich das UV-Spektrum von HD 163296 am besten durch eine Kombination der Beiträge des Sterns und einer ringförmigen Grenzschicht erklären läßt, was wiederum für das Akkretionsscheiben-Modell sprechen würde. Verbotene Linien konnten bei HD 163296 bisher nicht gefunden werden (z.B. Corcoran &

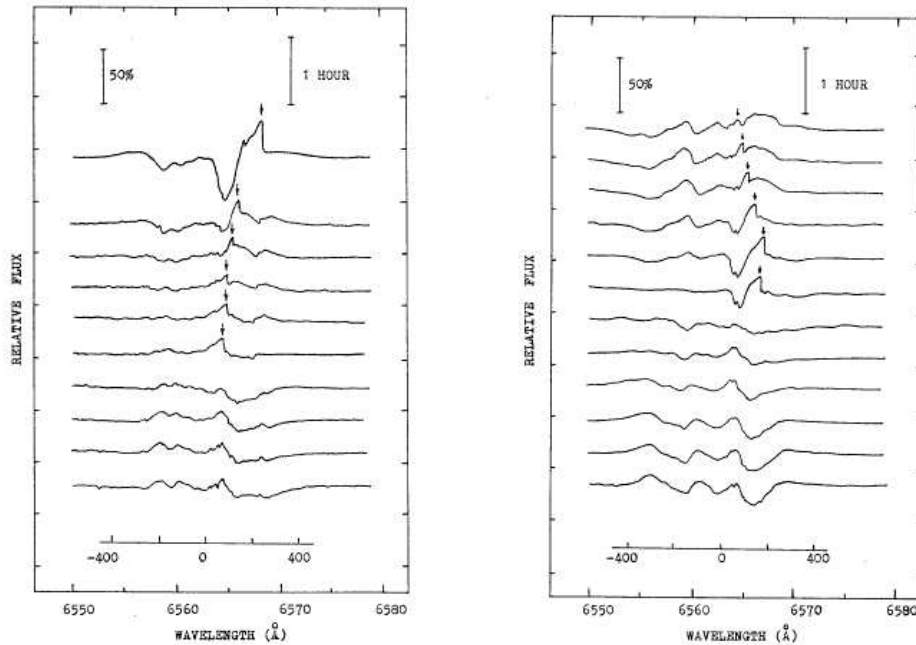


Abbildung 1.6: Schnell laufende Strukturen in den Residuen von $H\alpha$ (Abb. aus Pogodin 1994)

Ray 1998). Die $10\ \mu\text{m}$ -Region hat nach Sitko et al. (1999) große Ähnlichkeiten mit der von Hale-Bopp (Abb. 1.7) und β Pictoris. Daraus ließe sich folgern, daß HD 163296 von prozessierten, kometaren Material umgeben wäre, was auf eine aktive Planetenentstehung hinweisen würde (vgl. Kap. 1.1.5 und 1.1.7). Schließlich konnten van Dishoeck et al. (1998) H_2 -Emission bei HD 163296 mit einer Intensität detektieren, die $0,01 M_\odot$ an warmen Gas (ca. 150 K) entspräche, welches sich eher in einer Scheibe als in einer zirkumstellaren Hülle befinden sollte.

Mit Hilfe des HST² konnten Grady et al. (1998) zwei etwa 1000 AE vom Stern entfernte Herbig-Haro-artige Objekte entdecken, die für einen kollimierten Ausfluß, also für einen bipolaren Jet, sprechen würden (siehe auch Kap. 1.1.6). Die abbildenden Beobachtungen im Millimeterbereich mit Einzelteleskopen zeigten HD 163296 nur punktförmig, so daß nur Abschätzungen der Masse des zirkumstellaren Materials vorgenommen werden konnten (z.B. Corcoran & Ray 1998: $0,09 M_\odot$, Henning et al. 1998: $0,13 M_\odot$). Mannings & Sargent (1997) konnten schließlich mit Hilfe der Millimeterwellen-Interferometrie die zirkumstellare Umgebung von HD 163296 auflösen (Abb. 1.8). Die Abbildung scheibenförmiger Gebilde gelang, wie bereits in Kapitel 1.1.6 dargelegt wurde, sowohl durch Beobachtungen im Kontinuum (große Halbachse: 110 AE) wie auch in der $CO(2 \rightarrow 1)$ -Linie (große Halbachse: 310 AE). Die Scheibenmasse wurde zu $0,0028 M_\odot$ und der Inklinationwinkel³ zu 58° bestimmt. Das CO-Geschwindigkeitsfeld weist nach Mannings & Sargent auf Kepler-Rotation mit ungefähr

²Hubble Space Telescope

³ 90° entspricht „edge-on“

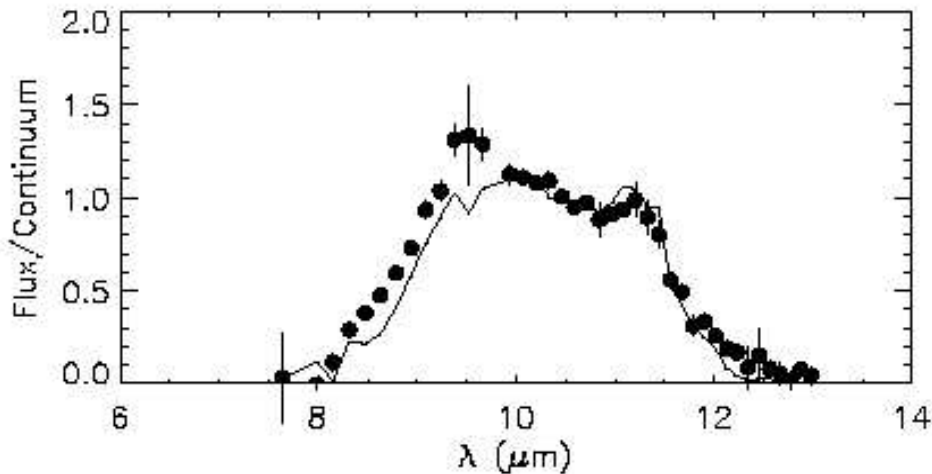


Abbildung 1.7: Vergleich der $10\mu\text{m}$ -Region von HD 163296 (gefüllte Kreise) mit der von Hale-Bopp (durchgezogene Linie)(Abb. aus Sitko et al. 1999)

2,5 km/s hin.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß es bei HD 163296 genau die gleiche Vielfalt an Erklärungsansätzen gibt, wie bei der gesamten Gruppe der HAEBE-Sterne (siehe Kap. 1.1). So wird HD 163296 mit T Tauri-Sternen, β Pictoris, Be-Sternen und Sternen mit chromosphärischer Aktivität verglichen. Daß es so verschiedenartige Deutungen gibt, liegt wohl an dem Umstand, daß zum einen HD 163296 ein isolierter HAEBE-Stern ist, der Anzeichen auf einen fortgeschrittenen Entwicklungszustand zeigt (z.B. Ähnlichkeiten im IR-Spektrum mit Hale-Bopp durch die Existenz von kristallinen Silikaten) und auf der anderen Seite einen sehr jungen, T Tauri-artigen Eindruck macht auf Grund von starken Hin-

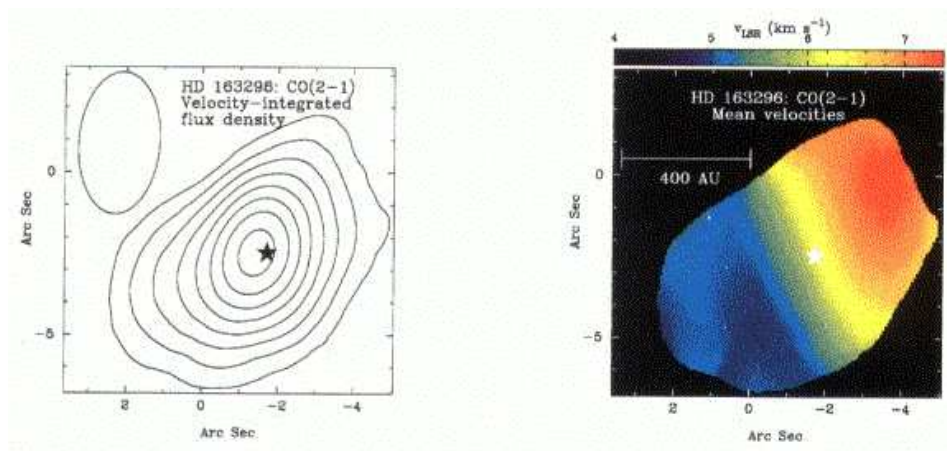


Abbildung 1.8: Darstellung der Isophoten (links, zusammen mit Auflösungsvermögen) und der Radialgeschwindigkeitsverteilung (rechts) der $\text{CO}(2 \rightarrow 1)$ -Emission bei HD 163296. Die Geschwindigkeiten sind im Sinne der Wellenlängenverschiebung farbcodiert. (Abb. aus Mannings & Sargent 1997)

weisen auf eine Akkretionsscheibe und kollimierten Ausflüssen (HH-Objekte). So gilt HD 163296 unter den HAEBE-Sternen als einer der besten Kandidaten sowohl für eine Akkretionsscheibe wie auch für aktive Planetenentstehung. Während ein großer Teil der Beobachtungen auf eine Scheibengeometrie hindeuten, sind die Verhältnisse in der optischen Spektroskopie besonders kontrovers, welches wohl an der teilweise komplizierten Morphologie und Variabilität der Spektrallinien liegt. Deshalb kann die Untersuchung einer besonders langen Zeitserie von hochauflösenden optischen Spektren ein wichtiger Schritt sein, um HD 163296 und die Gruppe der HAEBE-Sterne überhaupt besser verstehen zu können. Eine solche Untersuchung soll nun in den folgenden Kapiteln dargelegt werden.

Kapitel 2

Datenaufnahme und Reduktion

Dieses Kapitel ist der Beschreibung der Datengewinnung mit Hilfe des Echelle-Spektrographen HEROS¹ gewidmet. So wird zuerst ein kurzer Überblick über die Funktionsweise von HEROS gegeben. Danach werden dann die auf La Silla in Chile gewonnenen Daten präsentiert. Und schließlich soll noch die Reduktion der Spektren Thema dieses Kapitels sein.

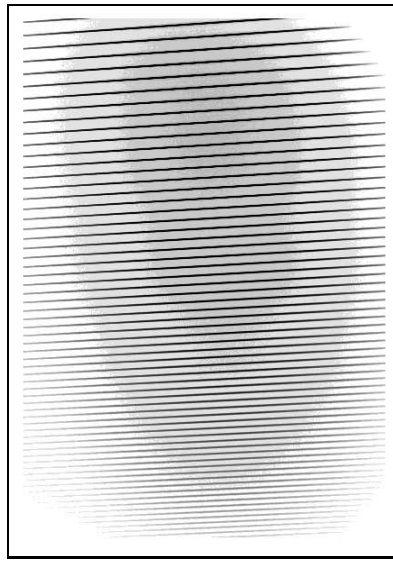
2.1 Echelle-Spektroskopie mit HEROS

Echelle-Spektrographen zeichnen sich dadurch aus, daß mit ihnen in hohen Ordnungen m beobachtet werden kann (typischerweise $m \approx 100$). Da für ein Gitter die Dispersion proportional zu m ist, kann mit einem Echelle-Spektrographen ein hohes Auflösungsvermögen erreicht werden. Beobachtung in hohen Ordnungen bedeutet aber auch, daß es zu starken Überlappungen der einzelnen Ordnungen kommt. Dieses Problem kann durch ein Auseinanderziehen der Ordnungen mit Hilfe eines weiteren, senkrecht zur Hauptdispersionsrichtung dispergierenden Gitters gelöst werden. Damit gleichen Echelle-Spektren, wie Abb. 2.1 zeigt, „Strichmustern“, die aus den Spektren nebeneinanderliegender Ordnungen bestehen.

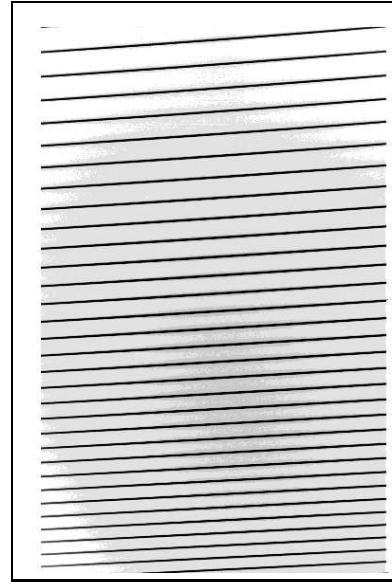
HEROS ist ein transportabler, fasergekoppelter Echelle-Spektrograph (Mandel 1988a, 1988b, Kaufer 1996). Das bedeutet, daß HEROS aus zwei über eine Glasfaser verbundene Komponenten besteht, nämlich der Teleskop- und der Spektrographeneinheit.

In der Teleskopeinheit (Abb. 2.3) befindet sich die Fernsehleiteinrichtung, mit deren Hilfe die Einkopplung des vom Teleskop kommenden Lichts in die Glasfaser überwacht wird. Außerdem sind über einen einfahrbaren Umlenkspiegel eine Flatfield- und eine Thorium-Argon-Lampe nutzbar. Die Flatfield-Lampe liefert Weißlicht, also ein Kontinuum (Abb. 2.1). Dagegen strahlt die Thorium-Argon-Lampe durch eine Vielzahl von Emissionslinien (Abb. 2.2). Aufnahmen dieser Lampen werden zur nachfolgenden Datenreduktion gebraucht (siehe Kap. 2.3).

¹Heidelberg Extended Range Optical Spectrograph

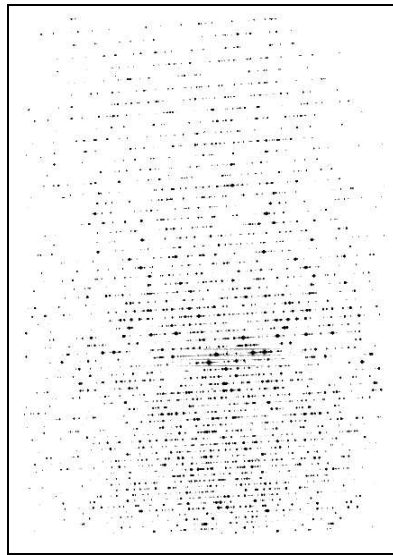


(a) blauer Kanal

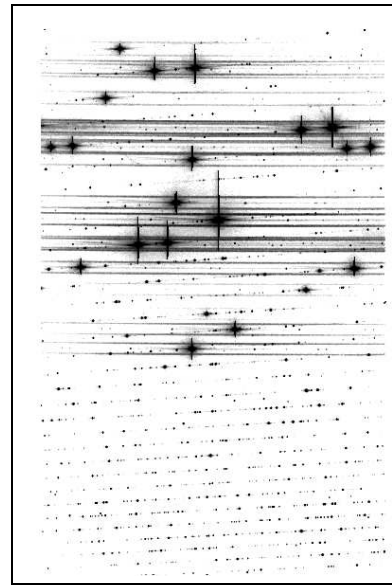


(b) roter Kanal

Abbildung 2.1: Flatfield-Aufnahmen, die Echelle-Spektren einer Weißlichtquelle darstellen, für den blauen und den roten Kanal. Es treten deutlich die durch das Kreuzdispersionsgitter auseinandergezogenen spektralen Ordnungen hervor. (Abb. aus Kaufer 1996)



(a) blauer Kanal



(b) roter Kanal

Abbildung 2.2: Aufnahmen der Echelle-Spektren einer Thorium-Argon-Dampfampe für den blauen und den roten Kanal. Die vielen Emissionslinien werden zur Wellenlängenkalibration der Spektren benötigt. (Abb. aus Kaufer 1996)

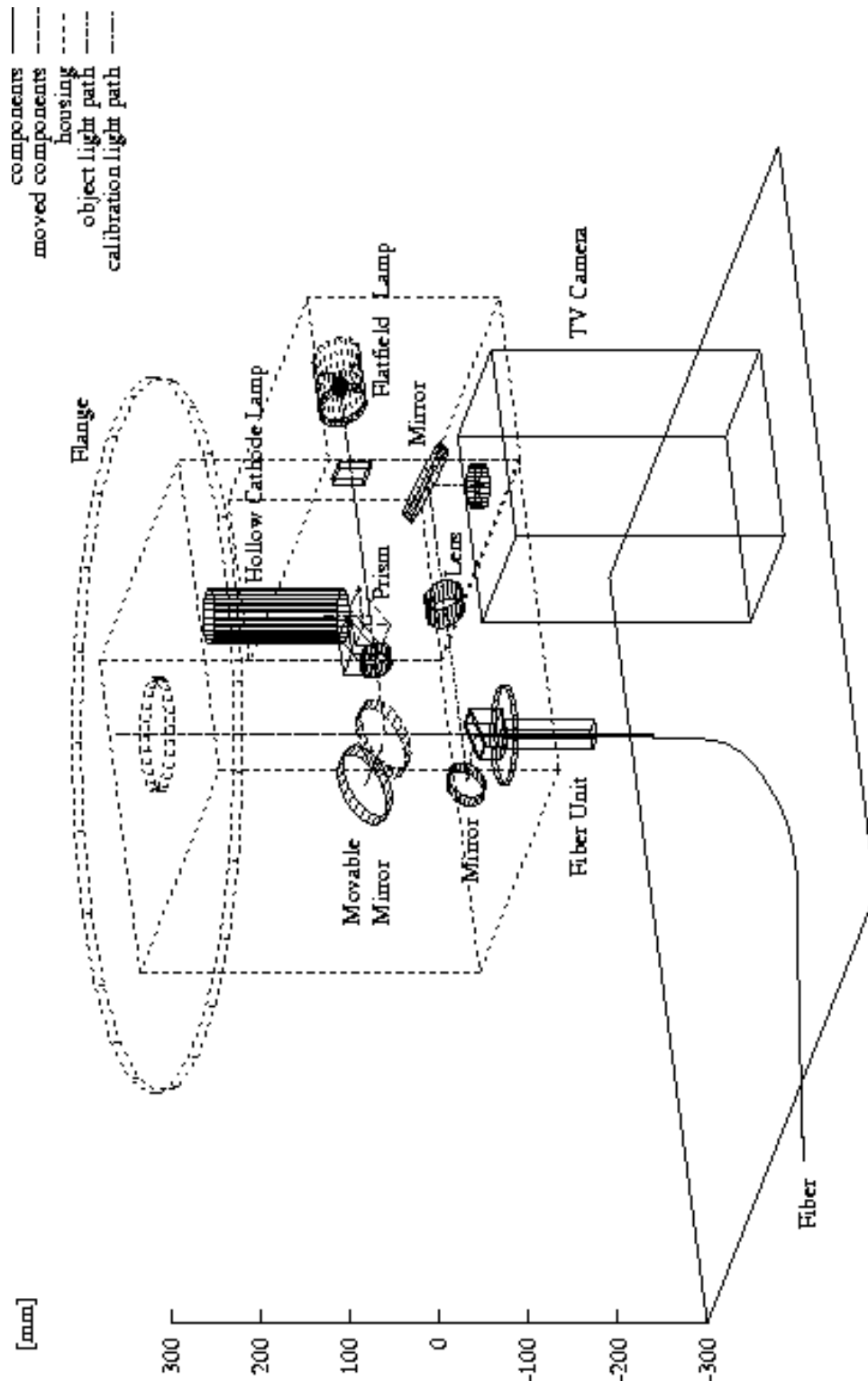


Abbildung 2.3: Teleskopeinheit von HEROS mit TV-Kamera, Flatfield- und Thorium-Argon-Lampe. Das Umschalten zwischen den einzelnen Beobachtungsmodi geschieht durch einen in den Strahlengang einfahrbaren Spiegel und durch ein bewegliches Prisma. (Abb. aus Kaufer 1996)

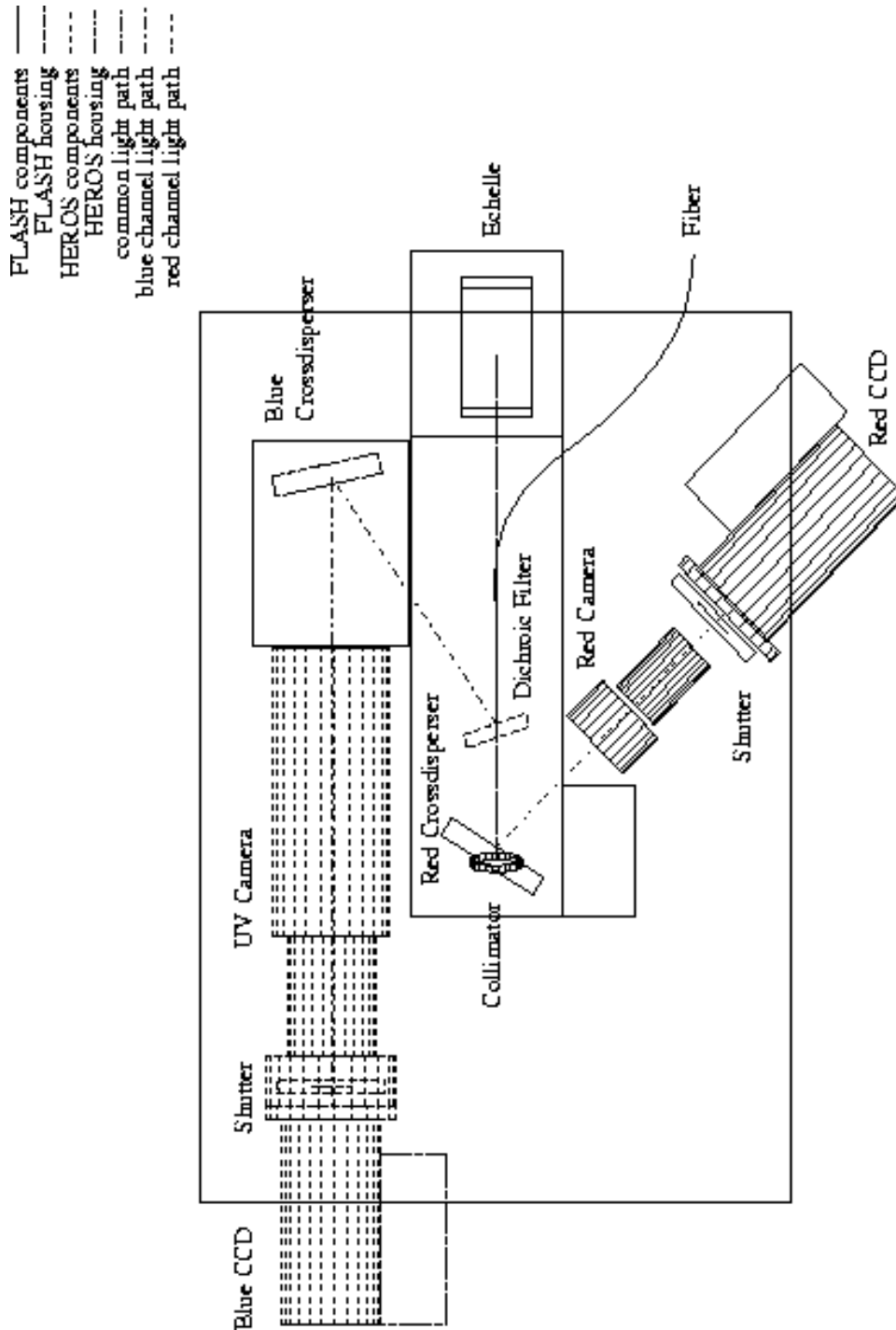


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau des HEROS-Spektrographen. Es sind Glasfaser, dichroitisches Filter, Kollimator, Echelle-Gitter und der blaue (gestrichelte Linien) und der rote Kanal (durchgezogene Linien), jeweils bestehend aus Kreuzdispersionsgitter, Kamerasystem und CCD, zu sehen. (Abb. aus Kaufer 1996)

Der Spektrograph (Abb. 2.4) bestand in seiner ursprünglichen Form als FLASH² im wesentlichen aus dem Echelle- und Kreuzdispersionsgitter, einem Kollimator und dem Kamerasystem mit einem, einen Wellenlängenbereich von 4000 – 6800 Å überdeckenden, CCD³ (Mandel 1988a, 1988b). Um einen größeren Spektralbereich abdecken zu können, kam es durch Kaufer (1996) zu der Erweiterung von FLASH zu HEROS durch Anbau eines weiteren Kanals mit Kreuzdispersionsgitter und Kamerasystem mit einem für das nahe UV empfindlichen CCD. Außerdem wurde in den Strahlengang ein dichroitischer Filter eingebaut, um eine wellenlängenabhängige Strahlteilung für die beiden Kanäle zu erreichen. Das System wurde so eingestellt, daß der „rote“ Kanal (früher FLASH) in 32 Ordnungen den Spektralbereich zwischen 5800 und 8650 Å und der neue „blaue“ Kanal in 64 Ordnungen den Bereich 3450 – 5600 Å abdeckt. Das Fehlen des Spektrums zwischen 5600 und 5800 Å ist verkraftbar, da sich dort keine für die Untersuchung von heißen Sternen, dem Arbeitsgebiet der Gruppe Wolf, wichtigen Linien befinden. Das Auflösungsvermögen von HEROS beträgt ungefähr 20000 über den ganzen Spektralbereich.

Die fasergekoppelte Bauweise von HEROS hat eine Reihe von Vorteile. Auf der einen Seite verhindert der feste Standort des Spektrographen die für hochauflösende Echelle-Spektroskopie sehr kritischen mechanischen Durchbiege-Effekte. Mit der vom Teleskop unabhängigen Aufstellung kann der Spektrograph auch an Teleskopen bis hinunter zur 0,5 m-Klasse betrieben werden, was besonders für die erreichbare Dauer von Beobachtungskampagnen vorteilhaft ist. Andererseits ermöglicht die Vielfach-Totalreflexion des Lichts in der Faser, daß die Ausleuchtung des Faserausgangs völlig unabhängig von der Art der Lichteinkopplung und der gewählten Beobachtungsmodi ist. Damit kann sich nur die im Spektrographen ankommende Gesamtintensität ändern. Die Intensitätsverteilung ist dagegen völlig gleichmäßig. Diese besondere Eigenschaft von Glasfasern wird auch „Scrambled Light“ genannt.

Mit denen in diesem Kapitel genannten Eigenschaften ist HEROS bestens geeignet, um lange Zeitserien von hochauflösenden optischen Spektren aufnehmen zu können, auch wenn durch die Lichtleitertechnik und die Benutzung an kleineren Teleskopen nur hellere Sterne bis etwa 7^m – 8^m der Beobachtung zugänglich sind.

2.2 Beobachtungen

Zur Untersuchung der spektroskopischen Variationen von HD 163296, aber auch anderen heißen Sternen, wurde mit HEROS (siehe Kap. 2.1) im März und April 1997 am 0,5 m- und 1,52 m-Teleskop der ESO⁴ auf La Silla in Chile beobachtet. Die Beobachtungen wurden von D. Baade, A. Kaufer, T. Rivinius, D. Schäfer und O. Stahl ausgeführt. Insgesamt wurden von HD 163296 in einem Zeitraum von 51 Tagen je 118 Spektren im blauen und im roten Kanal aufgenommen (Tab. 2.1). Dabei konnten jeweils in 27 Nächten drei, in 15 zwei, in sieben eins

²Fiber-Linked Astronomical Spectrograph of Heidelberg

³engl.: charge coupled device

⁴European Southern Observatory

Tabelle 2.1: Aufnahmezeitpunkte der Spektren. Für jedes Spektrum wird jeweils eine laufende Nummer, das Aufnahmedatum und das Julianische Datum des Belichtungsbeginns in der Form $\text{MJD} := \text{JD} - 2400000.5$ angegeben. Die Angaben gelten für den blauen und den roten Kanal.

Nr.	Datum	MJD	Nr.	Datum	MJD	Nr.	Datum	MJD
001	08.03.97	50515.39	041	28.03.97	50535.29	081	10.04.97	50548.40
002	09.03.97	50516.33	042	28.03.97	50535.34	082	11.04.97	50549.29
003	09.03.97	50516.39	043	28.03.97	50535.40	083	11.04.97	50549.35
004	10.03.97	50517.34	044	29.03.97	50536.28	084	11.04.97	50549.40
005	10.03.97	50517.39	045	29.03.97	50536.33	085	12.04.97	50550.30
006	11.03.97	50518.32	046	30.03.97	50537.27	086	12.04.97	50550.36
007	11.03.97	50518.37	047	30.03.97	50537.33	087	12.04.97	50550.41
008	12.03.97	50519.33	048	30.03.97	50537.39	088	13.04.97	50551.30
009	12.03.97	50519.38	049	31.03.97	50538.29	089	13.04.97	50551.35
010	13.03.97	50520.33	050	31.03.97	50538.34	090	13.04.97	50551.41
011	13.03.97	50520.38	051	31.03.97	50538.40	091	14.04.97	50552.29
012	14.03.97	50521.30	052	01.04.97	50539.27	092	14.04.97	50552.34
013	14.03.97	50521.36	053	01.04.97	50539.33	093	14.04.97	50552.40
014	15.03.97	50522.32	054	01.04.97	50539.40	094	15.04.97	50553.30
015	15.03.97	50522.38	055	02.04.97	50540.27	095	15.04.97	50553.35
016	16.03.97	50523.29	056	02.04.97	50540.33	096	15.04.97	50553.41
017	16.03.97	50523.34	057	02.04.97	50540.40	097	16.04.97	50554.29
018	16.03.97	50523.39	058	03.04.97	50541.28	098	18.04.97	50556.35
019	17.03.97	50524.29	059	03.04.97	50541.34	099	19.04.97	50557.24
020	17.03.97	50524.34	060	03.04.97	50541.40	100	20.04.97	50558.27
021	17.03.97	50524.40	061	04.04.97	50542.29	101	21.04.97	50559.21
022	19.03.97	50526.33	062	04.04.97	50542.34	102	22.04.97	50560.24
023	19.03.97	50526.39	063	04.04.97	50542.40	103	22.04.97	50560.33
024	21.03.97	50528.37	064	05.04.97	50543.29	104	23.04.97	50561.21
025	21.03.97	50528.41	065	05.04.97	50543.35	105	23.04.97	50561.32
026	22.03.97	50529.39	066	05.04.97	50543.40	106	23.04.97	50561.43
027	23.03.97	50530.29	067	06.04.97	50544.29	107	24.04.97	50562.24
028	23.03.97	50530.34	068	06.04.97	50544.34	108	24.04.97	50562.43
029	23.03.97	50530.40	069	06.04.97	50544.41	109	25.04.97	50563.22
030	24.03.97	50531.29	070	07.04.97	50545.28	110	25.04.97	50563.42
031	24.03.97	50531.35	071	07.04.97	50545.34	111	26.04.97	50564.24
032	24.03.97	50531.40	072	07.04.97	50545.39	112	26.04.97	50564.43
033	25.03.97	50532.28	073	08.04.97	50546.28	113	27.04.97	50565.21
034	25.03.97	50532.34	074	08.04.97	50546.34	114	27.04.97	50565.30
035	26.03.97	50533.28	075	08.04.97	50546.39	115	27.04.97	50565.43
036	26.03.97	50533.34	076	09.04.97	50547.29	116	28.04.97	50566.24
037	26.03.97	50533.40	077	09.04.97	50547.34	117	28.04.97	50566.33
038	27.03.97	50534.28	078	09.04.97	50547.40	118	28.04.97	50566.43
039	27.03.97	50534.34	079	10.04.97	50548.29			
040	27.03.97	50534.39	080	10.04.97	50548.34			

und in drei keine Spektren gewonnen werden. Der größte Anteil, d.h., 97 der 118 Spektren, wurde mit Hilfe des 0,5 m-Teleskop zwischen dem 08.03. und dem 16.04.97 aufgenommen. Vom 18. bis zum 28.04.97 kamen dann noch die restlichen 21 Spektren durch Beobachtungen am 1,52 m-Teleskop dazu. Typische Belichtungszeiten lagen beim kleineren Teleskop im Bereich von 70 – 80 min, beim Größeren nur noch bei 20 min. Die erreichten mittleren Signal-zu-Rausch-

Verhältnisse (S/N^5) liegen für das 0,5 m-Teleskop bei 60 für den blauen und bei 45 für den roten Kanal. Beim 1,52 m-Teleskop ergeben sich die entsprechenden Werte für beide Kanäle zu etwa 115. Die Werte gelten für einen einige hundert Å umfassenden Bereich um 4500 respektive 6500 Å. Zu den Rändern der entsprechenden spektralen Empfindlichkeiten der CCDs hingehend, können die S/Ns auch deutlich unter diesen Werten liegen. Schließlich möchte ich noch darauf hinweisen, daß durch die jahreszeitlich bedingte Einschränkung der Sichtbarkeit von HD 163296 auf die Morgenstunden (siehe Tab. 2.1), die tägliche Zeitabdeckung, besonders am Anfang der Kampagne, den Zeitraum von vier Stunden nicht übersteigt. Dies ist der größte Nachteil des zur Verfügung stehenden Datensatzes (siehe dazu Kap. 3). Der unbestreitbare Vorteil dieser Zeitserie von Spektren ist hingegen die Abdeckung eines besonders langen Zeitraums von 51 Tagen durch die große Zahl von 118 Spektren.

2.3 Datenreduktion

Die Datenreduktion wurde mit einem an dem HEROS-Spektrographen angepaßten MIDAS⁶-Programmpaket (Stahl et al. 1993), das auf dem Echelle-Reduktions-Paket von Ponz & Brinks (1983) basiert, durchgeführt. Ich möchte hier kurz die wichtigsten Schritte der halbautomatischen, für eine große Anzahl von Spektren konzipierten, Datenreduktionsprozedur erläutern (vgl. auch Käufer 1996):

- *Mittelung der Thorium-Argon- und Flatfieldaufnahmen*

In einer Beobachtungsnacht werden zwischen den Objektbelichtungen Th-Ar⁷ und Flatfieldaufnahmen eingeschoben (siehe Abb. 2.1 und 2.2). Durch die Mittelung zeitlich der Objektbelichtung benachbarter Th-Ar-Aufnahmen, kann der Einfluß von möglichen Verschiebungen der Echelle-Spektren auf dem CCD ausreichend berücksichtigt werden. Die Mittelung einer größeren Anzahl von Flatfields ist nötig, um eine zusätzliche Verrauschung der Spektren durch die spätere Flatfieldkorrektur, besonders im blauen Spektralbereich, möglichst zu vermeiden.

- *Abziehen des Streulichthintergrunds*

Nachdem der Verlauf der einzelnen Echelle-Ordnungen bestimmt worden ist, kann der in den Flatfield- und Objektaufnahmen mehrere Prozent betragende Streulichtanteil (siehe Abb. 2.1) durch eine in den Bereichen zwischen den Ordnungen angelegte zweidimensionale Spline-Funktion recht gut zur anschließenden Entfernung modelliert werden.

- *Extraktion der Echelle-Ordnungen*

Als nächstes wird in allen Spektren für jede Ordnung das Signal in Querspektrenrichtung pixelweise aufaddiert. Um die folgende Extraktion

⁵engl.: signal-to-noise ratio

⁶Munich Image Data Analysis System

⁷Thorium-Argon

der Ordnungen optimal ermöglichen zu können, muß eine vorzugebende „Spaltlänge“ so eingestellt werden, daß auf der einen Seite auch leichte Verschiebungen der Ordnungen nicht zu einem Signalverlust führen und andererseits benachbarte Ordnungen nicht miteinbezogen werden. Eventuell gestörte Pixel können mit Hilfe eines statistischen Modells für den Signalverlauf in Dispersionsrichtung auf geeignete Weise ersetzt werden. Fehlerhafte Pixel werden hauptsächlich durch „Cosmics“ erzeugt, das sind Pixelstörungen durch den Einschlag von Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung. Nun können die Ordnungen optimal extrahiert und als einzelne Zeilen in einem sogenannten „Pixel-Order Frame“ kompakt gespeichert werden.

– *„Flatfields“ der extrahierten Spektren*

Mit der Division der Pixel-Order Frames der Flatfieldspektren durch die der Objektspektren werden die Pixel-zu-Pixel-Empfindlichkeitsvariationen des CCDs und der Empfindlichkeitsverlauf des Spektrographen eliminiert. In den resultierenden Objektspektren wird der Intensitätsverlauf allein durch die Überlagerung der Kontinuumsstrahlung des Objekts und der Flatfieldlampe bestimmt.

– *Bestimmung der Dispersionskoeffizienten*

In den extrahierten Th-Ar-Spektren können automatisch etwa 1000 Spektrallinien identifiziert werden. Damit kann dann ein empirisches Modell für den nichtlinearen spektralen Verlauf der Dispersion aufgestellt werden. Da die Ordnungsnummer ein Modellparameter ist, lassen sich auch linienarme Ordnungen über einen „globalen“, alle Ordnungen einbeziehenden, Fit gut kalibrieren.

– *Wellenlängenkalibration, „Rebinnen“ der extrahierten Spektren und Korrektur auf heliozentrisches Bezugssystem*

Mit den nun bestimmten Dispersionskoeffizienten werden die einzelnen Ordnungen pixelweise wellenlängenkalibriert, interpoliert und auf ein äquidistantes Gitter mit einer Schrittweite von $0,1 \text{ \AA}$ übertragen. Da durch dieses „Rebinnen“ Auflösung verloren geht, wird die Korrektur der Spektren vom geozentrischen auf das heliozentrische Bezugssystem gleich miteinbezogen.

– *Zusammenfügen der wellenlängenkalibrierten Ordnungen*

Nun können die einzelnen Ordnungen zu einem eindimensionalen Spektrum zusammengesetzt werden. Da benachbarte Ordnungen teilweise überlappen, führt eine gewichtete Aufaddierung zu einer Erhöhung des S/N in den betroffenen Bereichen. Durch das nicht perfekte Flatfielden verbleiben in den Spektren sogenannte „Ripples“. Das sind niederfrequente Wellen mit einer Amplitude von etwa 1% zum umgebenden Kontinuum. Sie bedürfen aber keiner weiterer Korrektur, da ihre Periodenlänge wesentlich größer als die typische Breite von stellaren Spektrallinien ist.

– *Normierung der Spektren*

Als letzter Schritt kann durch die Division einer Kontinuums-Splinefunktion durch das Objektspektrum, das stellare Kontinuum auf eins gesetzt werden. Die auf diese Weise gewonnenen Spektren können nun wissenschaftlich analysiert werden.

Kapitel 3

Datenanalyse

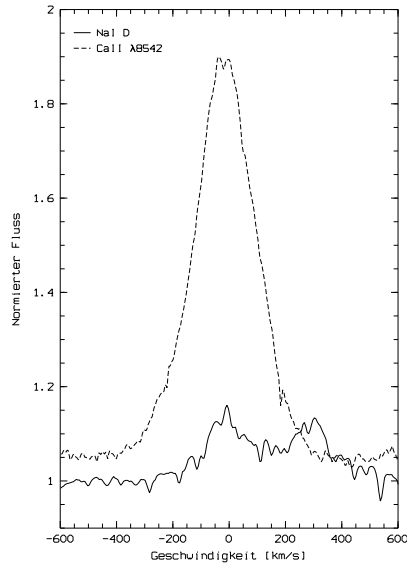
Die Analyse der 1997 auf La Silla gewonnenen Daten (siehe Kap. 2) wurde mit dem Datenverarbeitungssystem MIDAS in der Version NOV97 durchgeführt. Die Datenanalyse beinhaltet im wesentlichen Linienidentifizierung, Gruppierung der Spektrallinien nach Form und Variabilität, Periodensuche und die Untersuchung von einzelnen spektralen Strukturen anhand von $H\delta$. Die Beschreibung der einzelnen Analysemethoden und der damit gewonnenen Ergebnisse wird das Thema der nun folgenden Abschnitte sein.

3.1 Das Spektrum

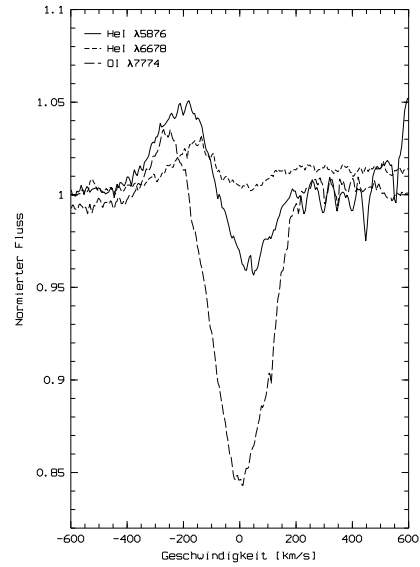
Durch eine S/N-gewichtete Mittelung der 118 zur Verfügung stehenden blauen und roten Spektren konnte für HD 163296 ein detaillierter Spektralatlas mit hohem S/N erstellt werden (siehe Anhang A). Mit Hilfe des Programms `synspec` (Gummersbach & Kaufer 1996) konnte dann das mittlere Spektrum von HD 163296 mit dem Modellspektrum eines A0V-Sterns (10000 K) zur Linienidentifizierung benutzt werden. Das Modellspektrum beruht dabei auf der umfassenden Liste atomarer Linien von Kurucz & Bell (1995). Weiterhin wurden zur Linienidentifizierung die Tabellenwerke von Moore (1945) und Saidel et al. (1961) herangezogen.

Das Spektrum von HD 163296 wird, typisch für einen A-Stern, deutlich von den Linien der Balmer Serie, insbesondere durch $H\alpha$, dominiert. Auffälliger sind ansonsten nur noch die Linien $\text{Ca II } \lambda\lambda 3934, 8498, 8542$, $\text{Mg II } \lambda 4481$, Na I D (2 Linien) und $\text{O I } \lambda 7774$ (3-fach). Das Spektrum ist im Bereich von ca. 3680 Å (Balmerkante) bis etwa 4600 Å sehr linienreich. Die meisten Linien sind allerdings sehr schwach und nur im mittleren Spektrum auf Grund des geringen Rauschanteils identifizierbar. Auf der kurzwelligeren Seite der Balmerkante konnte wegen des Balmerkontinuums und der geringen Empfindlichkeit des CCDs keine Linie identifiziert werden. Das mittlere Spektrum des roten Kanals ist sehr linienarm. Es wird außerdem auch stark durch atmosphärische Bänder beeinträchtigt.

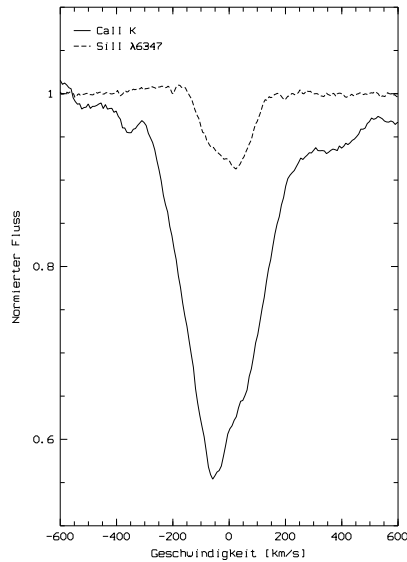
In Abbildung 3.1 sind Beispiele für die vorkommenden Linienformen dargestellt. Neben relativ „normalen“ Absorptionslinien wie $\text{Mg II } \lambda 4481$ (d) sind auch die für HAEBE-Sterne typischen Emissionslinien wie $\text{Ca II } \lambda 8498$ (a) zu



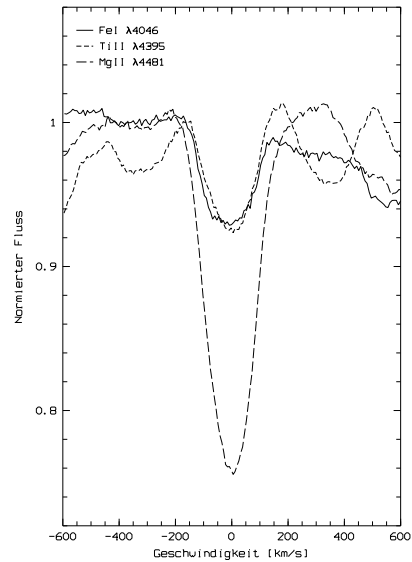
(a) reine Emission



(b) Absorption mit blauverschobener Emission



(c) asymmetrische Absorption



(d) symmetrische Absorption

Abbildung 3.1: Darstellung von Linienformen, die im mittleren Spektrum der Zeitserie (siehe Anhang A) gefunden wurden. Neben mehr oder weniger symmetrischen Emissions- und Absorptionslinien existiert auch eine Liniengruppe (b), die außer einer Absorption auch eine blauverschobene Emission aufweist. Die Na I-Linien in (a) sind auf die D_2 -Ruhewellenlänge bei 5890 \AA zentriert.

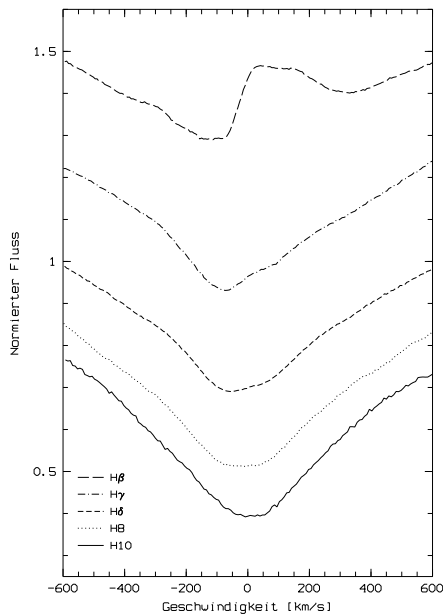


Abbildung 3.2: Zunahme des Emissionsanteils unter den Balmerlinien. Die mittleren Profile aufeinanderfolgender Linien sind jeweils um 0,2 Flußeinheiten separiert worden.

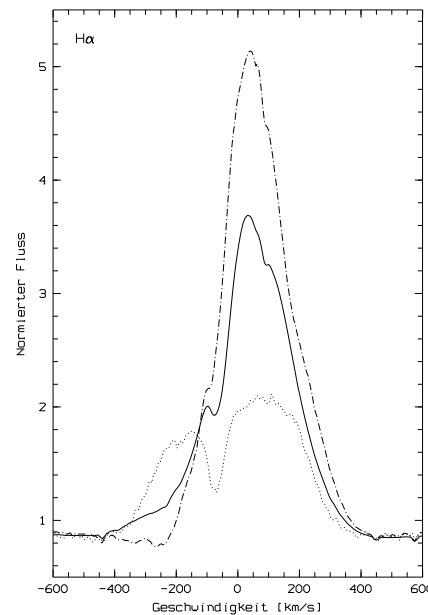


Abbildung 3.3: Formenvielfalt bei $H\alpha$. Neben dem mittleren Profil (durchgezogene Linie) sind auch die Extremfälle Einzel- und Doppel-Peak-Profil zu erkennen.

erkennen. Eine besonders bemerkenswerte Linienform ist in Teilbild (b) zu erkennen. Sie besteht aus einer mehr oder weniger zentralen Absorption und einer um etwa 200 km/s ins Blaue verschobenen Emission und tritt bei O I λ 7774 und He I-Linien wie He I λ 5876 und He I λ 6678 auf. Neben dieser ungewöhnlichen Linienform ist die Linienstärke der He I-Linien auch auffällig größer als es bei einem A-Stern zu erwarten wäre. Die blaue Emissionskomponente könnte durch nichtsphärische Ausflußbewegungen hoher Geschwindigkeit erzeugt oder auf eine Rotation der Materie im Linienentstehungsgebiet, bei der die zu erwartende komplementäre rote Komponente infolge eines Überdeckungseffekt nicht sichtbar ist, zurückgeführt werden. Solche Emissionskomponenten könnten auch bei einigen Fe II-Linien sichtbar sein (siehe Anhang A). Dies ist aber auf Grund der schlechten Definition des Kontinuums durch den Linienreichtum in diesem Bereich äußerst unsicher. Abbildung 3.1 (c) beinhaltet schließlich noch Beispiele für asymmetrische Absorptionslinien. Diese können durch Überlagerung von Linien, verschobene Emissionskomponenten oder, wie Kapitel 3.4.1 zeigen wird, durch temporäre, verschobene Absorptionsstrukturen erzeugt werden.

In Abbildung 3.2 sind übereinander die Profile von fünf Balmerlinien dargestellt. Es ist deutlich die Zunahme des Emissionsanteils beim Übergang von H10 zu H β zu erkennen. Dies entspricht einem steigenden Einfluß von zirkumstellaren gegenüber photosphärischen Wasserstoff bei der Linienentstehung, da die Emission nichtphotosphärischen Ursprungs ist. Am zunehmenden Abstand

zwischen den Flügeln der einzelnen Linienprofile kann man auch die Zunahme der Linienstärke hin zu $H\beta$ erkennen.

Das $H\alpha$ -Profil wird von der Emission dominiert (Abb. 3.3). So kann die Höhe des Emissionspeaks mehr als das Fünffache des Kontinuumsflusses betragen. $H\alpha$ weist eine komplizierte Linienform auf, die auch noch stark variabel ist. Die meiste Zeit wird das Linienprofil durch eine relativ zentrale Emission und einer überlagerten, schwächeren, blauverschobenen Absorptionskomponente bestimmt. Daß es sich hierbei tatsächlich um eine überlagerte, blauverschobene Absorption und nicht Emission handelt, kann aus der geringen Variabilität der Emission bei den anderen Balmerlinien, wie es am Beispiel von $H\delta$ in Kapitel 3.4.1 gezeigt wird, gefolgert werden. Nur eine in Intensität und Lage stark variable, nichtphotosphärische Absorptionskomponente kann außerdem die Vielfalt der gefundenen Linienformen erklären. So können, wie Abbildung 3.3 teilweise zeigt, auch Doppel-Peak-, reine Emissions-, P Cygni- (zentrale Emission, blaue Absorption) und kompliziertere, mehrkomponentige Profile gefunden werden (vgl. auch Abb. 3.4). Damit wird klar, daß Erklärungen zur Physik von HD 163296, die von einer bestimmten Form des $H\alpha$ -Profils abhängen, von vorneherein ungeeignet sind. Die Existenz einer weitgehend blauverschobenen, variablen Absorption führt in der Erklärung in Richtung eines nichtstationären Ausflußphänomens. Was das im genaueren sein kann, soll durch weitere Analysen in den folgenden Kapiteln geklärt werden.

3.2 Dynamische Spektren

Hauptzweck einer Zeitserie von Spektren ist es, die Variabilität von Spektrallinien zu dokumentieren. Um in den Spektren einzelne Strukturen besser erkennen zu können, ist eine gute Visualisierung nötig. Eine Möglichkeit ist, wie Abbildung 3.4 (a) für die mittleren Tagesspektren von $H\alpha$ zeigt, eine zweidimensionale Darstellung mit den Achsen Geschwindigkeit und Zeit, wobei die Intensität ebenfalls über einen Umrechnungsfaktor in Richtung der Zeitachse aufgetragen wird. Die Geschwindigkeit v wird dabei über die Doppler-Formel

$$v = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} c \quad (3.1)$$

aus dem Verhältnis der Wellenlängendifferenz $\lambda - \lambda_0$ zur Ruhewellenlänge λ_0 berechnet. Der konstante Faktor c entspricht dabei der Lichtgeschwindigkeit. Die andere, in dieser Arbeit favorisierte Darstellung ist in Abbildung 3.4 (b) dargestellt und wird dynamisches Spektrum genannt. Wie auch in der zuvor beschriebenen Darstellungsweise handelt es sich hier um eine zweidimensionale Darstellung mit den Achsen Geschwindigkeit und Zeit. Die Intensität wird hierbei mit Hilfe einer Farbskala dargestellt. In dieser Arbeit wurde hierfür die MIDAS-LUT `rainbow3` benutzt (siehe dazu Anhang B). Um die Farbskala anwenden zu können, müssen obere und untere Schranken, sogenannte „Cuts“, für die Intensitäten der extremalen Farben festgelegt werden. In Tabelle 3.1 sind die Differenzen der Cuts der residualen dynamischen Spektren einiger Spektrallinien (siehe Anhang B) aufgeführt. „Residual“ bedeutet hierbei, daß von den hierbei benutzten Spektren das mittlere Spektrum der Zeitserie

jeweils abgezogen wurde. Um auch eine glatte Darstellung in Zeitrichtung zu ermöglichen, werden die Spektren für jeden Geschwindigkeitsbin durch Spline-Funktionen interpoliert. Um das „Überschwingen“ der Spline-Funktionen durch zu unterschiedlich große Zeitschritte zu vermeiden, wurden die hier dargestellten dynamischen Spektren aus mittleren Tagesspektren berechnet. Zu diesen und weiteren Details der Darstellung und der Präsentation von 24 residualen dynamischen Spektren siehe Anhang B.

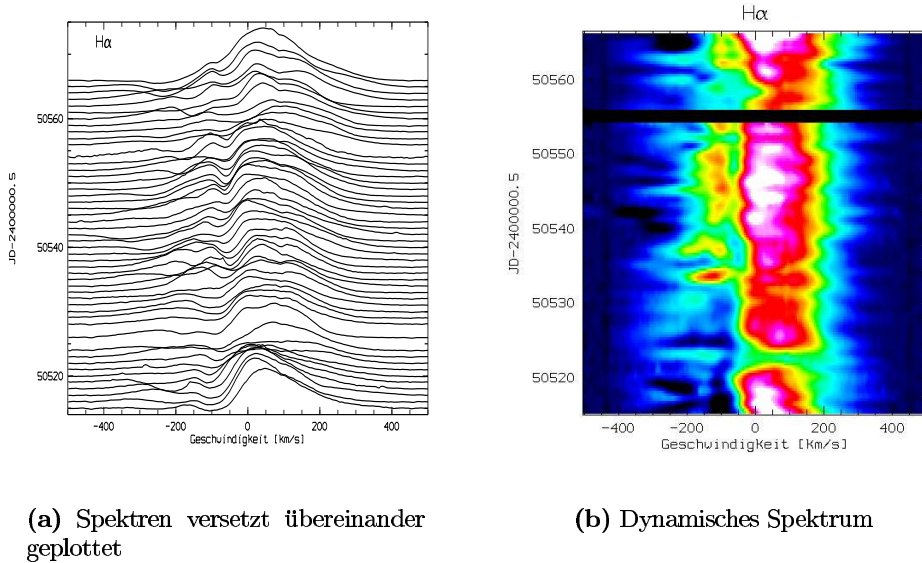


Abbildung 3.4: Zeitseriendarstellungen für $H\alpha$. In Teilbild (a) ist die Intensität auf der Zeitachse über einen Umrechnungsfaktor von 0,5 Einheiten des Kontinuumsflusses pro Tag dargestellt. In (b) wird dagegen die Intensität im dynamischen Spektrum farb-codiert wiedergegeben. Als Farbskala wurde die Midas-LUT `rainbow3` benutzt (siehe Anhang B). Die Cuts liegen bei 0,8 und 4,5 Kontinuumseinheiten.

Die in Tabelle 3.1 aufgeführten Differenzen der für die Darstellung der residualen dynamischen Spektren (siehe Anhang B) gewählten oberen und unteren Cuts zeigen, wie variabel die einzelnen Linien sind. Dieses Variabilitätsmaß hat natürlich einen subjektiven Charakter. Allerdings muß auch bezweifelt werden, daß mathematisch exaktere Angaben wie Standardabweichungen oder Differenzen der Maximalwerte eine bessere Aussagekraft besitzen, da die Verrauschung und Normierung der Spektren sowie etwaige Cosmics die Ergebnisse stark beeinflussen könnten. Deshalb kann in diesem Fall das Augenmaß, das auf eine optimale Visualisierung der Variabilität zielt, klarere Einsichten bringen. Um die Variabilitätsamplituden der einzelnen Linien besser miteinander vergleichen zu können, sind in Tabelle 3.1 auch noch die zugehörigen theoretischen Äquivalentbreiten eines A0V-Sterns nach Gummersbach & Kaufer (1996) angegeben. Betrachtet man nun die Tabelle, so fallen besonders die Emissionslinien, wie die infraroten CaII-Linien, und die Absorptionslinien mit blauer Emission, wie die HeI-Linien, durch ihre hohen Variabilitätswerte verglichen mit den jeweiligen Äquivalentbreiten auf. Schwache Variabilität zeigen dagegen, wie zu erwarten

Tabelle 3.1: Variabilität einiger Spektrallinien. Neben jeder Linienbezeichnung ist die jeweilige Differenz der für die Darstellung der residualen dynamischen Spektren gewählten „Cuts“ zu finden (siehe Anhang B). Die Cuts stellen ein wenn auch subjektives Maß für die Amplitude der Variabilität dar. Weiterhin sind auch jeweils noch die theoretischen Äquivalentbreiten für einen A0V-Stern nach Gummersbach & Kaufer (siehe Kap. 3.1) in mÅ angegeben, um einen besseren Vergleich der Variabilitätsamplituden zu ermöglichen. Die Linien sind nach Element, Ionisationsstufe und Wellenlänge sortiert.

Linie	Differenz der Cuts	Äquivalentbreite [mÅ]	Linie	Differenz der Cuts	Äquivalentbreite [mÅ]
Ca II K	0.40	2008	H β	0.46	16817
Ca II λ 8498	0.80	618	H α	2.00	15650
Ca II λ 8542	0.86	953	He I λ 5876	0.16	74
Fe I λ 4046	0.05	238	He I λ 6678	0.06	10
Fe II λ 4233	0.08	308	Mg I λ 5184	0.06	281
Fe II λ 4924	0.12	407	Mg II λ 4481	0.06	1004
Fe II λ 5018	0.14	428	Na I D ₂	0.16	170
Fe II λ 5317	0.08	345	Na I D ₁	0.13	109
H 12	0.10	16319	O I λ 7774	0.20	931
H 10	0.12	16397	Si II λ 6347	0.06	298
H 8	0.13	16429	Si II λ 6371	0.05	240
H δ	0.16	16714	Ti II λ 4395	0.06	201
H γ	0.22	17919			

Tabelle 3.2: Gruppeneinteilung der Spektrallinien anhand der Form der dynamischen Spektren. Fett gedruckt sind die jeweiligen repräsentativen Vertreter einer Gruppe. Die He I-Linien sind in Klammern gesetzt, da sie nicht ganz in das Schema hineinpassen.

Gruppe	Mitglieder
0	Hα
0 - I	H β
I	H γ , Hδ , H 8, H 10, Ca II K
I - II	H 12, Ca II $\lambda\lambda$ 8498, 8542, Na I D
II	Fe II $\lambda\lambda$ 4233, 4924, 5018, 5317 , Mg I λ 5184
II - III	Ti II λ 4395, Fe I λ 4046, O I λ 7774, (He I $\lambda\lambda$ 5876, 6678)
III	Si II $\lambda\lambda$ 6347, 6371, Mg II λ 4481

ist, die von Absorption dominierten, auch photosphärisch genannten Linien wie Mg II λ 4481. Den direkten Unterschied zwischen stark und schwach variablen Linien kann man besonders gut durch den Vergleich von Linien mit ähnlicher Äquivalentbreite wie Ca II λ 8542 (0,86 Flußeinheiten) und Mg II λ 4481 (0,06 Flußeinheiten) erkennen. Eine eher mittelmäßige Variabilität weisen die Fe II-Linien auf, was auf eine Zwischenstellung dieser Linien hindeutet. Diese Einschätzung wird sich durch die weiteren Untersuchungen noch erhärten. Die Balmerlinien zeigen entsprechend dem jeweiligen Anteil der Emission einen ansteigenden Wert der Variabilität von H 12 bis hin zu H α .

Bei Betrachtung der dynamischen Spektren in Anhang B fallen Ähnlichkeiten

zwischen einzelnen Spektrallinien auf. Somit lassen sich auf Grund der Form der dynamischen Spektren die Spektrallinien in verschiedene Gruppen einteilen (Tab. 3.2). Es hat sich gezeigt, daß eine Einteilung in drei Gruppen und entsprechenden Übergangstypen zusammen mit einer Extrabehandlung von $H\alpha$ die Vielfalt der beobachtbaren Strukturen gut wiedergibt. Repräsentative Spektren der drei Hauptgruppen sind in den Abbildungen 3.5 ($H\delta$, Gruppe I), 3.6 ($Fe\ II\ \lambda\ 5018$, Gruppe II) und 3.7 ($Mg\ II\ \lambda\ 4481$, Gruppe III) zu finden. Das in Abbildung 3.8 dargestellte Differenzbild der residualen dynamischen Spektren von $H\delta$ (Abb. 3.5) und $Ca\ II\ K$ (Abb. B.1 (f)) zeigt klar wie ähnlich teilweise die Variabilität auch von Linien verschiedener Elemente und Ionisationsstufen sein kann, womit die Legitimation einer Gruppeneingliederung nochmals verdeutlicht wird. Im folgenden sollen die Eigenschaften der gefundenen Liniengruppen beschrieben werden.

Das dynamische Spektrum des typischen Vertreters der Gruppe I $H\delta$ in Abbildung 3.5 zeigt eine Vielzahl von Strukturen. Besonders auffällig sind dabei die tiefen Absorptionsstrukturen, von denen es im wesentlichen zwei verschiedene Sorten gibt. Einige dieser Strukturen treten im Bereich zwischen $\pm 200\text{ km/s}$ auf. Sie scheinen etwa 4 – 5 Tage zu existieren und hauptsächlich von negativen zu positiven Geschwindigkeiten durchzulaufen. Andererseits konzentrieren sich im blauverschobenen Bereich bei -200 km/s mehrere Komponenten, die nur 1 – 3 Tage zu sehen sind. Schließlich gibt es noch eine Reihe schwächerer, schwerer einzuordnender Strukturen im „blauen“ (negativen) und „roten“ (positiven) Geschwindigkeitsbereich. Die dynamischen Spektren der Gruppe I werden damit hauptsächlich von, sich im „Blauen“ befindlichen, Absorptionsstrukturen dominiert, deren Entwicklung teilweise über Tage verfolgt werden kann. Eine eingehendere Untersuchung der spektralen Strukturen, besonders in $H\delta$, wird in Kapitel 3.4 folgen.

Die Gruppe III stellt gerade das Gegengewicht zu Typ I dar. Denn die Entstehungsgebiete der Gruppe I-Linien werden wohl hauptsächlich zirkumstellar sein, wohingegen die Gruppe III-Linien weitgehend phosphärischer Natur sein sollten. Damit sollten in den Typ III-Linien weniger Gasströmungen, als viel mehr Abschattungen der Photosphäre durch zirkumstellare Prozesse oder rein photosphärische Prozesse zu sehen sein. Dies zeigt sich auch an dem schnellen Wechseln von zentralen Emissions- und Absorptionsstrukturen in $Mg\ II\ \lambda\ 4481$ (Abb. 3.7). Da es hier ja um ein residuales dynamisches Spektrum dreht, bedeuten diese Strukturen eigentlich nur Schwankungen in der Linientiefe, die sich auch nur im, durch das $v\sin i$ von etwa 120 km/s beschränkten (siehe Tab. 2.1), Geschwindigkeitsbereich bemerkbar machen. Neben dieser auffälligsten Form der Variabilität sind aber auch bei Gruppe III-Linien, besonders auf der langwelligeren Seite, schwache Anzeichen möglicher nichtphotosphärischer Aktivität zu finden. Diese Komponenten sind dann auch bis Geschwindigkeiten von $+200\text{ km/s}$ nachweisbar.

Gruppe II wird im wesentlichen durch die $Fe\ II$ -Linien repräsentiert. In Abbildung 3.6 ist $Fe\ II\ \lambda\ 5018$ als Beispiel dafür zu finden. Die Gruppe II-Linien zeigen in ihren dynamischen Spektren eine besonders große Vielfalt von Strukturen. Das kommt daher, daß diese Linien Eigenschaften der Gruppen I und II vereinigen. Sie zeigen sowohl die markanten Absorptionsstrukturen der Gruppe I, wie

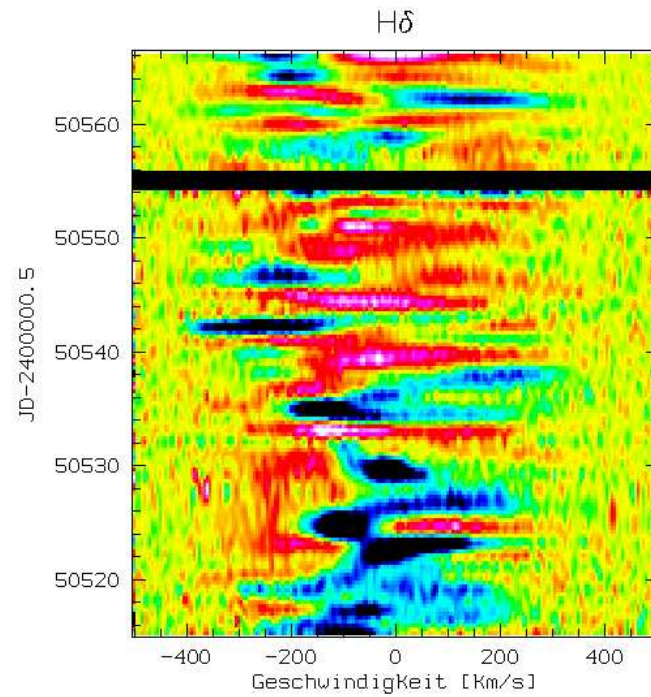


Abbildung 3.5: Dynamisches Spektrum der Residuen von $H\delta$. Zu Details siehe Anhang B.

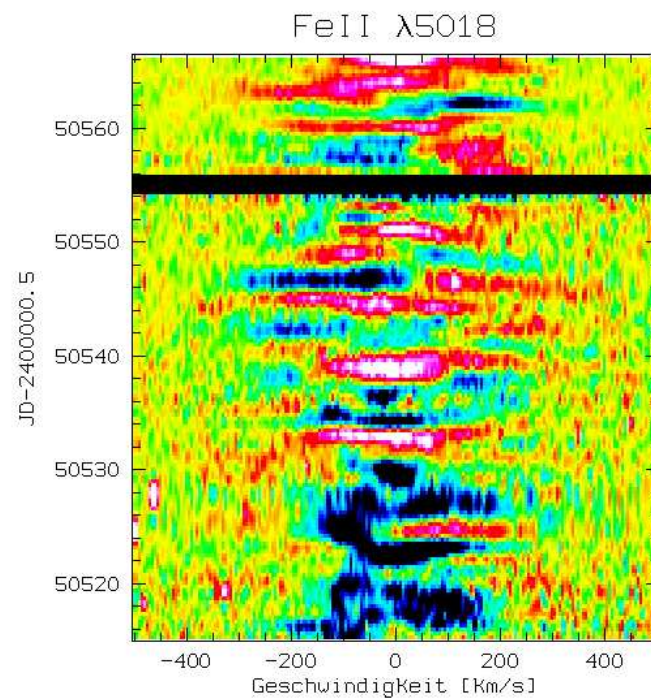


Abbildung 3.6: Dynamisches Spektrum der Residuen von $FeII \lambda 5018$. Zu Details siehe Anhang B.

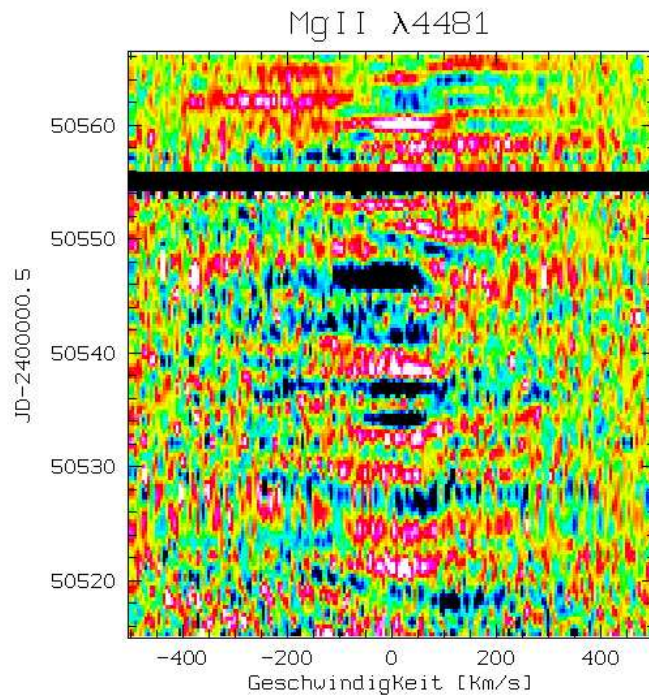


Abbildung 3.7: Dynamisches Spektrum der Residuen von Mg II λ 4481. Zu Details siehe Anhang B.

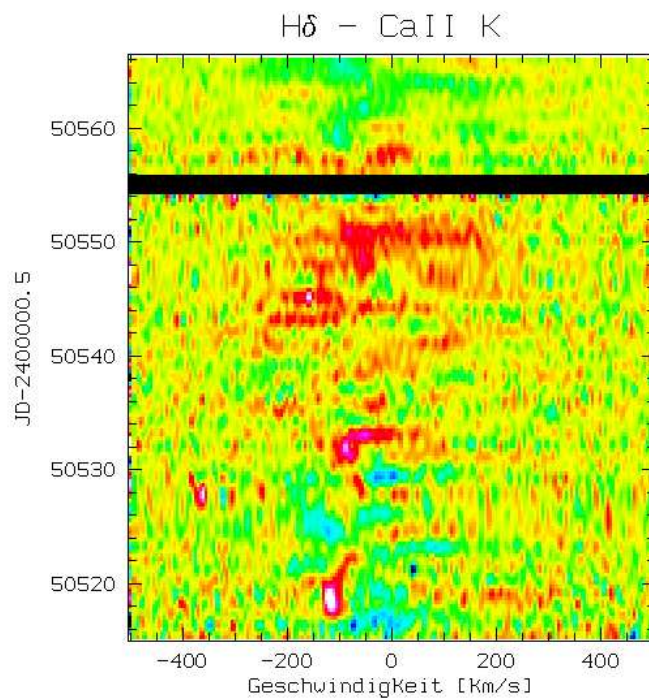


Abbildung 3.8: Differenzbild aus den residualen dynamischen Spektren von H δ und Ca II K. Die Farbskala ist die gleiche wie für H δ (Abb. 3.5). Vor der Differenzbildung wurden die beiden dynamischen Spektren, ihren Cuts entsprechend (siehe Tab. 3.1), normiert.

auch die zentralen Emissions- und Absorptionskomponenten der Gruppe III. Damit stellen die Fe II-Linien den Übergangstyp zwischen den photosphärisch und den zirkumstellar dominierten Linien dar, in dem sie in ähnlichem Maße in beiden Gebieten entstehen. Daß die Stärke der weit blauverschobenen Strukturen vergleichsweise gering zu den Verhältnissen bei den Typ I-Linien ist, zeigt aber, daß die Gruppe II-Linien schon ein begrenzteres zirkumstellares Entstehungsgebiet besitzen, wie z.B. die Balmerlinien.

$H\alpha$ ist auf Grund seiner nicht vergleichbaren Variabilität in eine eigene Gruppe eingeordnet worden. Das dynamische Spektrum (Abb. 3.4 (b) bzw. B.4 (b)) zeigt eine extreme Formenvielfalt, die durch die geringe Verrauschung infolge der hohen Intensität der Linie deutlich hervortritt. $H\alpha$ zeigt sowohl auf der blauen wie auch auf der roten Seite der Linie eine große Anzahl von Emissions- und Absorptionsstrukturen, die in einigen Fällen über mehrere Tage in unterschiedlichen Richtungen wandernd verfolgt werden können. In $H\alpha$ kann man Strukturen mit Radialgeschwindigkeiten von bis zu 400 km/s sehen, im Gegensatz zu den meisten anderen Linien, wo Strukturen bis maximal 200 bis 300 km/s gefunden werden. Am auffälligsten sind im dynamischen Spektrum aber die Erscheinungen, die durch die variable Absorptionskomponente, die für das $H\alpha$ -Profil charakteristisch ist (siehe Kap. 3.1), hervorgerufen werden. Diese überlagern nämlich derart die für die Gruppe I typischen Strukturen, daß eine Sonderbehandlung von $H\alpha$ gerechtfertigt wird.

Zwischen all den oben genannten Gruppen, wurden noch Zwischengruppen eingefügt. Denn man kann bei der Betrachtung einer größeren Anzahl von dynamischen Spektren feststellen, daß es eine fast stetige Übergangssequenz von $H\alpha$ bis $Mg\ II\ \lambda\ 4481$ gibt. Aus Tabelle 3.2 kann man über die Gruppeneinteilung den ungefähren Verlauf der Sequenz entnehmen. Bei den Linien der Übergangsguppen gibt es aber auch einige Besonderheiten. So zeigen die Na I D-Linien (Abb. B.3 (e)) die Gruppe I-typischen Absorptionsstrukturen niedrigerer Geschwindigkeit in einer extrem tiefen und schmalen Form. Da die Strukturen auch zeitlich enger begrenzt sind als bei der Gruppe I und das dynamische Spektrum von Na I D sonst nur wenig Auffälliges bietet, ist davon auszugehen, daß die Natrium-Linien in einem räumlich engen Bereich entstehen, und zwar in der Region, wo auch die Absorption in der Gruppe I am stärksten ist. Neben $O\ I\ \lambda\ 7774$ (Abb. B.4 (d)), dessen Profil durch drei überlagerte Komponenten hervorgerufen wird, zeigen besonders die He I-Linien (Abb. B.3 (d) und B.4 (e)) besonders breite Strukturen. Dies weist auf ein Entstehungsgebiet mit großer Dispersion im Betrag bzw. der Richtung der Geschwindigkeit hin. In diesem Zusammenhang sollte man erwähnen, daß He I der Indikator für eine zirkumstellare Hochtemperaturkomponente sein kann, da die Linienstärke der entsprechenden Linien übermäßig groß im Vergleich zu einem A0V-Stern ist. Außerdem sollte durch den hohen Grad der Verwandtschaft zu den Gruppe III-Linien die Hauptentstehungsregion der He I-Linien sehr sternnah sein. Daß die dynamischen Spektren der He I-Linien auch nicht mit den Gruppen II und III vergleichbare Strukturen zeigen, weist auch auf die besonderen Umstände bei der He I-Linienentstehung hin. Die zudem noch in den He I-Linienprofilen gefundenen blauen Emissionskomponenten (Abb. 3.1 (b)) zeigen möglicherweise auch noch ausfließende Strömungen bzw. Rotationsbewegungen hoher Geschwindig-

keit im betreffenden Gebiet an.

Das Resultat der ersten Betrachtung der dynamischen Spektren einer Reihe von Spektrallinien ist, daß es eine Vielzahl von zeitlich variablen Strukturen gibt, die einzelnen Linien aber gut auf Grund der Art der Variabilität in nur wenige Gruppen eingeteilt werden können. Durch die Sequenzbildung der dynamischen Spektren können die Linienentstehungsregionen recht gut abgeschätzt werden. Eine eingehende Untersuchung von einzelnen spektralen Strukturen wird in Kapitel 3.4 folgen.

3.3 Periodenanalyse

Als nächstes soll die Zeitserie nun auf eventuell in ihr enthaltene Perioden untersucht werden. Dazu werde ich, nach einer kurzen Einleitung zur Periodensuche mit Hilfe des hier benutzten CLEAN-Algorithmus von Kaufer (1996), auf die Ergebnisse der Untersuchung der Zeitserie mit dieser Methode eingehen. Und schließlich wird noch ein Vergleich dieser Ergebnisse mit denen, die aus den verfügbaren IUE-Spektren gewonnen wurden, folgen.

3.3.1 Der CLEAN-Algorithmus

Zur Periodensuche wird allgemein das mathematische Verfahren der Fourieranalyse benutzt, das besonders für die Auffindung sinusförmiger Variationen prädestiniert ist. Da es sich hier um die Untersuchung nicht äquidistanter Datensätze handelt, können Fourieranalysen im klassischen Sinne nicht angewandt werden. Stattdessen muß auf die speziell für dieses Problem entwickelte Methode nach Deeming (1975) zurückgegriffen werden. Die hiernach berechneten Powerspektren haben allerdings den Nachteil, daß sich keine Signifikanzaussagen zu den gefundenen Perioden machen lassen, da die Teststatistik auf Summen der Quadrate zweier im allgemeinen korrelierter Variablen des Sinus und Kosinus beruht. Ein Ausweg bietet die auf reinen Sinusmodellen basierende Lomb-Scargle-Statistik (Lomb 1976, Scargle 1982). Aus den hiermit berechneten Periodogrammen können nun die jeweils signifikantesten Frequenzen bestimmt werden. Zur genauen Frequenzbestimmung sind allerdings die oben genannten Powerspektren besser geeignet. Zur Extraktion signifikanter Perioden bietet sich nun ein iterativer Prozeß an, der Schritt für Schritt die jeweils wahrscheinlichsten Frequenzen aus dem Powerspektrum entfernt, bis der vorgegebene Signifikanzlevel nicht mehr erreicht wird und es damit zu einem Abbruch des Prozesses kommt. Mit den realen Frequenzen werden auch die durch den nicht äquidistanten Datensatz entstehenden „Alias“-Frequenzen mitentfernt. Diese zusätzlichen Perioden entstehen durch die Faltung der realen Frequenzen einer Zeitserie mit der sogenannten Fensterfunktion, die das, auf Grund der bloßen Art und Weise des „Samplings“ der Zeitserie, also der zeitlichen Verteilung der Meßpunkte, entstehende Powerspektrum darstellt (siehe auch Abb. 3.10). Der hier beschriebene, auf Roberts et al. (1987) basierende, CLEAN-Algorithmus genannte Prozeß, gleicht also einem Entfaltungsvorgang. Gleichmaßen läßt sich das Grundkonzept dieses Prozesses auch als die Anpassung von Sinusfunktionen mit der Methode der kleinsten Quadrate an den Datensatz im Zeitraum

beschreiben (Schwarz 1978).

Der in dieser Arbeit benutzte CLEAN-Algorithmus stammt von Kaufer (1996) und baut auf den über den MIDAS-Kontext TSA¹ von Schwarzenberg-Czerny (1993) zugänglichen Algorithmen auf. Er gliedert sich in folgende Schritte:

1. Normierung der Zeitserie durch Subtraktion der Mittelwerte
2. Berechnung des Signifikanzlevels aus der Lomb-Scargle-Statistik
3. CLEAN-Schleife, Iteration i :
 - (a) Berechnung des Powerspektrums
 - (b) Berechnung des Periodogramms und Vergleich mit dem Signifikanzlevel. Falls keine Signifikanzlevel-Überschreitung \Rightarrow 4
 - (c) Bestimmung der stärksten, signifikanten „Spektrallinie“ des Periodogramms im Powerspektrum
 - (d) Anpassung einer Sinus-Cosinus-Funktion mit der gefundenen Frequenz an die Zeitserie \Rightarrow genaue Frequenz, Amplitude, Phase
 - (e) Bestimmung der Residuen des benutzten Sinusmodells (eigentliches „CLEANing“)
 - (f) Berechnung des Powerspektrums der Residuen
 - (g) Vorbereitung der nächsten Iteration: $i = i + 1$
4. Keine signifikanten Frequenzen mehr \Rightarrow Ende

3.3.2 Analyse der optischen Daten

An der zur Verfügung stehenden Zeitserie wurde unter Zuhilfenahme von 26 Spektrallinien eine intensive Periodenanalyse durchgeführt.

Die Spektren der Zeitserie wurden in geschwindigkeitsabhängiger Form analysiert. So ist jede Spektrallinie in ein Raster aus jeweils 5 km/s große Bins zerlegt worden. Anschließend wurde der CLEAN-Algorithmus (siehe Kap. 3.3.1) auf jeden Geschwindigkeitsbin einzeln angewendet. Damit ist dann eine geschwindigkeitsabhängige Aussage über die Existenz gewisser Perioden möglich. Mit diesem Verfahren können schließlich auch Frequenzen, die nur in einem schmalen Wellenlängenbereich auftreten, wesentlich besser detektiert werden.

Die zu untersuchenden Linien sollten möglichst hohe Intensität und keine Überlagerung mit anderen Linien zeigen. Außerdem ist eine umfassende Präsenz von Linien verschiedener Elemente, Ionisationsstufen und Anregungsenergien wünschenswert. Diese Kriterien sind bei der vorgelegten Analyse, soweit es ging, beachtet worden, um einen relativ ungetrübten Einblick in das spektrale Variabilitätsverhalten gewährleisten zu können. Eine kompakte Darstellung der vom CLEAN-Algorithmus gefundenen Frequenzen ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Hierbei sind die Frequenzen aller untersuchten Linien ins gleiche Diagramm eingetragen worden, um einen besseren Vergleich zwischen den Linien und eine

¹engl.: time-series analyses

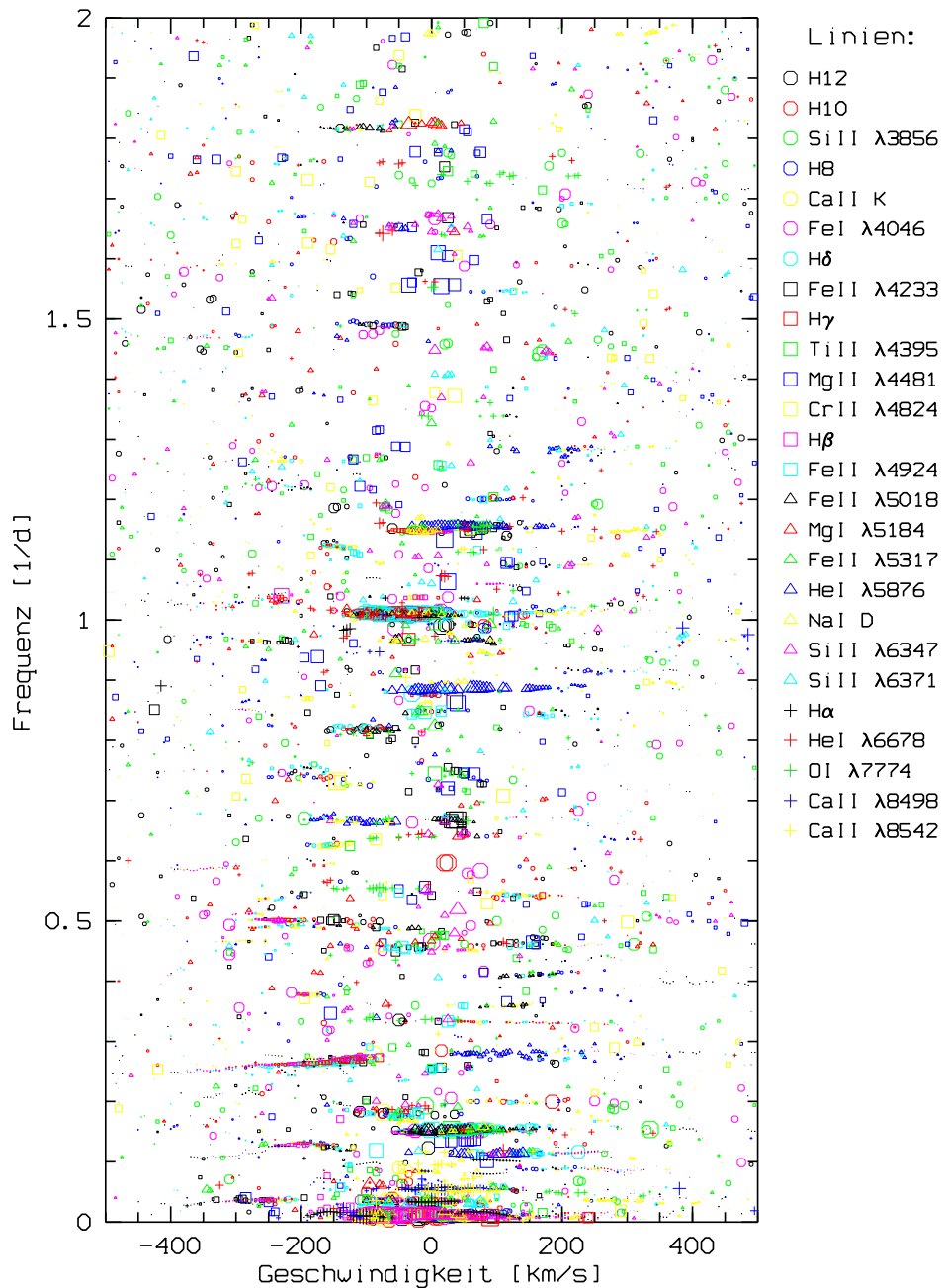


Abbildung 3.9: Darstellung der bei einer Reihe von Spektrallinien gefundenen Frequenzen. Grundlage der Periodenanalyse war der gesamte zur Verfügung stehende Zeitraum, eingeflossen sind aber nur die jeweils „besten“ Spektren (siehe dazu Anhang C). Die zu den einzelnen Linien gehörenden Frequenzen werden durch verschiedene Symbole und Farben unterschieden. Die Symbolgröße gibt die Amplitude der einzelnen Frequenzen an.

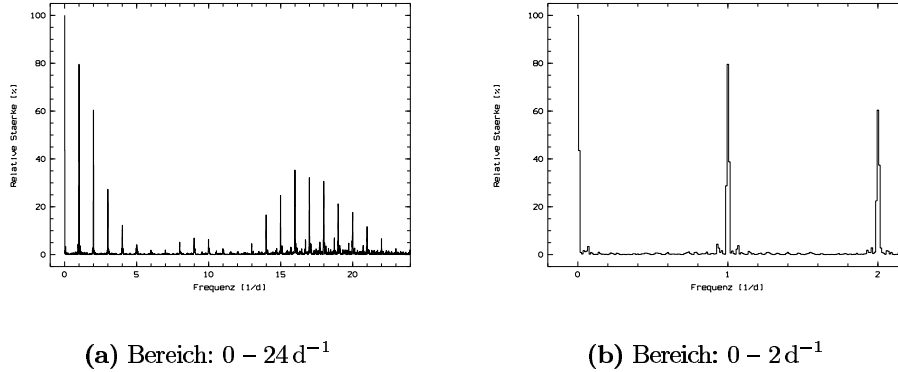


Abbildung 3.10: Fensterfunktion der Zeitserie (Frequenzspektrum der Aufnahmedaten). Durch die täglichen, in etwa gleichen Aufnahmezeitpunkte (siehe Tab. 2.1) treten Frequenzen, die Vielfache von 1 d^{-1} darstellen, sehr intensiv auf, wodurch die Unterscheidung realer von „Pseudo“-Frequenzen in diesen Bereichen sehr erschwert wird.

Betonung besonders bedeutender Perioden erreichen zu können. Zur Unterscheidung der Frequenzen verschiedener Linien werden Symbole benutzt, die in Form und Farbe differieren. Es zeigt sich, daß, wie zu erwarten war, die Linien mit ähnlichen dynamischen Spektren auch in der Periodendarstellung sich sehr ähnlich sind. So ist im Geschwindigkeitsbereich zwischen -100 und -300 km/s bei etwa $0,27 \text{ d}^{-1}$ eine Häufung der Frequenzen von Balmerlinien zu erkennen. Dagegen scheinen sich die Symbole der Liniengruppen II und III (siehe Kap. 3.2) bei der Frequenz $0,16 \text{ d}^{-1}$ und niedrigen Geschwindigkeiten zu häufen. He I $\lambda 5876$ zeigt, wie auch schon bei der Diskussion der Liniengruppen bemerkt wurde, gewisse Peculiaritäten, wie z.B. die praktisch alleinige Besetzung des Frequenzbereichs um $0,89 \text{ d}^{-1}$. Mit der gegebenen Art der Darstellung lassen sich gut Vergleiche zwischen den einzelnen Linien ziehen, die Frage nach der Realität der Perioden läßt sich aber nur unzureichend beantworten. Deshalb sollen im folgenden noch andere Arten der Darstellung vorgestellt werden.

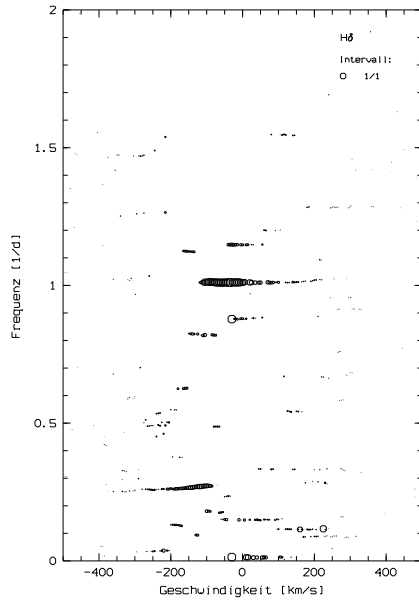
Um die Realität von Perioden besser einschätzen zu können, sollte man sich die Fensterfunktion der Zeitserie anschauen (Abb. 3.10). Damit bekommt man eine Einschätzung über die durch die zeitliche Staffelung der Aufnahmen im Datensatz auftretenden Frequenzen. Wie die Abbildung zeigt, sind bei dieser Zeitserie Perioden von einem oder mehreren Tagen durch die Wahl der Aufnahmezeitpunkte bevorzugt (vgl. Tab. 2.1). Die Identifizierung von realen Perioden in der Nähe entsprechender Frequenzen ist äußerst schwierig, da bei einer Sortierung der Spektren nach Phasen einzelne Bins sehr stark bevorzugt würden, während in anderen sich möglicherweise nur ein einziges Spektrum befinden könnte. Damit ist dann das Herausmitteln von Strukturen durch die Präsenz mehrerer Spektren in einem Phasenbin nicht mehr für jeden Phasenbereich möglich, womit eine periodische Struktur verbleibt, auch wenn es sich nicht um eine reale Periode handelt. Diesen Mechanismus kann man z.B. den in Abbildung 3.9 bei 1 d^{-1} für eine größere Zahl von Linien auftretenden Frequenzen hoher Amplitude zuschreiben. Auch in den folgenden Abbildungen dieses Ab-

Tabelle 3.3: Auflistung der für die Periodenanalyse benutzten Zeitintervalle. Neben einem kurzen Bezeichner für das jeweilige Intervall, sind noch die unteren und oberen Intervallgrenzen als Julianisches Datum in der Form $\text{MJD} := \text{JD} - 2400000.5$ und die jeweiligen Längen der Zeitspannen in Tagen aufgeführt.

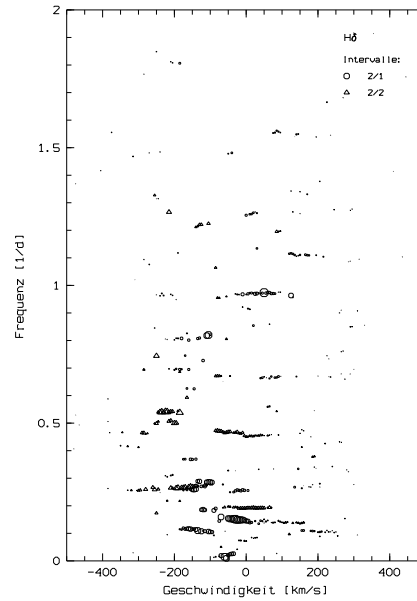
Intervall	Min. [MJD]	Max. [MJD]	Länge [d]
1/1	50515.4	50566.4	51.0
2/1	50515.4	50540.4	25.0
2/2	50541.3	50566.4	25.1
3/1	50515.4	50532.3	16.9
3/2	50532.3	50549.4	17.1
3/3	50549.3	50566.4	17.1
4/1	50515.4	50526.4	11.0
4/2	50528.4	50540.4	12.0
4/3	50541.3	50553.4	12.1
4/4	50554.3	50566.4	12.1

schnitts und im Anhang C befinden sich genügend Beispiele für diese Form von nicht realen Perioden. Eine unzureichende Abdeckung von Phasenbins entsteht auch für Perioden in der Größenordnung der Länge der Zeitserie. Hierfür ist der Algorithmus besonders anfällig, was aus den hohen Amplituden dieser Frequenzen in der Fensterfunktion und schließlich auch in den Darstellungen der gefundenen Perioden wie z.B. Abbildung 3.9 hervorgeht. Deshalb sollten Perioden, die mehr als halb so groß wie die Länge des Datensatzes sind, von vorne herein ausgeschlossen werden.

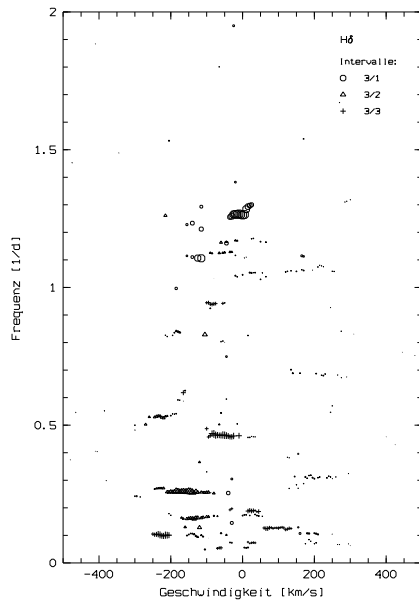
Damit die Ergebnisse der Periodenanalyse möglichst wenig durch die spezielle Wahl der Zusammenstellung der in die Analyse eingehenden Spektren, hier Katalog genannt, beeinflusst werden, wurden die Kompositionen dieser Kataloge in unterschiedlichster Weise verändert (siehe auch Anhang C). So sind individuell für jede Linie Spektren, die im interessierenden Wellenlängenbereich ein niedriges S/N aufweisen bzw. von Cosmics „entstellt“ oder schwer normierbar sind, häufig nicht berücksichtigt worden, um nicht durch unzureichendes Datenmaterial zusätzliche „falsche“ Frequenzen zu bekommen. Alle in diesem Abschnitt eingebrachten Abbildungen zeigen die Ergebnisse der Analysen von in dieser Weise eingeschränkten Katalogen. Weiterhin wurde für genauere Analysen der jeweils „erlaubte“ Frequenzbereich eingeschränkt, um bereits im Vorfeld einer Untersuchung gewisse Perioden nicht als Lösung zuzulassen. Damit können Frequenzen in dem eingeschränkten Bereich besser zur Geltung gebracht bzw. zweifelhafte Perioden von Anfang an ausgeschlossen werden, wie z.B. solche, deren Größe im Bereich der Gesamtlänge der Zeitserie liegt. Schließlich kann man zu einer sicheren Periodenanalyse ganz allgemein die Zusammensetzung der benutzten Kataloge ändern. Am häufigsten wurden hierbei die Spektren in verschiedene Zeitintervalle einsortiert und für den Katalog jedes Intervalls der Algorithmus dann gesondert angewendet. Für $H\delta$ ist eine solche Darstellung mit verschiedenen Intervallgrößen in Abbildung 3.11 zu finden. Weitere Diagramme dieser Art für andere Spektrallinien sind im Anhang C aufgeführt. Für die



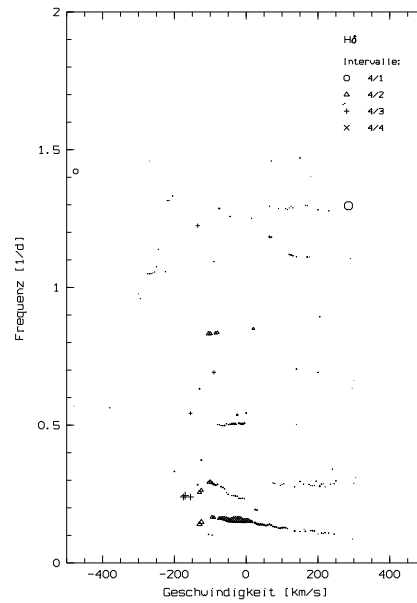
(a) 1 Intervall



(b) 2 Intervalle



(c) 3 Intervalle



(d) 4 Intervalle

Abbildung 3.11: Geschwindigkeitsabhängige Darstellung der bei $H\delta$ gefundenen Frequenzen für verschiedene Zeitintervalle. Die einzelnen Teilbilder zeigen die Ergebnisse für verschiedene Zeiteinteilungen, wobei jeweils die Frequenzen der einzelnen Intervalle durch unterschiedliche Symbolformen gekennzeichnet sind (siehe dazu Tab. 3.3). Die Symbolgröße gibt die Amplitude der einzelnen Frequenzen an.

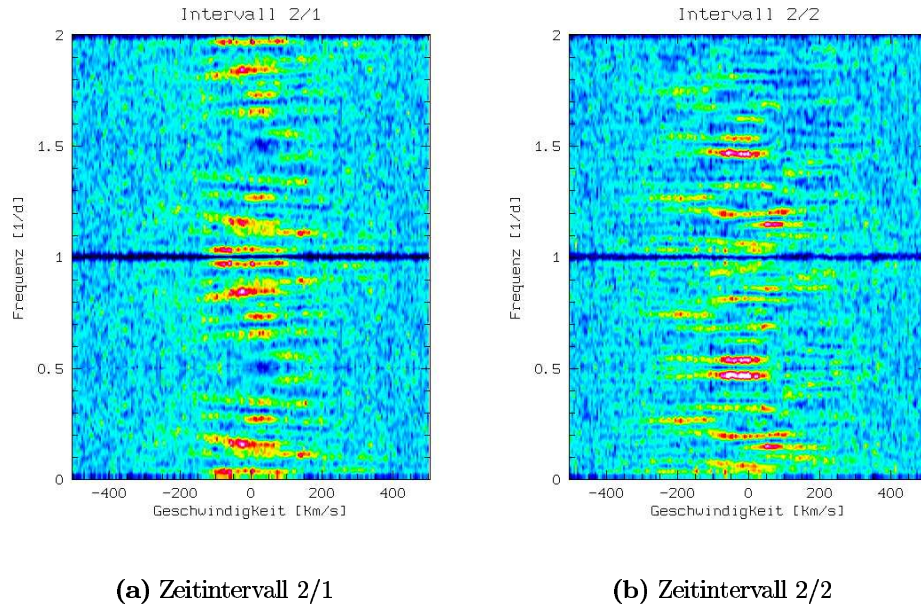


Abbildung 3.12: Gemittelte Periodogramme der nullten CLEAN-Iteration für alle analysierten Spektrallinien. Die Bilder wurden für die Spektren von zwei sich ergänzenden Zeiträumen berechnet (siehe Tab. 3.3).

Erzeugung jedes Teilbilds ist der ganze zur Verfügung stehende Zeitraum eingegangen. Nur sind die Spektren vor der Analyse in unterschiedlich viele, in etwa gleichgroße Intervalle eingeordnet worden (Tab. 3.3). Wie man unschwer erkennen kann, weisen die Diagramme für die verschiedenen Zeiträume teilweise große Unterschiede auf. So werden für benachbarte Intervalle völlig andere Frequenzen gefunden. Die Periodenanalyse liefert also nicht über den ganzen Bereich der Zeitserie stabile Frequenzen. Damit sind die bei Einsetzung aller brauchbaren Spektren gefundenen Frequenzen (Abb. 3.9) nicht repräsentativ für die ganze Zeitserie. Bei Betrachtung des dynamischen Spektrums von $H\delta$ (Abb. 3.5) fällt auch auf, daß sich jenes bezüglich der Art der sichtbaren Strukturen in Zeitrichtung verändert. So sind die von negativen zu positiven Geschwindigkeiten laufenden Strukturen (:= Typ A) dominierend im ersten Zeitdrittel, während die tief im blauverschobenen Spektralbereich verharrenden Absorptionsstrukturen (:= Typ B) eher im zweiten Drittel bedeutsam sind. Im letzten Zeitdrittel sind dagegen praktisch keine klar einzuordnenden Komponenten präsent. Damit ist auch nicht zu erwarten, daß Konstanz bei der Periodenfindung zu erlangen ist. Daß keine stabilen Frequenzen gefunden werden, kann auch insbesondere an den tiefen Absorptionsstrukturen liegen, deren zeitliches Auftreten selbst zu unregelmäßig ist, um mit dem verfügbaren Datenmaterial als periodisch nachgewiesen zu werden. Diese Minima sollten nämlich großen Einfluß auf die Periodenfindung haben. So kann man davon ausgehen, daß zwei Minima, die bei etwa der gleichen Geschwindigkeit, aber zu verschiedenen Zeiten auftreten, durch ihre Intensität in der Periodenanalyse so dominant werden, daß

die Zeitdifferenz zwischen ihnen als Frequenz vom Algorithmus gefunden wird. Für diese Interpretation spricht, daß bei $H\delta$ hauptsächlich im „Blauen“, d.h. bei negativen Geschwindigkeiten, Perioden mit großen Amplituden und Frequenzen, die typischen Minimaabständen entsprechen, gefunden werden. Auch in mit den gefundenen Perioden gefalteten dynamischen Spektren dominieren wohl die tiefen Absorptionsstrukturen. Ähnliche Aussagen lassen sich auch für die auffälligen Strukturen anderer Spektrallinien machen.

In Abbildung 3.12 sind Scargle-Periodogramme der „nullten“ Iteration (siehe Kap. 3.3.1) aller untersuchten Spektrallinien zu einer gemittelten Darstellung zusammengefaßt worden. Dies wurde sowohl für die aus dem Spektren der ersten (a) und der zweiten Zeithälfte (b) berechneten Periodogramme durchgeführt. Aus dem Vergleich dieser Diagramme ergeben sich gleichen Einschätzungen wie bei Abbildung 3.11. Damit wird die Folgerung, daß im zur Verfügung stehenden Datensatz keine realen Perioden nachweisbar sind, nochmals untermauert. Interessant ist bei dieser gemittelten Darstellung, daß auch die für einzelne Spektrallinien gefundenen „Pseudo“-Perioden noch deutlich sichtbar sind, was wieder das gruppenhafte Verhalten der verschiedenen Linien aufzeigt.

3.3.3 Vergleich mit IUE-Spektren

Nach Catala et al. (1989) zeigt HD 163296 in Ca IIK eine Periodizität von 35 ± 5 h und in Mg II h+k von 50 ± 8 h (siehe Kap. 1.2). Die Zeit für die Ca IIK-Linie wurde dabei als Rotationsperiode des Sterns identifiziert, während die Mg II-Linien auf ein Gebiet jenseits des Korotationsradius hinweisen sollten. Die Arbeit von Catala et al. ist der einzige Fall in der Literatur, in dem konkrete Perioden für HD 163296 angegeben wurden, im Gegensatz von z.B. Baade & Stahl (1989b), die keine periodischen Variationen mit Sicherheit nachweisen konnten.

Um die Realität des Resultats besser einschätzen zu können, ist es von Vorteil, wenn man den Datensatz von Catala et al. nochmals einer eigenen Analyse unterwerfen kann. Dies konnte auch im Fall der frei verfügbaren IUE²-Daten durchgeführt werden. Um verlässlichere Ergebnisse zu bekommen, sind außer Mg II h+k noch weitere UV-Linien dem CLEAN-Algorithmus (siehe Kap. 3.3.1) unterworfen worden. Die Linienidentifizierung wurde mit Hilfe des Copernicus-UV-Atlases von Sirius (Spektraltyp A1V) von Rogerson (1987) und den Tabellenwerken von Moore (1952) und Saidel et al. (1961) durchgeführt. Schließlich wurden die in Abbildung 3.13 aufgelisteten Linien ausgewählt, wobei darauf geachtet wurde, daß nur eine möglichst geringe Beeinflussung durch benachbarte Linien besteht. Dies ist durch die große Zahl von Spektrallinien im UV ein sehr schwierig zu erfüllendes Kriterium. Zur Periodenanalyse sind die im Artikel von Catala et al. aufgeführten LWP³-Spektren aus den Jahren 1986 und 1987 verwendet worden.

Die Ca IIK-Beobachtungen von Catala et al. wurden simultan zu den IUE-Beobachtungen von 1986 durchgeführt, allerdings in einem kürzeren Zeitraum

²International Ultraviolet Explorer

³Long Wavelength Prime Camera

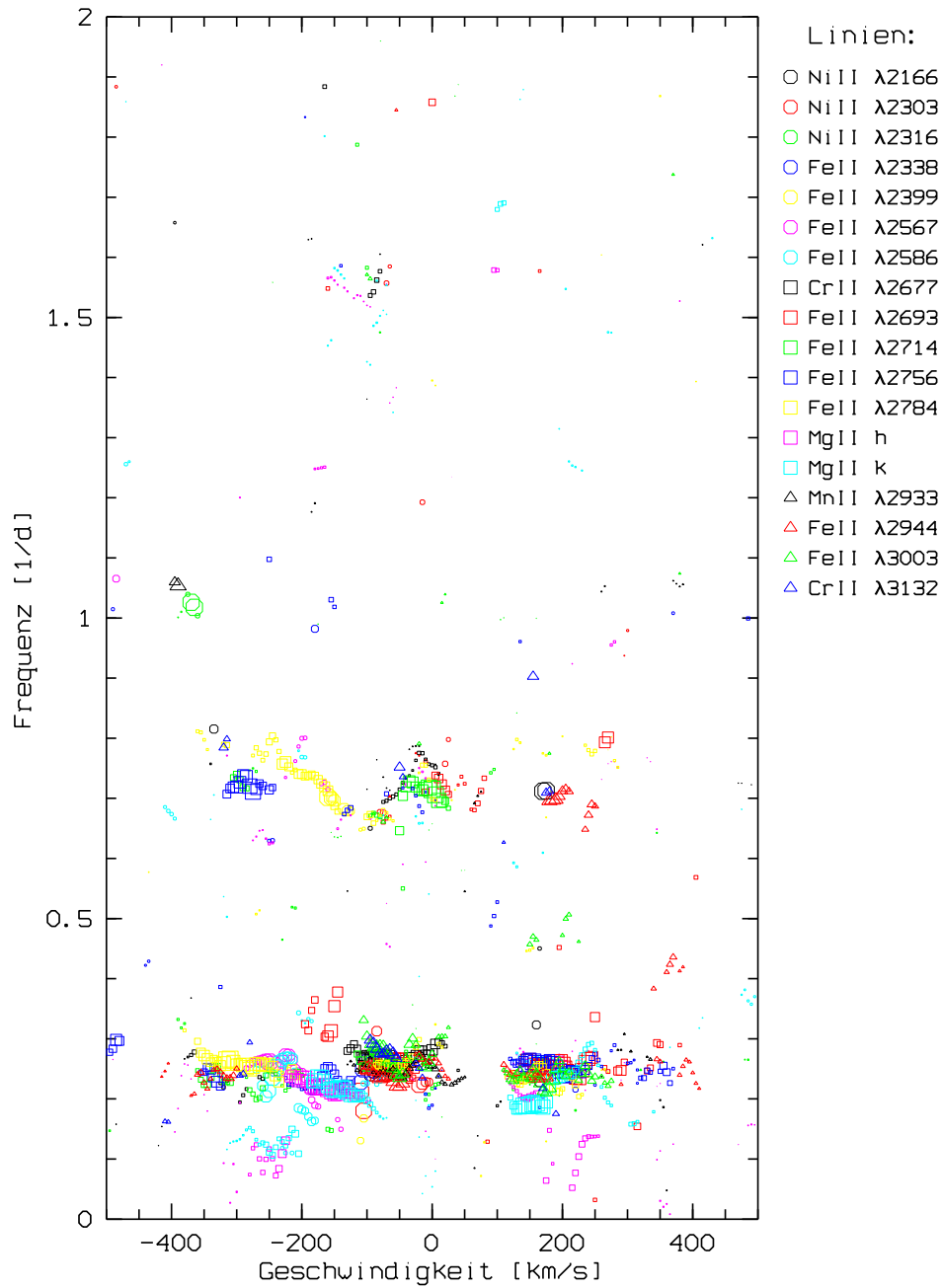


Abbildung 3.13: Darstellung der bei einer Reihe von UV-Linien in den IUE-Daten von 1986 gefundenen Frequenzen. Der betrachtete Zeitraum wurde in etwa auf den der simultanen Ca II K-Beobachtungen eingeschränkt. Die Präsentationsart entspricht der bei Abbildung 3.9.

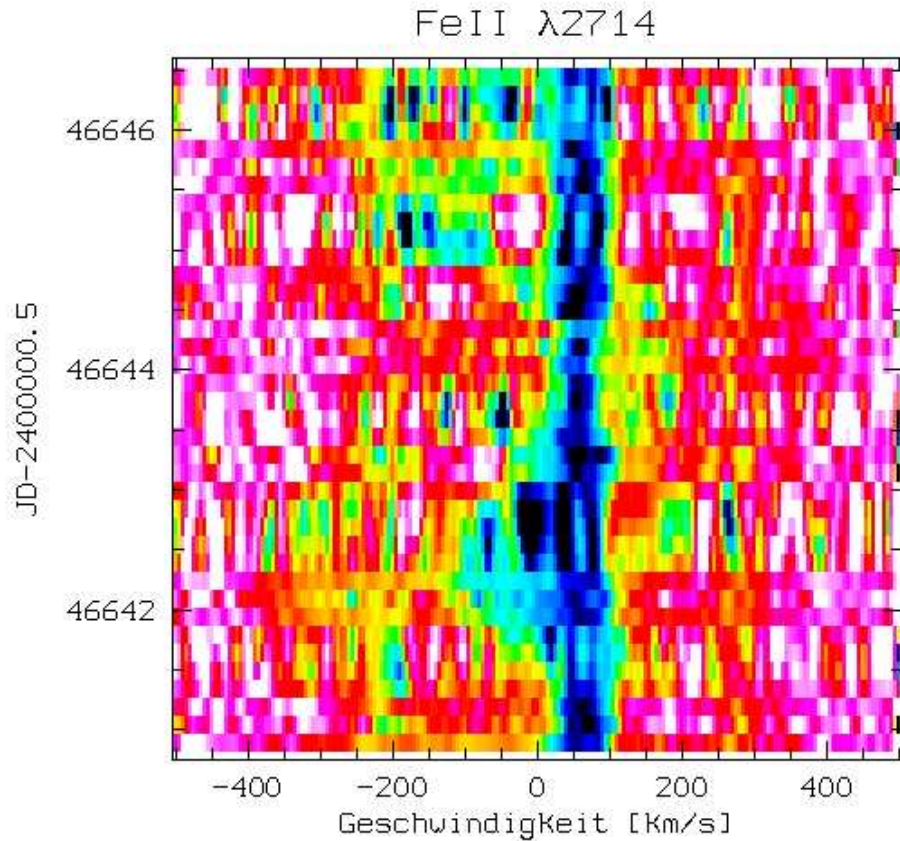


Abbildung 3.14: Dynamisches Spektrum von Fe II $\lambda 2714$. Es wurden nur die auf den Zeitraum der Ca II K-Beobachtungen eingeschränkten IUE-Spektren von 1986 berücksichtigt.

von 5,1 gegenüber 9,5 Tagen. Die Ergebnisse der Periodenanalyse der IUE-Spektren für einen ähnlichen Zeitraum zeigt Abbildung 3.13. Die einzige ernstzunehmende Periode liegt zwischen $0,7 \text{ d}^{-1}$ und $0,8 \text{ d}^{-1}$, was sich recht gut mit den 35 Stunden für Ca II K deckt. Damit gibt es auch UV-Linien, die ein ähnliches Verhalten, wie die Gruppe I-Linie Ca II K zeigen (siehe Kap. 3.2). Zur weiteren Illustrierung ist auch das dynamische Spektrum von Fe II $\lambda 2714$ für diesen Zeitraum dargestellt (Abb. 3.14). Hier sind auch ins Blaue verschobene Absorptionsstrukturen zu sehen, wie es für die Gruppe I typisch ist, was noch einmal die Ähnlichkeit zu Ca II K unterstreicht. Die Kalziumlinie zeigt nun aber während den viel längeren HEROS-Beobachtungen von 51 Tagen keinen Hinweis auf eine stabile Periode, geschweige denn einer mit etwa 35 Stunden. Nimmt man an, daß sich an den physikalischen Bedingungen bei HD 163296 zwischen der 1986er IUE- und der 1997er HEROS-Beobachtungskampagne nichts wesentliches geändert hat, was unter dem Gesichtspunkt der Rotationsperiode anzunehmen ist, dann dürfte eine Periode von etwa 35 Stunden kaum noch haltbar sein. Die Auswertung der Daten von Fe II $\lambda 2714$ und anderer Ca II K-ähnlicher Linien deutet auch nicht auf einen wesentlichen Unterschied in den

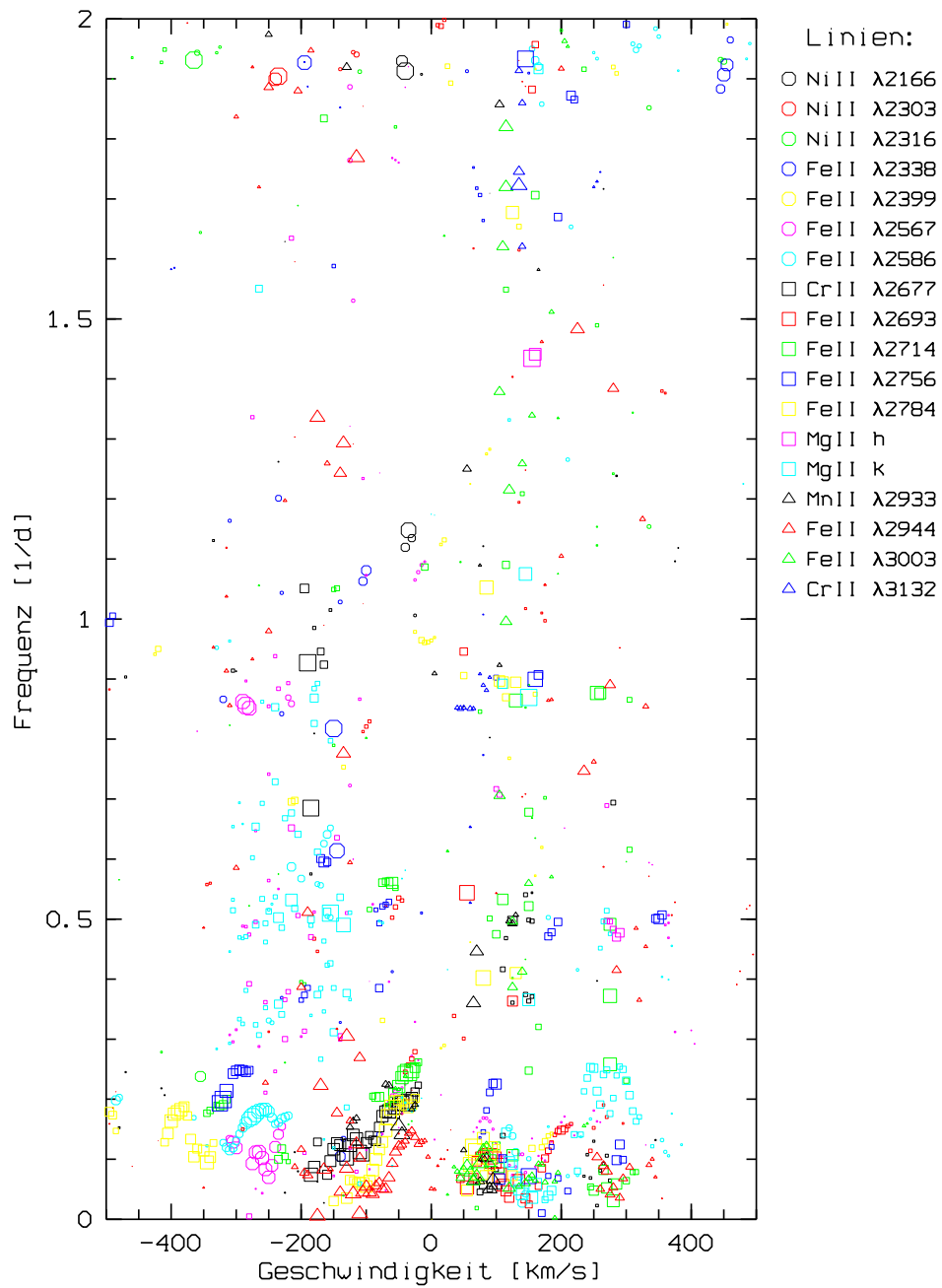


Abbildung 3.15: Darstellung der bei einer Reihe von UV-Linien in den IUE-Daten von 1987 gefundenen Frequenzen. Die Präsentationsart entspricht der bei Abbildung 3.9.

jeweiligen Verhältnissen hin.

Betrachtet man auch noch den durch Spektren gut abgedeckten Zeitraum von 5,3 Tagen der IUE-Beobachtungen von 1987 (Abb. 3.15), dann verstärkt sich der Eindruck, daß die von Catala et al. angegebenen Perioden eher das Produkt einiger zeitlich passend gestaffelter, spektraler Features sind. Die 35 h-Periode ist nämlich in den 1987er Daten überhaupt nicht zu erkennen und andere Frequenzen, auch die kaum erkennbare, von Catala et al. gefundene 50 h-Periode der Mg II-Linien, sind auch recht zweifelhaft.

Damit läßt sich abschließend zur Periodenanalyse sagen, daß im Endeffekt weder die HEROS- noch die IUE-Spektren klare Hinweise auf eine oder mehrere stabile Perioden liefern. Das liegt wohl daran, daß die dominierenden spektralen Effekte wie die blauen Absorptionsstrukturen zumindestens für die untersuchten Zeitskalen nichtperiodischer Natur sind. Falls es darüber hinaus doch noch ein periodisches Verhalten geben sollte, dann wird es durch die vorherrschenden Phänomene total verdeckt. Wir haben es bei HD 163296 also mit einer „ereignisartigen“ Form der Variabilität zu tun. Damit sind natürlich die Interpretationen von Catala et al. nicht haltbar. Sie sind davon ausgegangen, daß die Variabilität durch die magnetfeldgesteuerte Rotation von schnellen und langsamen chromosphärischen Windströmungen verursacht werde, wobei die Rotationsperiode des Sterns gemäß der Ca II K-Beobachtungen in etwa 35 Stunden betrage (vgl. auch Kap. 1.2).

3.4 Eigenschaften einzelner Strukturen in $H\delta$

In diesem Kapitel sollen nun die in den dynamischen Spektren identifizierten Strukturen genauer untersucht werden, wobei Eigenschaften im wesentlichen anhand der Gruppe I-Linie $H\delta$ diskutiert werden.

Eine Spektrallinie der Gruppe I (siehe Kap. 3.2) ist für die Untersuchung von zirkumstellaren Prozessen besonders geeignet, da es nicht, wie z.B. bei den Eisenlinien, noch zu Überlagerungen von mutmaßlich photosphärisch geprägten Strukturen kommt. Diese Komponenten, die bei der Gruppe III dominant sind, reflektieren möglicherweise den durch zirkumstellare Prozesse bedingten wechselnden photosphärischen Bedeckungsgrad, können aber nicht die zirkumstellaren Bewegungsabläufe wiedergeben. Dies leisten offensichtlich aber die Gruppe I-Linien, bei denen Strukturen über mehrere Tage uneingeschränkt verfolgt werden können, wodurch diese Liniengruppe für die Untersuchung zirkumstellarer Prozesse wohl am geeignetsten ist. Daß unter den Balmerlinien gerade $H\delta$ auserwählt wurde, liegt daran, daß zum einen hin zu Linien mit höheren Nummern die Verrauschung der Spektren immer mehr zunimmt und auf der anderen Seite hin zu $H\alpha$ noch weitere Komponenten (siehe Kap. 3.2) eine Rolle spielen, so daß das Verhalten der Linie so komplex wird, daß es die Verfolgung einzelner für die Gruppe I typischen Strukturen stark einschränkt. Damit sind die Strukturen, die für die Untersuchung am interessantesten sind, am deutlichsten in $H\delta$ zu erkennen.

3.4.1 Trennung der einzelnen Linienbeiträge

Bisher wurden die dynamischen Spektren nur in ihrer residualen Form bezüglich des mittleren Spektrums angegeben (siehe Kap. 3.2). Das hat den Nachteil, daß dadurch willkürlich in Emissions- und Absorptionsstrukturen eingeteilt wird. Um nun das Verhalten einzelner Strukturen verstehen zu können, ist es erst einmal nötig zu entscheiden, um was für Strukturen es sich überhaupt handelt. Dazu muß herausgefunden werden, wie das Linienprofil, in diesem Fall für H δ , eigentlich nach Abzug der schnell variablen Komponenten aussieht. Das resultierende Profil kann dann für die Konstruktion eines neuen residualen dynamischen Spektrums genutzt werden. Diese Vorgehensweise ist letztendlich auch wichtig, um charakteristische Größen der einzelnen Strukturen wie Äquivalentbreite oder auch Halbwertsbreite einigermaßen sinnvoll abschätzen zu können.

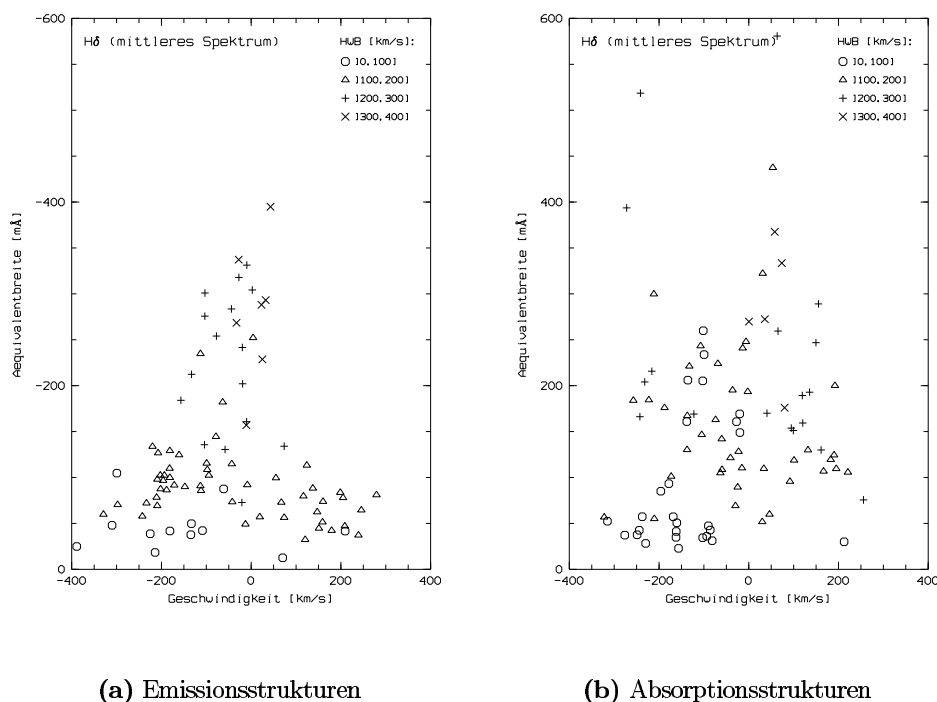
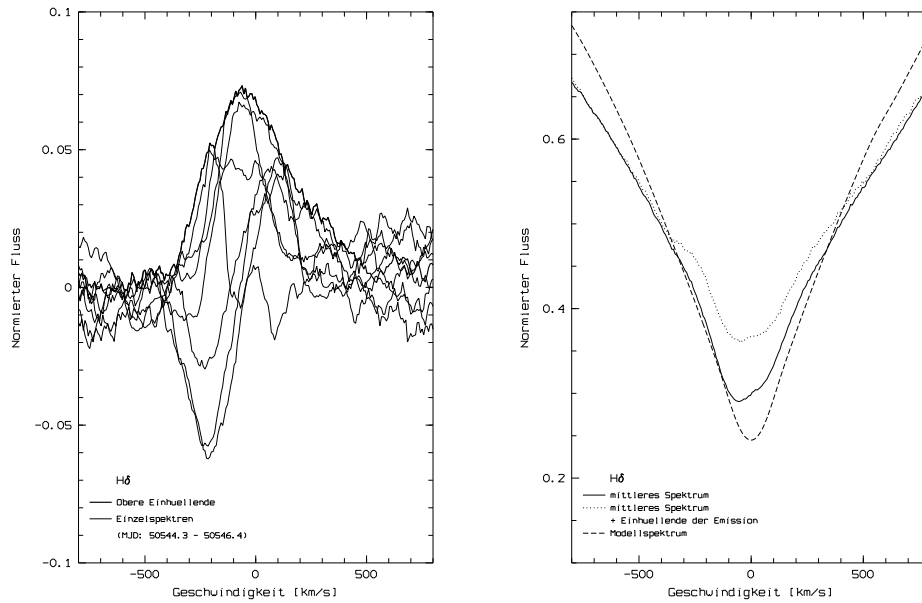


Abbildung 3.16: Darstellung der zentralen Geschwindigkeit, Äquivalent- und Halbwertsbreite der in den residualen Spektren von H δ gefundenen Komponenten. Emissions- und Absorptionsstrukturen sind getrennt aufgeführt. Die Halbwertsbreiten sind durch unterschiedliche Symbole gekennzeichnet.

Zur Findung der Variabilitätseigenschaften von H δ ist es erst einmal sinnvoll, sich die Eigenschaften der Emissions- und Absorptionsstrukturen des residualen dynamischen Spektrums (Abb. 3.5) anzusehen. Dazu habe ich bei allen in den residualen Einzelspektren sichtbaren Komponenten die zentrale Geschwindigkeit, Äquivalent- und Halbwertsbreite bestimmt. Unter der Äquivalentbreite ist in diesem Fall das Wellenlängenintervall (angegeben in mÅ) mit kontinuiershohen Fluß zu verstehen, das den gleichen Gesamtfluß liefert wie die zu



(a) Bildung der Einhüllenden

(b) Linienprofil von H δ

Abbildung 3.17: In Teilbild (a) sind die residualen Spektren im Zeitbereich von 50544,3 und 50546,4, die zur Bildung der oberen Einhüllenden benutzt wurden, eingezeichnet. Das durch Addition dieser Kurve resultierende Linienprofil von H δ ist neben dem mittleren und einem theoretischen AOV-Profil in Teilbild (b) zu erkennen.

betrachtende Struktur. Dabei ist zu beachten, daß der Fluß in den residualen Spektren auch auf die Höhe des Kontinuums in den ursprünglichen Spektren normiert ist. Das stellt kein Problem dar, da sich die residualen Spektren durch Subtraktion des mittleren Spektrums ergeben. Eine für Emission und Absorption getrennte Darstellung der bestimmten Parameter ist in Abbildung 3.16 zu finden. Für die Emissionsstrukturen zeigt sich eine deutliche Korrelation. Denn je niedriger die Radialgeschwindigkeit ist, um so größer sind die Äquivalent- und Halbwertsbreite. Bei den Absorptionsstrukturen ist dieser Zusammenhang nicht auszumachen; stattdessen zeigt sich ein recht komplexes Bild. Um diesen Sachverhalt besser verstehen zu können, ist es sinnvoll, sich das Erscheinungsbild der Emissions- und Absorptionstrukturen im residualen dynamischen Spektrum anzusehen. Dabei fällt auf, daß über mehrere Tage bestehende, zusammenhängende Strukturen praktisch nur in Absorption zu sehen sind. Dies gilt auch für die insgesamt auffälligsten Komponenten. Die Variabilität in H δ scheint also hauptsächlich von Absorptionsstrukturen getragen zu werden. Währenddessen sind die Emissionsstrukturen eher unauffällig. Sie scheinen hauptsächlich die Rollen von „Lückenfüllern“ inne zu haben, d.h., sie treten nur dann auf, wenn gerade keine Absorptionsstruktur im entsprechenden Geschwindigkeitsbereich existiert. Dies könnte man damit erklären, daß sich die Emission sehr viel we-

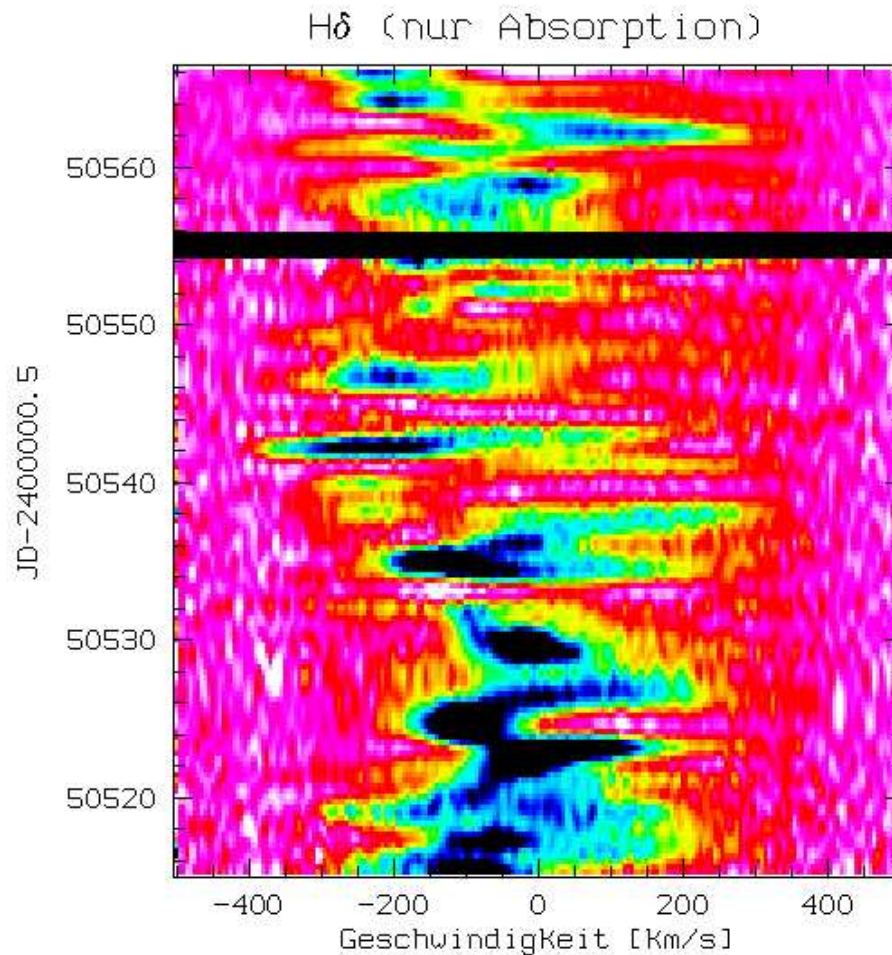


Abbildung 3.18: Residuales dynamisches Spektrum von H δ , das weitgehend vom Emissionsbeitrag befreit ist und im wesentlichen nur stark variable Absorptionsstrukturen zeigt.

niger variabel zeigt, wie es bei den auffälligen Absorptionsstrukturen der Fall ist. Damit wäre es sinnvoll, die Absorptionskomponenten aus den Spektren zu entfernen und so zu einem „Ruheprofil“ der H δ -Linie zu kommen. Dieses absorptionsbefreite Profil zeigt dann natürlich einen höheren Fluß wie das Gemittelte, daß zur Berechnung des residualen dynamischen Spektrums benutzt wurde. Damit kann einem die Existenz einer Emissionskomponente suggeriert werden, falls die Stärke einer zeitgleichen Absorptionsstruktur nicht ausreicht, um die Differenz zwischen beiden Profilen zu kompensieren. So sollte bei völligem Fehlen von Absorption eine in etwa zentrale Emissionskomponente hoher Äquivalent- und Halbwertsbreite zu sehen sein. Bei nichtzentralen Absorptionsstrukturen würden dagegen auf der nichtabgedeckten Linienseite bei höheren Geschwindigkeiten Emissionskomponenten mit kleineren Äquivalent- und Halbwertsbreiten hervorgerufen werden. Dies ist genau das, was man in Abbildung 3.16 (a) sehen kann, womit der gemachte Ansatz sehr realitätsnah zu sein scheint. Dar-

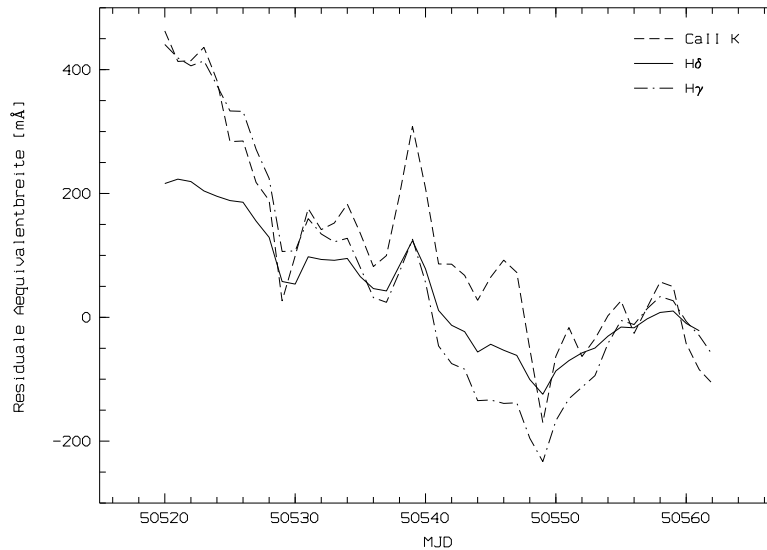


Abbildung 3.19: Darstellung der zeitlichen Entwicklung der residualen, d.h., durch den Abzug des mittleren Spektrums erhaltenen Äquivalentbreiten von Ca II K, H δ und H γ .

auf weist auch der qualitative Unterschied zwischen den Emissionsstrukturen in Teilbild (a) und den Absorptionsstrukturen in Teilbild (b) hin.

Um diese Interpretation zu testen, wurde die obere Einhüllende der Spektren eines schmalen Zeitintervalls von 2,1 Tagen gebildet (Abb. 3.17 (a)). Der Zeitraum ist eng begrenzt, um eventuelle, langsamere Variationen von vornherein auszuschließen. Wie die Abbildung zeigt, ergibt sich eine bemerkenswert glatte Kurve als obere Einhüllende. Die Auffächerung des Verlaufs der Spektren zu hohen Geschwindigkeiten wird neben dem Rauschen besonders durch die nichtoptimale Normierung bewirkt. Trotzdem läßt sich die aus diesen Spektren berechnete, die Differenz aus „Ruhe“- und mittleren Profil bestimmende Funktion gut zur Korrektur des dynamischen Spektrums benutzen. In Teilbild (b) sind beide Profilformen zusammen mit einer theoretischen, mit *synspec* für Spektraltyp A0V (10000 K) und $v \sin i = 120$ km/s berechneten (siehe Kap. 3.1), aufgeführt. Während das mittlere Spektrum eine deutliche Asymmetrie mit vermehrter Absorption im „Blauen“ zeigt, ist das korrigierte doch recht symmetrisch. Bildet man die Differenz zwischen diesem und dem theoretischen Spektrum, so erhält man schließlich ein relativ symmetrisches, H α nicht unähnliches Emissionsprofil. Mit dem hier vorgeführten Verfahren könnte also die Emissionskomponente des H δ -Profils isoliert worden sein. Damit kann man sich das H δ -Profil aus im wesentlichen drei Komponenten zusammgebaut vorstellen, und zwar aus einer zentralen photosphärischen Absorption, einer zentralen Emission und zeitlich variablen, eher blauverschobenen Absorptionsstrukturen. Man kann auch darüber spekulieren, ob bei etwa -200 km/s, wie im Falle der He I-Linien, zusätzliche Emission zu erkennen ist. Dies ist aber sehr unsicher, da die Konstruktion des korrigierten Spektrums nur recht grob

sein kann und das theoretische Spektrum, da rein photosphärisch, auch nur bedingt geeignet ist, wie z.B. die Unterschiede in den Linienflügeln zeigen.

In Abbildung 3.18 ist das durch Abzug des korrigierten mittleren Spektrums gebildete dynamische Spektrum dargestellt. Bei einer optimalen Entfernung der Linienemission sollten hier ausschließlich die schnell variablen Absorptionsstrukturen beobachtbar sein. Obwohl die obere Einhüllende nur für den kurzen Zeitraum von etwa zwei Tagen bestimmt wurde, scheint die Korrektur über den ganzen Zeitraum relativ gut gelungen zu sein. Bei genauerem Hinsehen kann man aber am Anfang der Zeitserie zusätzliche Absorption und am Ende zusätzliche Emission erkennen. Das deutet daraufhin, daß auch die Linienemission variabel ist, allerdings auf einer viel größeren Zeitskala. Daß es eine Zunahme der Emission geben könnte, ist auch schon durch die Auftragung der nach alleinigem Abzug des mittleren Spektrums bestimmten Linienäquivalentbreiten gegen die Zeit zu erkennen (Abb. 3.19). Für die Gruppe I-Linien ergibt sich dann klar eine durch die Erhöhung der Emission bedingte zeitliche Abnahme der Äquivalentbreite. Dem Effekt der Änderung der Emission sind in dieser Darstellung aber noch die Variationen durch die Unstetigkeit der Zahl und Tiefe der vorhandenen Absorptionsstrukturen überlagert, so daß das Minimum bei $\text{MJD} \approx 50549$ nach Abzug dieser Variationen nicht so tief sein dürfte und man im Endeffekt einen monotoneren Verlauf erhalten müßte.

Die Ausführungen in diesem Kapitel zeigen, daß auf Grund der unterschiedlichen Variabilitätszeitskalen eine gute Trennung zwischen dem Emissionsbeitrag und den Absorptionskomponenten erreicht werden kann, wodurch eine verlässlichere Untersuchung des für das allgemeine Verständnis wichtigen Verhaltens der Absorptionsstrukturen möglich wird.

3.4.2 Identifizierung zusammenhängender Strukturen

In diesem Kapitel soll die Zusammengehörigkeit von Strukturen im korrigierten residualen dynamischen Spektrum von H δ (Abb. 3.18) näher untersucht werden. Um solche miteinander verknüpfte Strukturen besser hervorheben zu können, sollen sie im Gegensatz zur bisherigen Sprachregelung durch das aus dem Englischen kommende Wort „Feature“ bezeichnet werden. Betrachtet man nun Abb. 3.18, so fällt auf, daß besonders am Anfang der Zeitserie die tiefen Minima wahrscheinlich einen Entwicklungsprozeß durchmachen, der mehrere Tage dauern kann. Dabei scheint es hauptsächlich eine Entwicklung von der kurzwelligeren („blauen“) zur langwelligeren („roten“) Seite der Linie zu geben. In Abbildung 3.20 werden diese Features mit den Nummern 1 bis 5 bezeichnet. Ich möchte diese bei -150 bis -50 km/s entstehenden und zwischen 0 und 100 km/s zuletzt sichtbaren, 3 bis 6 Tage dauernden Features zusammenfassend als Typ A bezeichnen (vgl. auch Kap. 3.3.2 und Anhang D). Etwas ungewöhnlich verhält sich dabei allerdings das Feature 2, daß zwar vom zeitlichen Geschwindigkeitsverlauf eindeutig zu Typ A zählt, aber in Bezug auf die Intensität (siehe dazu Kap. 3.4.3) sich genau gegensätzlich verhält wie die anderen Features. So wird die größte Absorption nicht schon am Anfang sondern erst am Ende der Sichtbarkeit erreicht. Feature 4 scheint sich schließlich nach seiner Entstehung erst weiter ins „Blaue“ und dann erst ins „Rote“ zu bewegen.

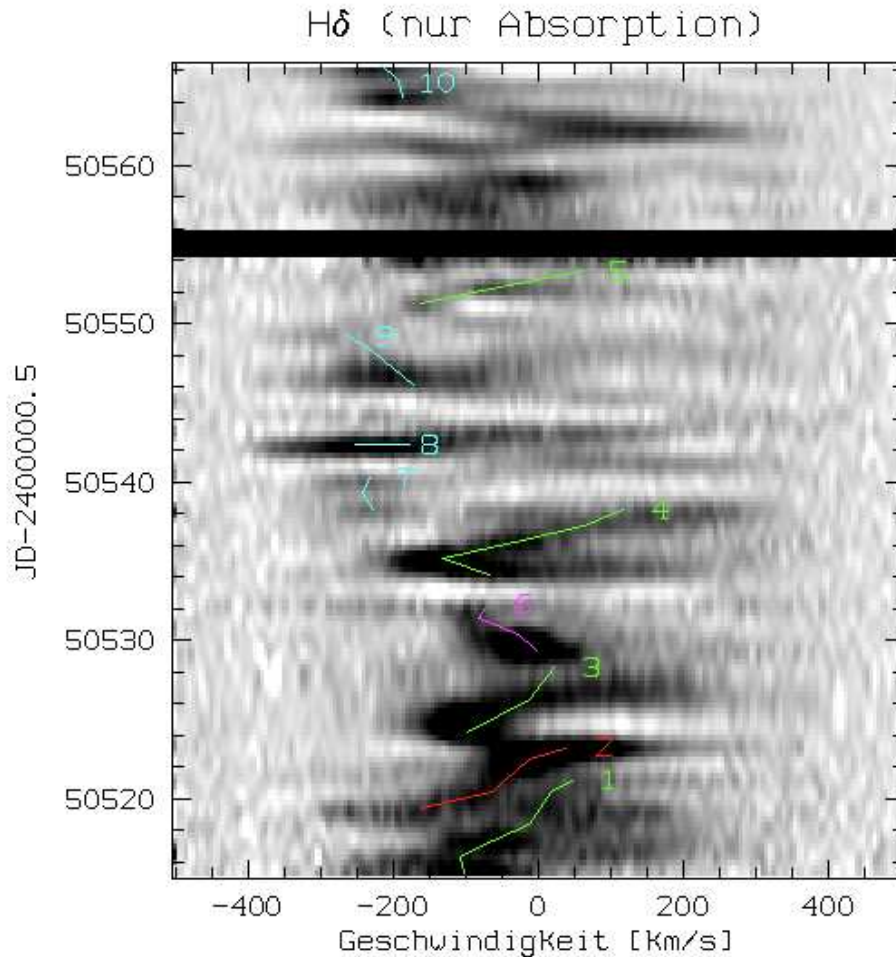


Abbildung 3.20: Darstellung der in $H\delta$ identifizierten Features. Über dem korrigierten dynamischen Spektrum (wie Abb. 3.18, nur mit MIDAS-LUT *ramp* dargestellt) sind die durch Linien verbundenen, Gauß-gefitzten und außer bei Nummer 8 tagesgemittelten zentralen Geschwindigkeiten der Features zu sehen (siehe dazu auch Anhang D). Jeder ein Feature repräsentierende Linienzug ist wie im Text numeriert. Die unterschiedlichen Farben sollen auf die verschiedenen Typen von Features hinweisen. Grün steht für Typ A und cyan für Typ B. Das pekulare Typ A-Feature 2 ist rot markiert und das in seiner Form einmalige Feature 6 ist in magenta dargestellt.

Der Effekt könnte auch durch die Überlagerung zweier verschiedener Features zustandekommen. Da allerdings der Verlauf der charakteristischen Parameter (Kap. 3.4.3 und 4.2) einen recht glaubwürdigen Verlauf zeigt und eine eintägige tiefe Absorption bei niedrigen Geschwindigkeiten sonst nicht zu beobachten ist, möchte ich Feature 4 als physikalisch zusammenhängende Struktur betrachten. Feature 6 ist der einzige Fall, wo sich das tiefe Minima anfangend bei sehr niedrigen negativen Geschwindigkeiten weiter blau zu verschieben scheint und zwar in einem Zeitraum von 3 Tagen. Dabei bleibt die Geschwindigkeitszunahme allerdings sehr gering, so daß die -100 km/s nicht überschritten werden.

Es ist sogar so, daß die Geschwindigkeit zum Schluß wieder leicht abzunehmen scheint. Ein völlig anderes Verhalten als Typ A zeigen die in Abbildung 3.20 mit den Nummern 7 bis 10 markierten Typ B-Features (siehe auch Kap. 3.3.2 und Anhang D). Diese Strukturen befinden sich ausschließlich im Blauen zwischen -150 und -300 km/s. Die Geschwindigkeitsvariationen sind hier viel geringer. Teilweise fällt überhaupt keine Veränderung auf (Feature 7) und in den anderen Fällen nimmt die Geschwindigkeit eher zu (Feature 9). Eine Ausnahme bildet Feature 8, das allerdings nur einen Tag zu sehen ist und hauptsächlich wegen seiner großen Äquivalentbreite und der möglichen starken, im Stundenbereich liegenden Geschwindigkeitsänderungen (siehe Anhang D) in die Liste aufgenommen wurde. Die Existenz der anderen blauverschobenen Features liegt bei 2 bis 3 Tagen. Daß die Typ B-Features bis auf die Nummer 10 so zeitlich eng beieinanderliegen (Abb. 3.20), weist auf eine mögliche starke Verbindung hin, so daß man die Features 7 bis 9 auch als eine bei -200 km/s liegende, in der Intensität stark variable Struktur interpretieren könnte. Dies zeigt die Problematik, daß die Erkennung von zusammengehörigen Features durch die in der Größenordnung der zeitlichen Auflösung liegende Zeitskala der Variabilität sehr erschwert wird. Deshalb wurde auch nicht der Versuch unternommen, die im letzten Teil der Zeitserie auftretenden zickzackartigen Geschwindigkeitsvariationen der Minima einzelnen Features zuzuschreiben.

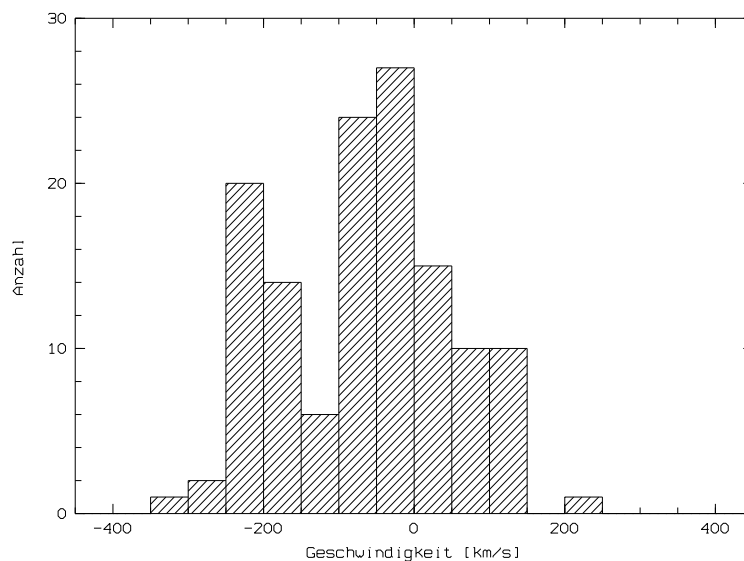


Abbildung 3.21: Darstellung aller in den Residuen der Einzelspektren bei H δ gefundenen Absorptionsstrukturen in Abhängigkeit von ihrer Zentralgeschwindigkeit. Es ist jeweils die Anzahl der Minima pro Geschwindigkeitsbin (Größe: 50 km/s) angegeben.

Abschließend kann man sagen, daß es in H δ zwei charakteristische Arten von Features gibt. Einmal die von blau nach rot durchlaufenden Features vom Typ A, die im Blauen nicht -150 km/s und im Roten nicht 100 km/s überschreiten, und zum anderen die sich kaum bewegenden, sich im Bereich von -200 km/s im Blauen befindenden, Typ B-Features. Die H δ -Linie ist damit sehr

asymmetrisch von Absorptionskomponenten überlagert. Das zeigt sich auch in Abbildung 3.21, wo alle in den residualen Einzelspektren gefundenen Absorptionsstrukturen in Geschwindigkeitsbins eingeteilt dargestellt werden. So sind blauverschobene Absorptionsstrukturen viel häufiger (ca. 72 %) als Rotverschobene. Jenseits der 150 km/s-Marke existieren im Roten praktisch keine Strukturen mehr, während der gleiche Geschwindigkeitsbereich auf der kurzwelligeren Seite von den Typ B-Features dominiert wird. Zudem gibt es zwischen den Bereichen der beiden Hauptformen von Features kaum Minima in den Spektren. Am häufigsten kommen kleine negative Zentralgeschwindigkeiten bis 50 km/s vor. Durch die eindeutige Asymmetrie in der Geschwindigkeitsverteilung der Absorptionsstrukturen scheinen Erklärungen der Variabilität von HD 163296, die eine symmetrische oder rötlichere Verteilung erfordern, zumindestens als alleinige Modelle recht unwahrscheinlich zu sein. Auch ist die Art der Variabilität nicht über den ganzen Zeitbereich gleich (siehe Abb. 3.20). So wird der erste Teil der Zeitserie von Features des Typs A dominiert. Danach geht die Bedeutung dieser Strukturen zurück, während Features vom Typ B beherrschend werden. Schließlich wird der letzte Teil der Zeitserie von zickzackartigen Variationen, die nicht einzelnen Features zugeordnet werden konnten, dominiert. Daher muß ein Modell für HD 163296 nicht nur die Geschwindigkeits- sondern auch die Zeitabhängigkeit der Variationen in den Gruppe I-Linien wie $H\delta$ erklären können, was problematisch für auf Stationarität angewiesene Interpretationen ist.

3.4.3 Entwicklung von charakteristischen Parametern

Nun sollen die Eigenschaften der in Kapitel 3.4.2 vorgestellten Features genauer untersucht werden.

Zuerst möchte ich hierzu auf die Geschwindigkeitsänderungen der „sich bewegend“ Features vom Typ A eingehen. Die Geschwindigkeitsvariationen dieser Features (Abb. 3.20) erinnern an sinusförmige Bewegungen, von denen aber maximal die halbe Periode zu sehen wäre. Der „Schlenker“ am Anfang der Sichtbarkeit von $H\delta$ paßt nicht in dieses Bild, so daß er entweder nicht zu Feature 4 gehören dürfte (vgl. Kap. 3.4.2) oder ein Fit mit einer komplizierteren trigonometrischen, z.B. elliptischen Funktion nötig würde. In Abbildung 3.22 ist ein Sinusfit der Form

$$f(x) = a \sin(b + cx) + d$$

für Feature 1 dargestellt. Es zeigt sich, daß ein gutes Anpassen nur durch die Addition eines konstanten Geschwindigkeitsbetrags von $-(37 \pm 17)$ km/s möglich ist. Diese Blauverschiebung des Sinus zeigt sich auch bei den anderen, weniger gut anfitbaren Features vom Typ A (siehe auch Anhang D). Da die Systemgeschwindigkeit vernachlässigbar klein ist $-(3,0 \pm 3,2)$ km/s, Wilson & Joy (1952), ist ein reiner Rotationseffekt als Ursache der Features unwahrscheinlich. Stattdessen wäre eine Kombination von Ausfluß und Rotation als Erklärung möglich. Auf diesen Kombinationsansatz stützen sich die in Kapitel 4 dargestellten Modellvorschläge. Da ein reines Sinusmodell nicht mit den Daten in

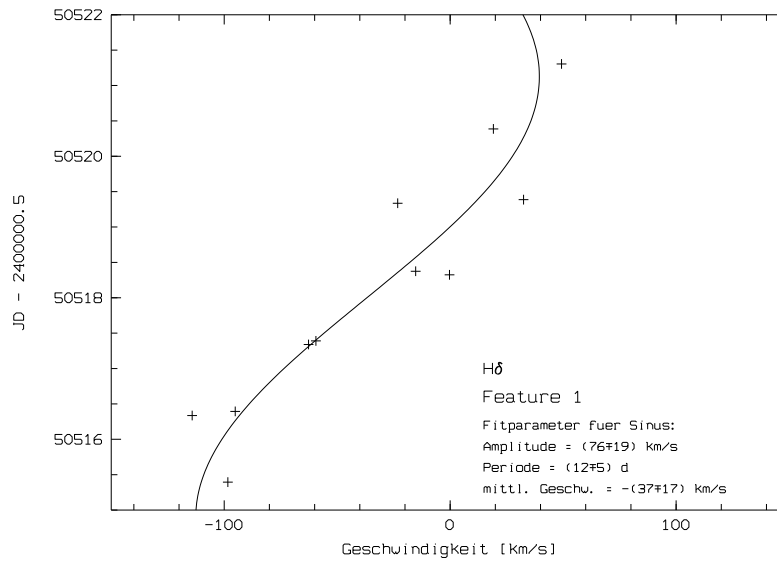


Abbildung 3.22: Darstellung der besten Anpassung eines Sinus plus einem konstanten Betrag an die in den korrigierten residualen Einzelspektren ermittelten Zentralgeschwindigkeiten des Features 3. Es sind sowohl die angepaßte Funktion mit den Fitparametern wie auch die Datenpunkte selbst zu sehen.

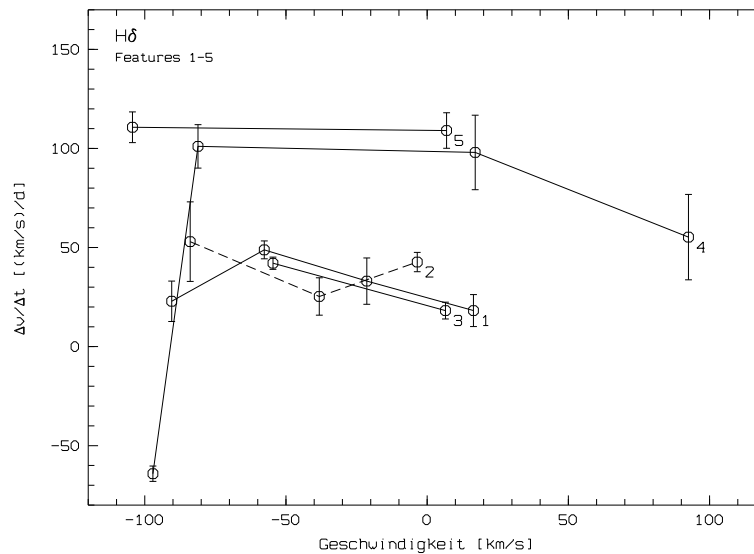


Abbildung 3.23: Auftragung der in radialer Richtung projizierten Beschleunigung $\Delta v/\Delta t$ gegen die Radialgeschwindigkeit für die Features vom Typ A. Die Steigungen wurden jeweils mit Hilfe der linearen Regression aus den Daten von zwei oder drei Tagen gewonnen. Die angegebenen Fehlerbalken entsprechen gerade der sich jeweils ergebenden Standardabweichung des Verfahrens. Die Werte eines Features sind durch Linien miteinander verbunden. Bei dem sich etwas anders verhaltenden Feature 2 sind die Linien gestrichelt eingezeichnet.

Einklang zu bringen ist, sind natürlich Parameter wie Periodendauern und Geschwindigkeitsamplituden wenig aussagekräftig, so daß es sinnvoller ist, diese Größen anhand der detaillierteren Rechnungen erst in Kapitel 4 zu diskutieren.

Um die eben gerade gemachten Überlegungen zu festigen, sind in Abbildung 3.23 die Ableitungen der Geschwindigkeit nach der Zeit bzw. die projizierten Beschleunigungen gegen die Geschwindigkeit für die einzelnen Features des Typs A aufgetragen. Für die Gewinnung von $\Delta v/\Delta t$ sind für jedes Feature je nach Sichtbarkeitsdauer die gemessenen Geschwindigkeiten (siehe Anhang D) von zwei oder drei benachbarten Tagen jeweils einer linearen Regression unterzogen worden. Die sich ergebenden Beschleunigungen zeigen für alle Features bis auf das mit der Nummer 2 ein ähnliches Verhalten. So wird das maximale $\Delta v/\Delta t$ immer im Bereich von etwa -50 km/s erreicht. Zu beiden Seiten dieses Maximums fällt dann die Beschleunigung ab. Dieses Verhalten deckt sich gut mit den Ergebnissen des Sinusfits. Auch hier ist eine Blauverschiebung zu erkennen, die im Einklang mit einem geschwindigkeitsverschobenen Sinus steht. Geradezu das Gegenteil zeigt Feature 2, auch wenn alle Steigungen positiv bleiben. Hier wird an der Stelle, wo die anderen Features ein Maximum besitzen, ein Minimum erreicht. Diese abweichende Bahnform könnte auf einen etwas anderen Entwicklungsweg des Features hinweisen. Trotzdem sind die absoluten Größen von $\Delta v/\Delta t$ für die Features 1 bis 3 sehr ähnlich, was unter dem Gesichtspunkt einer Rotation auf ein ähnliches Entstehungsgebiet hinweist. Da die drei Features zeitlich direkt aufeinander folgen, könnte die Interpretation der temporären Existenz einer „Aktivitätszone“ in die richtige Richtung gehen. Auch die zeitlich später folgenden Features 4 und 5 zeigen sehr ähnliche Beschleunigungen, die aber in etwa doppelt so hoch sind wie bei den anderen Features. Dies könnte ebenfalls auf einen Zusammenhang hindeuten, zumal wie in Anhang D zu sehen ist, die Anfangs- und Endgeschwindigkeiten der Typ A-Features möglicherweise auch eine solche Gruppierung aufweisen. Bei Feature 4 liegt der erste Datenpunkt bei einer negativen Beschleunigung. Dies ist der schon in Kapitel 3.4.2 besprochene, ins Kurzweiligere gehende „Schlenker“.

Als nächstes soll die Entwicklung der Form der Features untersucht werden. Dazu wurde das Verhältnis aus der Halbwertsbreite und der Intensität der Profile der Features in den Einzelspektren berechnet. Damit die über einen Gaußfit bestimmten Parameter möglichst vertrauenswürdig sind (siehe auch Anhang D), wurden die, wie auch schon bei der Diskussion der Geschwindigkeitsänderungen benutzten, aus der Trennung der Linienkomponenten hervorgehenden (siehe Kap. 3.4.1) Spektren als Grundlage der Berechnungen genommen. Das Verhältnis aus Halbwertsbreite und Intensität ist zur Unterscheidung, ob ein Profil eher breit oder eher tief ist, gut geeignet, da es sich hier um den Quotienten aus den Breite und Tiefe bestimmenden Parametern handelt. Zudem sind die erhaltenen Werte auch noch im wesentlichen unabhängig von der Größe der Äquivalentbreite. In Abbildung 3.24 ist der Quotient aus Breite und Tiefe für die untersuchten Features gegen die Geschwindigkeit aufgetragen worden. Die zu verschiedenen Typen von Features gehörenden Datenpunkte sind durch unterschiedliche Symbole gekennzeichnet. Die Features vom Typ A ohne Nummer 2 zeigen eine deutliche Korrelation zwischen den aufgetragenen Größen. So steigt der Formquotient annähernd linear mit einem Übergang zu positi-

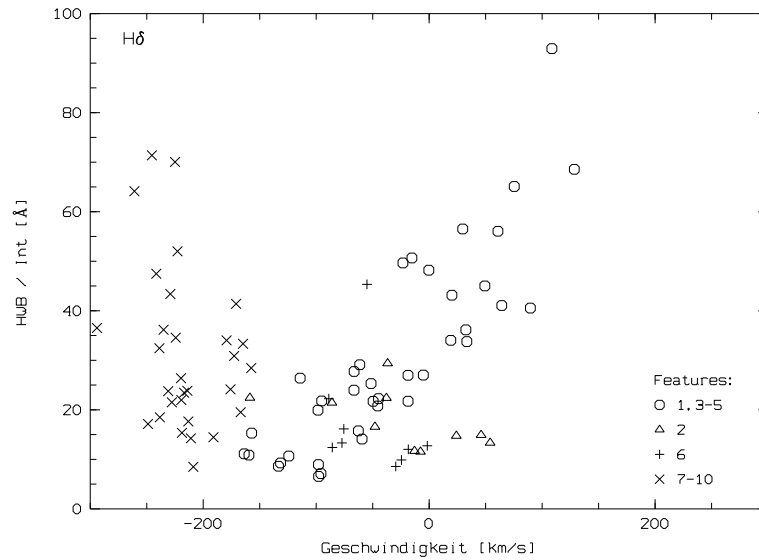


Abbildung 3.24: Auftragung des Verhältnisses der Halbwertsbreite in Å zur Intensität (Tiefe) der Features (Kontinuumshöhe := 1) gegen die Geschwindigkeit in km/s. Das Verhältnis zwischen Breite und Tiefe des Features stellt einen praktisch von der Äquivalentbreite unabhängigen Formindikator dar. Die Datenpunkte verschiedener Typen von Features werden durch unterschiedliche Symbole markiert (siehe Legende).

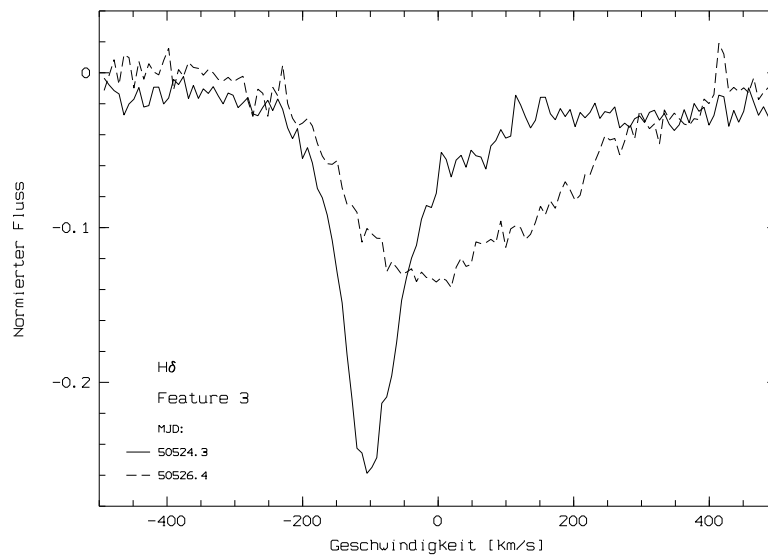


Abbildung 3.25: Entwicklung von Feature 3 innerhalb von etwa zwei Tagen. Anfänglich ist das Feature tief und schmal (durchgezogene Linie), später flach und breit (gestrichelt).

veren Geschwindigkeiten an. Das entspricht gleichzeitig auch einer zeitlichen Entwicklung in diese Richtung. Um diese Entwicklung zu verdeutlichen, ist in Abbildung 3.25 das Feature 3 zu zwei verschiedenen Zeitpunkten zu sehen. Es ist deutlich eine Entwicklung von einem tiefen, schmalen zu einem breiten, flachen Profil zu erkennen, wohingegen sich die Äquivalentbreite weniger stark ändert. Dies bedeutet, daß bei der Entwicklung der Features vom Typ A eine Zunahme der Geschwindigkeitsdispersion auftritt. Dieser Sachverhalt läßt sich als Auflösungsprozeß des das Feature erzeugenden Objekts erklären. Diese Entwicklung steht im Einklang mit den Ergebnissen der Periodenanalyse (Kap. 3.3), wo wahrscheinlich durch die fehlende Langlebigkeit der Features keine stabilen Perioden gefunden werden konnten. Feature 2 unterscheidet sich in seiner Entwicklung deutlich von den anderen Features des Typs A, denn das Breite-zu-Tiefe-Verhältnis bleibt während der gesamten Sichtbarkeitszeit relativ konstant bzw. nimmt sogar mit der Zeit etwas ab. Dies zeigt wieder das gegensinnige Verhalten dieses Features. Auch wenn sein Aussehen im dynamischen Spektrum (siehe Abb. 3.18) auf den ersten Blick dem der anderen Typ A-Features ähnelt, scheint doch ein andersartiger, eher gegensätzlicher, dynamischer Prozeß dahinter zu stehen. Feature 6 zeigt ein ähnliches Verhalten wie die „normalen“ Typ A-Features. So nimmt die Breite im Verhältnis zur Tiefe zu, auch wenn die Geschwindigkeitentwicklung völlig anders ist, da zuerst die Geschwindigkeit „blauer“ und zum Schluß sogar wieder etwas „röter“ wird. Bei den Typ B-Features ist eine Korrelation in diesem Diagramm nur schwer feststellbar, da sie nur geringe Geschwindigkeitsvariationen zeigen. Wenn aber ein Trend zu erkennen ist, dann möglicherweise der, daß es eine Zunahme des Formverhältnisses mit dem Betrag der Geschwindigkeit geben könnte. Die einzelnen Features zeigen von Tag zu Tag sehr unregelmäßige Schwankungen in der Tiefe, Halbwertsbreite und sogar Äquivalentbreite. Dies könnte man so interpretieren, wie bereits in Kapitel 3.4.2 diskutiert wurde, daß die Features 7 bis 9 möglicherweise Teile eines Größeren mit stark variabler Intensität sind. Die Zeiträume zwischen den einzelnen Features könnten dann als Zeitbereiche sehr geringer Aktivität gedeutet werden.

3.4.4 Vergleich von $H\delta$ mit anderen Linien

Als letzter Teil der Datenanalyse soll nun noch der Vergleich der in $H\delta$ entdeckten Features mit dem bei anderen Linien Sichtbaren erfolgen. Bei dieser Analyse wird wieder auf die ursprünglichen residualen Spektren zurückgegriffen, da die Trennung der Linienbeiträge in Kapitel 3.4.1 nur für $H\delta$ durchgeführt wurde und es bei der Überprüfung von Korrelationen erst einmal nicht auf die genauen Zahlenwerte der charakterisierenden Parameter ankommt.

In Abbildung 3.26 sind die möglichen Korrelationsformen von $H\delta$ mit Linien verschiedener Gruppen durch Beispiele illustriert dargestellt. So zeigt Teilbild (a) eine Struktur, die nur bei Linien der Gruppe I sichtbar ist. In (b) dagegen ist die dargestellte Komponente auch bei Linien der Gruppe II wie $\text{Fe II } \lambda 5018$ zu sehen. Und schließlich sind in den Teilbildern (c) und (d) Strukturen abgebildet, die bei Linien der Gruppen I bis III zu sehen sind, also auch bei den sogenannten photosphärischen Linien wie $\text{Mg II } \lambda 4481$. Der Unterschied

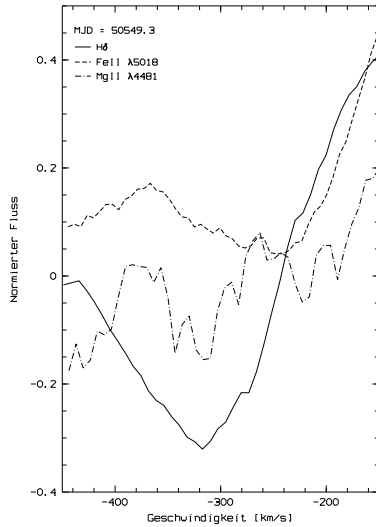
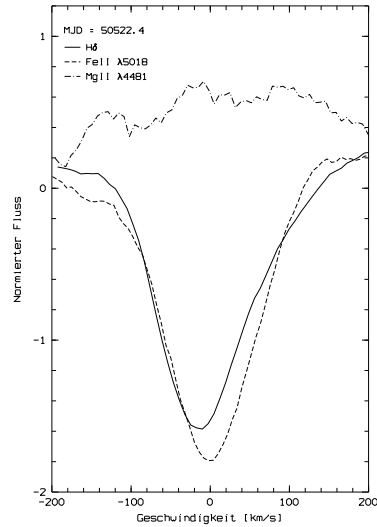
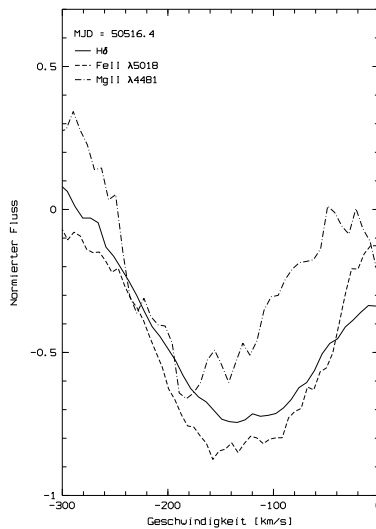
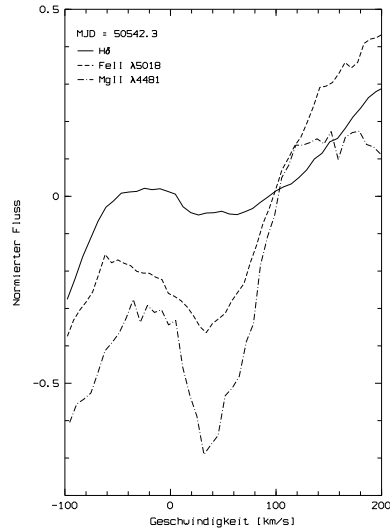
(a) Korrelation von H δ mit Gruppe I(b) Korrelation von H δ mit Gruppe I bis II(c) Korrelation von H δ mit Gruppe I bis III, Features bei Gruppe III schwächer oder ähnlich stark wie bei H δ (d) Korrelation von H δ mit Gruppe I bis III, Features bei Gruppe III deutlich stärker als bei H δ

Abbildung 3.26: Verschiedene mögliche Korrelationsarten von H δ mit anderen Linien. Es werden die einzelnen Korrelationsmöglichkeiten anhand von Gegenüberstellungen von H δ (Gruppe I) und Vertretern der Gruppe II (Fe II λ 5018) und der Gruppe III (Mg II λ 4481) für jeweils charakteristische Strukturen präsentiert. Um eine gute Sichtbarkeit der Korrelationen zu erzielen, sind die dargestellten residualen Spektren durch die Mittelung 1 \AA -großer Bereiche geglättet worden. Die Intensitäten sind auf die über die Cuts der residualen dynamischen Spektren bestimmten Amplituden der Variabilität normiert (siehe Tab. 3.1), um die Stärke der Strukturen bei den einzelnen Linien besser vergleichen zu können.

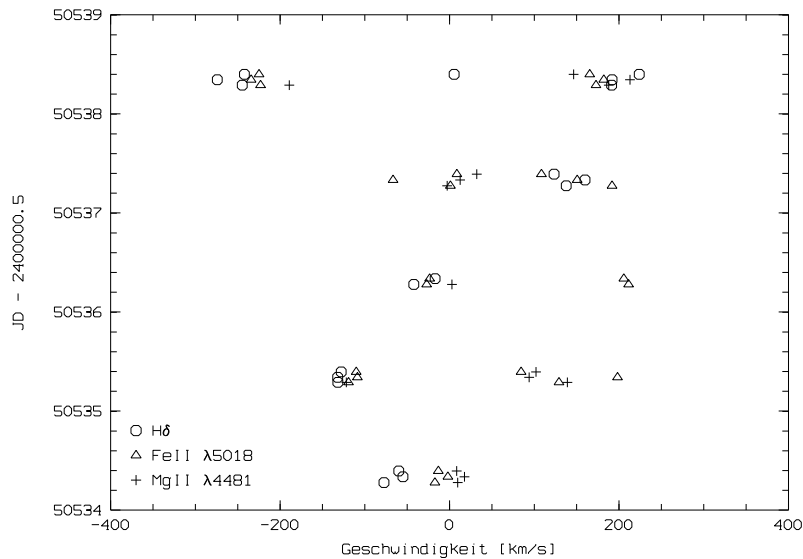


Abbildung 3.27: Darstellung der in den residualen Einzelspektren während der Sichtbarkeitszeit von Feature 4 für die Gruppenvertreter $H\delta$ (I), $Fe II \lambda 5018$ (II) und $Mg II \lambda 4481$ (III) gefundenen Absorptionsstrukturen in einem Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm. Die Datenpunkte verschiedener Linien werden durch unterschiedliche Symbole markiert (siehe Legende).

zwischen den beiden Korrelationsformen ist die relative, auf die Cuts der residualen dynamischen Spektren (siehe Tab. 3.1) bezogene Intensität der jeweiligen Strukturen für $H\delta$ und den Linien der Gruppe III. Ist die Struktur in der Gruppe III schwächer oder ähnlich stark wie bei $H\delta$, dann entspricht die Situation Teilbild (c). Zeigt die Struktur bei der Gruppe III eine deutlich höhere Intensität wie bei $H\delta$, dann handelt es sich um den Fall (d). Ein Teil der so klassifizierten Komponenten sind von der für die Gruppe III typischen, wohl durch variable Absorption der photosphärischen Strahlung (siehe Kap. 3.2) zustandekommenden Art, d.h., die Korrelation wird wahrscheinlich durch den photosphärischen Anteil der $H\delta$ -Linie bewirkt. In allen anderen Fällen sollten die zirkumstellaren Anteile der Linien der Gruppe II und III die Beziehung ermöglichen.

Um den Korrelationstyp möglichst genau bestimmen zu können, wurden eine größere Anzahl von Linien der vorkommenden Gruppen und Zwischengruppen miteinander verglichen. Im Anhang D ist für jedes bei $H\delta$ gefundene Feature die zu jedem durch ein Spektrum abgedeckten Zeitpunkt bestehende Form der Beziehung dargestellt. Es zeigt sich, daß Korrelationen zur Gruppe III recht häufig vorkommen, was auf einen merklichen, allerdings wegen der geringen Amplitude der Variabilität (siehe Tab. 3.1) nicht sehr hohen, nichtphotosphärischen Anteil der entsprechenden Linien hindeutet. Aus den Abbildungen kann man auch entnehmen, daß das Maß der Korrelation jedenfalls nicht offensichtlich an gewisse Zeitpunkte der Sichtbarkeit bzw. bestimmte Geschwindigkeiten gebunden ist. Damit sind die physikalischen Vorgänge wohl so komplex, daß sich aus dem verfügbaren Beobachtungsmaterial keine einfachen Beziehungen

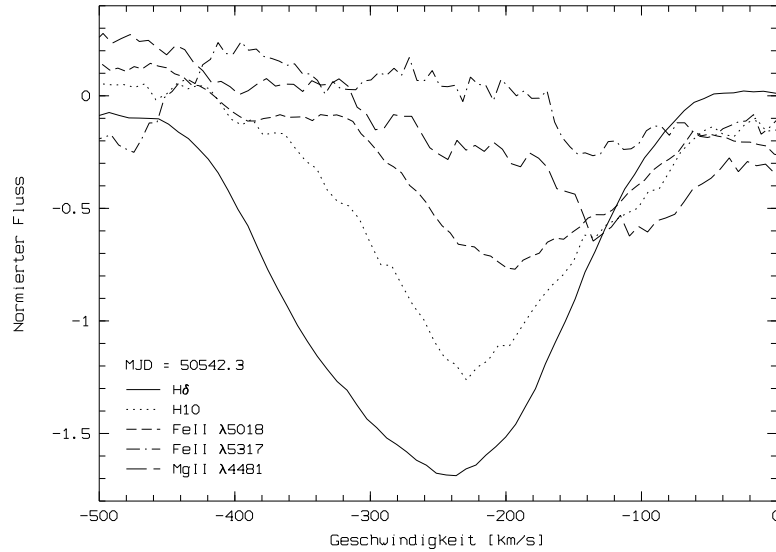


Abbildung 3.28: Darstellung der Drift der Geschwindigkeiten zu kleineren Beträgen hin bei Feature 8 für den Übergang von Gruppe I zu Gruppe III. Die Präsentation ist die gleiche wie in Abbildung 3.26, außer daß die Profile von mehr Linien, nämlich H δ , H10, FeII λ 5018, FeII λ 5317 und MgII λ 4481, zu sehen sind.

zu den die Features charakterisierenden Parametern aufstellen lassen. Allerdings könnte die Korrelation von H δ zu Linien anderer Gruppen für hohe negative Geschwindigkeiten nachlassen und der in Abbildung 3.26 (d) dargestellte Fall auf niedrige Geschwindigkeiten beschränkt bleiben.

Um einen genaueren Einblick in die Beziehungen zwischen den einzelnen Gruppen zu bekommen, sind in Abbildung 3.27 für den Sichtbarkeitszeitraum von Feature 4 die Absorptionsstrukturen in H δ , FeII λ 5018 und MgII λ 4481 in einem Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm dargestellt. Es zeigt sich von Tag zu Tag ein völlig anderes Verhalten in der Art der Korrelation. Neben dem durch die Strukturen in H δ definierten Verlauf von Feature 4 sind auch noch zusätzliche, schwer in Zusammenhang setzbare Komponenten bei den Vertretern der Gruppen II und III zu erkennen. Am letzten dargestellten Tag ist bei negativen Geschwindigkeiten auch noch der Anfang von Feature 7 zu sehen. In der Abbildung kann man gut die Übergangsfunktion von Gruppe II erkennen (vgl. Kap. 3.2). Aber auch bei der Gruppe III-Linie MgII λ 4481 ist an mehreren Tagen eine Absorptionsstruktur bei einer für Feature 4 passenden Geschwindigkeit zu sehen. Eine zeitliche Entwicklung der Korrelationen kann man allerdings nicht feststellen, da die Variabilitätszeitskala der Gruppe II- und Gruppe III-Linien zu kurz für die Zeitabdeckung des Datensatzes ist. Damit lassen sich auch nur schwer Abschätzungen über die Geometrie der die Features erzeugenden Vorgänge machen.

Eine Besonderheit ist am ersten dargestellten Tag in Abbildung 3.27 zu erkennen. Man sieht deutlich eine Abnahme der Geschwindigkeit von H δ über FeII λ 5018 zu MgII λ 4481. Dieser Effekt tritt aber nicht nur in diesem Fall

auf, sondern auch bei anderen in $H\delta$ untersuchten Strukturen. So zeigen solche, die mehr als 150 km/s blauverschoben sind, in etwa 30 % aller Fälle eine Drift zu kleineren Zentralgeschwindigkeiten für den Übergang von Gruppe I zu Gruppe III. Als Beispiel sind die Verhältnisse bei Feature 8 in Abbildung 3.28 für fünf verschiedene Spektrallinien dargestellt. Auch hier ist der allmähliche Übergang zu kleineren Geschwindigkeiten gut zu erkennen. Offenbar hat dieser Effekt mit den unterschiedlichen Linienentstehungsgebieten für die einzelnen Gruppen zu tun, wodurch es zu verschiedenen Geschwindigkeitsbereichen kommt. Dies hätte aber zur Folge, daß den Verursacherobjekten der betroffenen Komponenten eine größere räumliche Ausdehnung und Strukturierung zugestanden werden müßte, um dieses Verhalten zu ermöglichen.

Kapitel 4

Modellrechnungen

Auf Grund der Ergebnisse aus Kapitel 3.4.3, die eine Beschreibung der Typ A-Features durch die Kombination einer Ausfluß- und einer Rotationsbewegung nahelegen, sollen in den folgenden Abschnitten in Frage kommende Modellansätze besprochen werden. Den hier vorgestellten Modellen ist gemeinsam, daß sie einen Wind beschreiben. Dieser kann je nach Modell vom Stern selbst oder aus einer zirkumstellaren Scheibe kommen. Da die Präsenz einzelner Features in den dynamischen Spektren (siehe Kap. 3.2) auf einen „klumpigen“ Wind hindeutet, soll hauptsächlich die zeitliche Entwicklung von Testteilchen untersucht werden. Dies ist natürlich eine idealisierende Annahme, da es sich bei den Windkomponenten um dreidimensionale Gebilde handelt. Eine gemeinsame Betrachtung von Teilchen mit verschiedenen Startzeitpunkten und -orten kann aber hier Abhilfe schaffen.

4.1 Einfacher Sternwind

Zuerst soll nun ein sehr einfaches Sternwind-Modell beschrieben werden. Etwasige Scheiben oder Magnetfelder werden erst einmal nicht berücksichtigt. Eine weitere Vereinfachung ist die Wahl einer konstanten Windgeschwindigkeit v_r . Außerdem soll der Wind vom Äquator aus orthogonal zur Sternoberfläche abströmen. Der Inklinationwinkel i der Rotationsachse wird auf 90° festgelegt, d.h., die Radialgeschwindigkeiten werden maximal. Für die Rotationsgeschwindigkeit gilt $v_\phi \propto r^{-1}$, da auf Grund der Drehimpulserhaltung das Produkt aus v_ϕ und r für ein Testteilchen jederzeit konstant sein muß.

In Abbildung 4.1 sind die Ergebnisse für einen Sternwind mit einer Ausflußgeschwindigkeit v_r von 50 km/s und einer Rotationsgeschwindigkeit am Äquator $v_{\phi,0}$ von 150 km/s dargestellt. Für den Sternradius R_\star wurde der in Mannings & Sargent (1997) angegebene Wert von $2,2 R_\odot$ genommen. $v_{\phi,0}$ ist als wahre Rotationsgeschwindigkeit verträglich mit dem $v \sin i$ -Wert von Finkenzeller (1985) (siehe Tab. 2.1). Die willkürlichste Festlegung ist der Wert von v_r . Da es hier nur um die Demonstration von Grundeigenschaften von Sternwinden geht, ist das aber im Moment nicht besonders problematisch. Im Teilbild (a) ist die Geometrie der aus dem Ausfluß und der Rotation entstehenden Bewegung der Testteilchen zu sehen. Es werden die Trajektorien für verschiedene Startwinkel

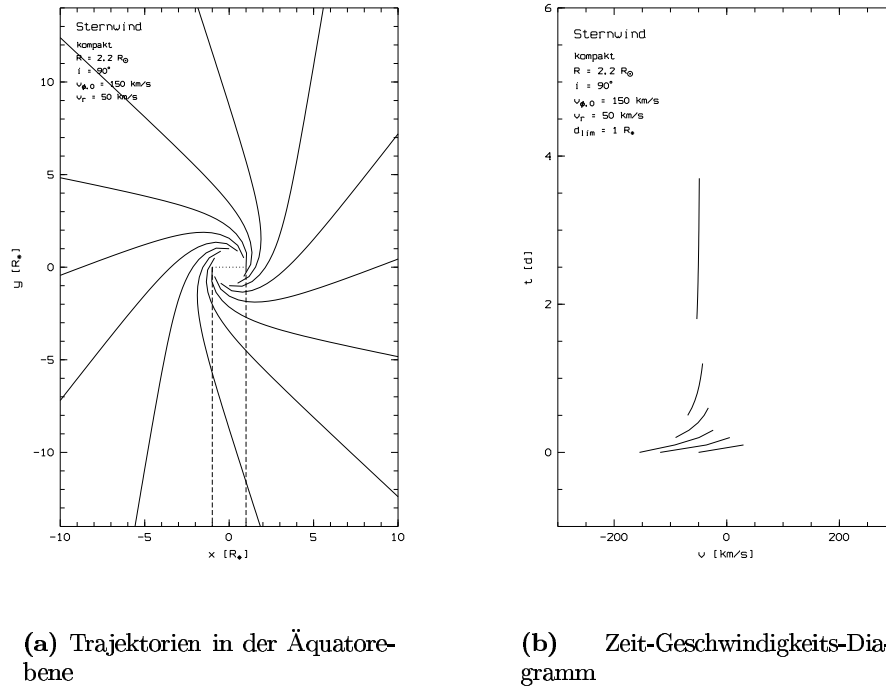
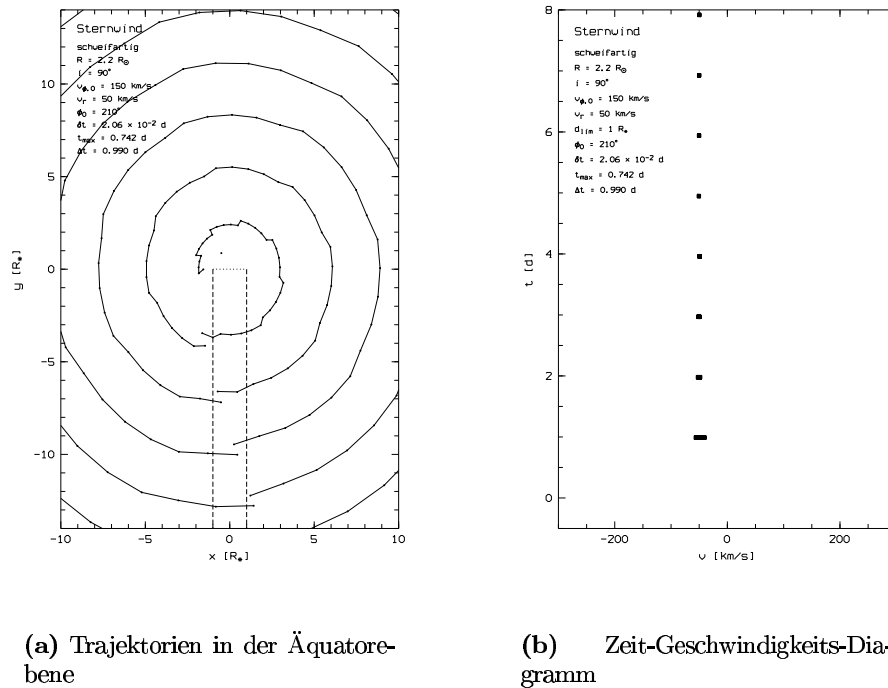


Abbildung 4.1: Darstellung eines Sternwinds für die Parameter $R_\star = 2,2 R_\odot$, $i = 90^\circ$, $v_{\phi,0} = 150 \text{ km/s}$ und $v_r = 50 \text{ km/s}$. In (a) sind die in der stellaren Äquatorebene liegenden Trajektorien einzelner Testteilchen für verschiedene Startwinkel ϕ_0 zu erkennen. Der Bereich, bei dem die Teilchen direkt vor der Sternscheibe entlanglaufen, ist durch ein Rechteck markiert. In (b) sind die auf diesen Bereich eingeschränkten Radialgeschwindigkeitsentwicklungen der Testteilchen zu sehen.

ϕ_0 angegeben. Eine bedeutsame Einschränkung für die in Frage kommenden Modelle zur Erklärung der Strukturen in den dynamischen Spektren der Gruppe I-Linien (siehe Kap. 3.2 und 3.4) ist der Sachverhalt, daß die beobachteten Features praktisch nur in Absorption zu sehen sind, d.h., es muß ein emittierender Hintergrund existieren. Hier soll das Sternkontinuum diese Vorgabe erfüllen. In Teilbild (a) ist der unter dieser Voraussetzung geeignete Bereich für die Entstehung von Absorptionsstrukturen durch ein Rechteck markiert. Um nun einen Vergleich zu den Verhältnissen in den dynamischen Spektren zu bekommen, ist es sinnvoll die zeitliche Entwicklung der Radialgeschwindigkeit für die verschiedenen Trajektorien in ein Diagramm einzuzeichnen. Dies ist in Abbildung 4.1 (b) verwirklicht. Wichtig ist zu beachten, daß die Radialgeschwindigkeitskurven nur für die Bahnabschnitte direkt vor der Sternscheibe aufgetragen sind. Es zeigt sich ganz klar, daß die interessanten, von positiven zu negativen Geschwindigkeiten laufenden Teilchen, dies in nur sehr kurzer Zeit von wenigen Stunden tun. Die länger sichtbaren Testteilchen verharren dagegen im Bereich der gewählten Ausflußgeschwindigkeit von -50 km/s . Damit ist die Erklärung der Typ A-Features durch dieses Modell nicht möglich, da die wichtigen Prozesse auf einer viel zu kurzen Zeitskala ablaufen, obwohl die Windgeschwindigkeit



(a) Trajektorien in der Äquatorebene

(b) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm

Abbildung 4.2: Windentwicklung für ein genau eine stellare Rotationsperiode von 0,742 Tagen aktives Gebiet auf der Sternoberfläche. Die benutzten Parameter sind die gleichen wie in Abbildung 4.1. Der Startwinkel ist auf 210° festgelegt. In (a) ist die Entwicklung der Testteilchenverteilung in zirka einen Tag großen Schritten zu erkennen. Die Radialgeschwindigkeiten der sich vor der Sternscheibe bewegenden Teilchen sind für die einzelnen Zeitschritte in (b) eingezeichnet.

v_r recht niedrig angesetzt wurde. Ein großes Problem ist hierbei auch die hohe Rotationsgeschwindigkeit des Sterns. Die Verkürzung der Sichtbarkeitsdauer der Testteilchen durch die Absorptionsbedingung ist ebenfalls hinderlich. Weitere Einschränkungen müßten durch die Neigung der Rotationsachse gegen die Sichtebeine hingenommen werden, da dann die Teilchen noch wesentlich schneller aus dem Sichtbarkeitsbereich herauslaufen. Während die Typ A-Features nicht erklärt werden können, sind die Typ B-Features wesentlich unproblematischer. Das Modell liefert, wie benötigt, über einige Tage im „Blauen“ verharrende Komponenten. Allerdings müßte die Windgeschwindigkeit höher angesetzt werden, um eine Übereinstimmung auch vom Geschwindigkeitsbetrag her zu bekommen.

Nun soll noch betrachtet werden, was passiert, falls es auf dem Stern ein längerfristig wirkendes Aktivitätsgebiet gäbe. In Abbildung 4.2 ist für die oben besprochenen Parameter als Spezialfall eine Aktivitätszeit, die genau der Rotationszeit des Sterns von 0,742 d entspricht, gewählt worden. Der Startwinkel ϕ_0 beträgt 210° ¹. In Teilbild (a) ist in etwa einen Tag großen Schritten die jeweilige Form des aus einer Reihe von Testteilchen bestehenden Linienzugs zu sehen.

¹ 0° entspricht der Blickrichtung

In Teilbild (b) sind die Radialgeschwindigkeiten der Testteilchen eingetragen, die sich zum jeweiligen Zeitpunkt vor der Sternscheibe aufhalten. Es fällt auf, daß im Gegensatz zu Abbildung 4.2 die Sichtbarkeit von Teilchen zeitlich nicht begrenzt ist. Das liegt an der vorausgesetzten 360° -Abdeckung und dem angenommenen Inklinationwinkel von 90° . Interessanter ist aber, daß sich in der Geschwindigkeitsentwicklung bereits nach einem Tag praktisch nichts mehr tut und die Radialgeschwindigkeit bei etwa -50 km/s verharrt, d.h., sollte das Abströmen einer Windkomponente zeitlich gestreckt sein, so ist die Problematik der Erklärung der Typ A-Features die gleiche wie für die Untersuchung der Bewegung einzelner Testteilchen.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß das vorliegende Modell in seiner einfachen Form nicht fähig ist die Typ A-Features zu beschreiben. Das kann an den einfachen Voraussetzungen liegen. Dies soll anhand eines wesentlich realistischeren Modells in Kapitel 4.3 diskutiert werden. Es ist möglicherweise aber auch ein prinzipielleres Problem, das nur durch die Annahme eines völlig anderen Modellansatzes gelöst werden kann. Schließlich läßt sich noch sagen, daß die Typ B-Features befriedigend durch das vorliegende Modell simuliert werden können. Sie sind aber von den Voraussetzungen her auch wesentlich unproblematischer als die Typ A-Features.

4.2 Scheibenwind

Als nächstes soll nun ein Wind untersucht werden, der geführt von Magnetfeldlinien von einer zirkumstellaren Scheibe abströmt.

4.2.1 Eigenschaften des Modells

In den letzten Jahren wurde eine Reihe von Arbeiten veröffentlicht, die auf die Präsenz einer zirkumstellaren Scheibe bei HD 163296 hindeuten (siehe Kap. 1.2). Besonders erwähnenswert ist in dieser Hinsicht die Arbeit von Mannings & Sargent (1997), wo mit Hilfe von Millimeterwellen-Interferometrie ein scheibenförmiges Gebilde aufgelöst werden konnte (siehe Abb. 1.8). Andererseits konnten Grady et al. (1998) Herbig-Haro-artige Objekte bei HD 163296 finden, was auf eine magnetfeldgesteuerte Windkollimation zu einem bipolaren Jet hinweist. Diese Ergebnisse legen nahe, die Entwicklung von Windkomponenten im Zusammenhang mit einer zirkumstellaren Scheibe und Magnetfeldern zu betrachten. Die Entstehung einzelner Komponenten könnte dann über einen nichtstationären Akkretionsfluß auf den Stern gesteuert werden.

Es gibt drei grundlegende Magnetfeldtopologien (vgl. Pelletier & Pudritz 1992, Paatz 1994, Paatz & Camenzind 1996). Die erste beruht allein auf dem Magnetfeld der Scheibe (siehe Abb. 4.3). Dies führt zu relativ steilen Feldlinien im Bezug zur Scheibe. Außerdem sind die erreichbaren Windbeschleunigungen eher gering. Die beiden anderen Möglichkeiten gehen außer von einem Scheibenmagnetfeld auch von einem starken Sternmagnetfeld im Kilogaß-Bereich aus. Die sternnahe Magnetfeldtopologie wird dabei als dipolförmig angenommen. Nun gibt es zwei Varianten in der Anordnung der Feldlinien, die aus der unterschiedlichen Wechselwirkung des Sternmagnetfelds mit der Scheibe resultieren.

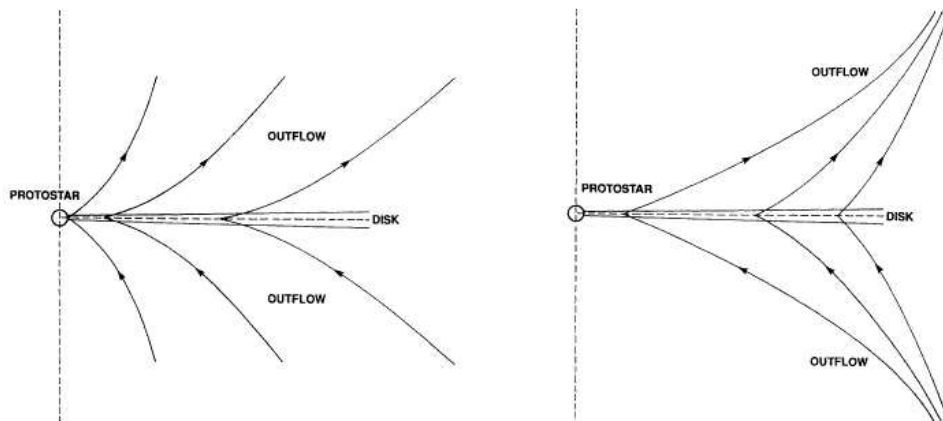


Abbildung 4.3: Varianten der Feldlinien-Topologie eines reinen Scheibenmagnetfelds. Entlang der Feldlinien kann der Wind abströmen. (Abb. aus Pelletier & Pudritz 1992)

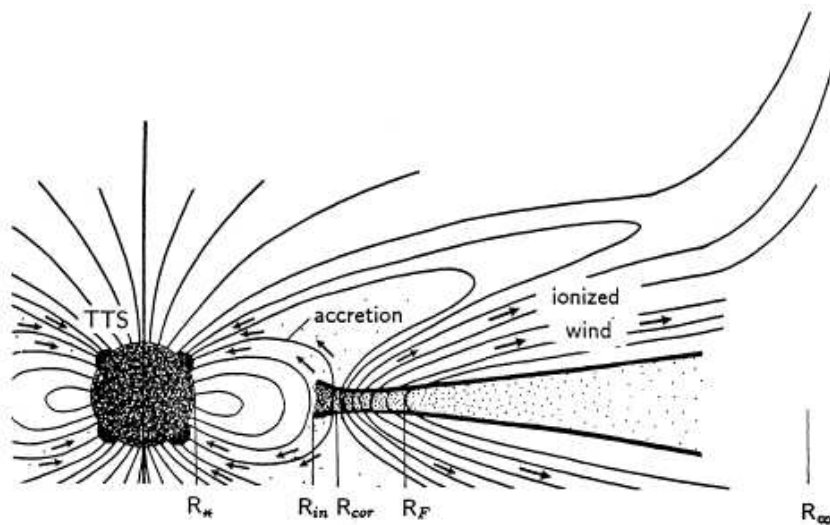
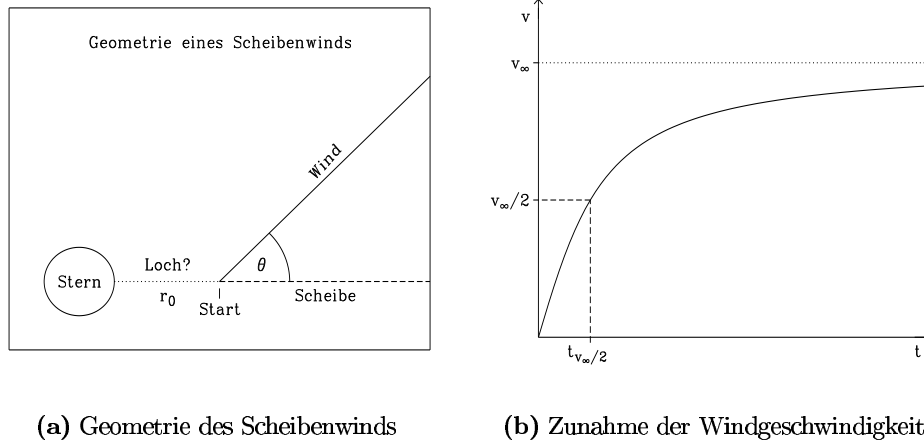


Abbildung 4.4: Darstellung einer Feldlinien-Topologie, die einen Scheibenwind ermöglicht. Entlang der offenen Feldlinien strömt der Wind, entlang der geschlossenen kann Materie von der Scheibe auf den Stern akkretiert werden. Das vorliegende Modell wurde ursprünglich zur Erklärung von T Tauri-Sternen entwickelt. (Abb. aus Paatz & Camenzind 1996)

Im ersten Fall beginnen die offenen Feldlinien, abgesehen von den polnahen, im Innenbereich der Scheibe (siehe Abb. 4.4). Im zweiten Fall gehen alle Feldlinien, ob offen oder geschlossen, direkt vom Stern aus (siehe Kap. 4.3.1). Der Verlauf der offenen Feldlinien ist wichtig für die Beschreibung der Entwicklung von Windkomponenten. In diesem Kapitel soll nun zuerst der Fall eines Scheibenwinds untersucht werden; der zweite Fall, der einen Sternwind beschreibt, wird im nächsten Kapitel beschrieben.



(a) Geometrie des Scheibenwinds

(b) Zunahme der Windgeschwindigkeit

Abbildung 4.5: Annahmen des Scheibenwind-Modells. In (a) ist die vereinfachte Geometrie des Systems bestehend aus Stern, Scheibe und Feldlinien zu sehen. Es wird angenommen, daß der Wind entlang der offenen Feldlinien unter dem konstanten Winkel θ abströmt. In (b) ist eine Arcus Tangens-Funktion, die durch die Parameter v_∞ und $t_{v_\infty/2}$ charakterisiert wird, eingezeichnet. Hiermit kann die Zunahme der Windgeschwindigkeit entlang der Feldlinien beschrieben werden.

Das zur Beschreibung des Scheibenwinds benutzte Modell setzt die Magnetfeldkonfiguration als gegeben voraus, wobei im Unterschied zu Abbildung 4.4 noch einige Vereinfachungen gemacht werden. Betrachtet werden ausschließlich die aus der Scheibe kommenden offenen Feldlinien. Die Scheibe wird idealisierend als sehr dünn vorausgesetzt. Der Neigungswinkel der Feldlinien gegen die Scheibe θ wird als konstant betrachtet (siehe Abb. 4.5 (a)). Dies ist eine weitgehende Vereinfachung, wenn man bedenkt wie einige Feldlinien in Abbildung 4.4 verlaufen. Für die scheidennahen offenen Feldlinien sollten die Variationen in θ aber vergleichsweise gering bleiben, wenn man die Betrachtung auf kleinere Radien beschränkt, wie das im folgenden der Fall sein wird. Womit diese Näherung keine grundlegenden Probleme verursachen sollte. Die Effekte, die aus stark verbogenen Feldlinien resultieren, werden in Kapitel 4.3 behandelt. Eine weitere Vereinfachung ist die Parametrisierung der Geschwindigkeitszunahme des Windes mit Hilfe eines Arcus Tangens (siehe Abb. 4.5 (b)):

$$v(t) = v_\infty \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{t}{t_{v_\infty/2}} \right).$$

v_∞ ist hierbei die angenommene Endgeschwindigkeit des Windes und $t_{v_\infty/2}$ be-

zeichnet die Zeitspanne, die vergeht, bis die halbe Endgeschwindigkeit erreicht worden ist. Der gewählte Arcus Tangens scheint recht gut den Verlauf der Geschwindigkeitszunahme bei der Bewegung entlang der Feldlinien wiederzugeben, wie Betrachtungen von Modellen mit passender Magnetfeldkonfiguration (z.B. Paatz 1994) zeigen. Abweichungen von der gewählten Funktionsform sind nur in der Nähe des Startpunktes des Windes zu erkennen. Weiterhin wird angenommen, daß die Scheibe am Startpunkt des Windes keplersch rotiert, d.h.,

$$v_{\phi,0} = \sqrt{\frac{GM_{\star}}{r_0}}. \quad (4.1)$$

r_0 ist der Radius des Startpunktes und $v_{\phi,0}$ die entsprechende Rotationsgeschwindigkeit an diesem Punkt. G bezeichnet die Gravitationskonstante und M_{\star} steht für die Sternmasse. Die weitere Entwicklung der Rotationsgeschwindigkeit im Verlauf der Windströmung wird über die Beziehung

$$v_{\phi}(r) = v_{\phi,0} \frac{r_0}{r} \quad (4.2)$$

geregelt. Dies ist die Abhängigkeit, die man bei Beachtung der Drehimpulserhaltung bekommt, da das Produkt aus v_{ϕ} und r in diesem Fall konstant bleiben muß. Wie die Betrachtungen des Sternwind-Modells in Kap. 4.3.1 zeigen werden, ist dieses Verhalten auch bei der Präsenz von stärkeren Magnetfeldern noch recht gut erfüllt, wodurch dieser Ansatz relativ realistisch sein sollte. Die Rotationsgeschwindigkeit fällt damit dann deutlich schneller mit steigendem Radius ab, als es das Gravitationsgesetz liefert. Eine Unsicherheit, die in diesem Ansatz noch steckt, ist die, anzunehmen, daß die Scheibenrotation am Startpunkt nicht durch die Magnetfeldkonfiguration modifiziert wird. Dieses Problem sollten aber hauptsächlich die geschlossenen Feldlinien innerhalb des Korotationsradius, wo v_{ϕ} stark modifiziert ist im Vergleich zur Kepler-Rotation, und weniger die zu untersuchenden, offenen Feldlinien betreffen. Der Korotationsradius gibt an, bei welchem Radius die Drehgeschwindigkeiten von Stern und Scheibe gleich werden (siehe auch Kap. 4.3.1).

Das aus den eben gemachten Voraussetzungen resultierende Modell hat die sieben Parameter M_{\star} , i , r_0 , ϕ_0 , θ , v_{∞} und $t_{v_{\infty}/2}$. Hierbei stellt das noch nicht erwähnte i den Inklinationswinkel der Scheibe dar, wobei im folgenden die Konvention gebraucht werden soll, daß 90° einem Blick entlang der Scheibenebene entsprechen soll. ϕ_0 entspricht dem Startwinkel des Windes auf der Scheibe; dabei liegt der Winkel 0° in Blickrichtung. ϕ_0 kann beliebig gewählt werden, d.h., alle Winkel sind gleich wahrscheinlich. Da Längen in diesem Modell in Sternradien angegeben werden, wird außerdem R_{\star} als weiterer Parameter berücksichtigt. Mit der Vorgabe der benötigten Parameter können nun die Rechnungen zum Scheibenwind-Modell durchgeführt werden.

4.2.2 Parameterwahl und Ergebnisse der Rechnungen

Die Parameter M_{\star} , R_{\star} und i sind für die Modellrechnungen fest vorgegeben worden, da sie am besten bekannt sind und am unproblematischsten in das

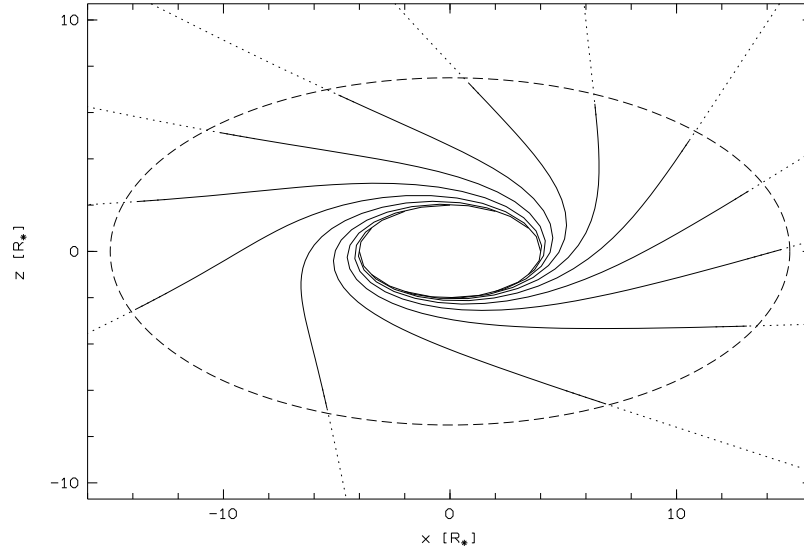


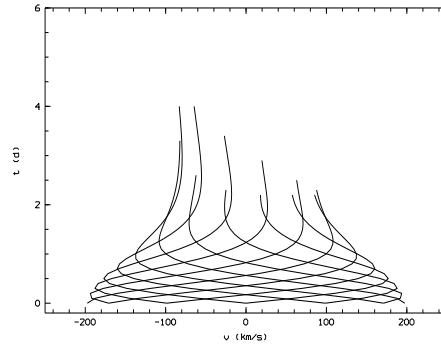
Abbildung 4.6: Veranschaulichung der Beschränkung von Trajektorien auf Bereiche, die vor der auf $15 R_*$ begrenzten Scheibe liegen. Dargestellt sind die Trajektorien für die in Abbildung 4.7 (a) benutzten Parameter. Die um 60° gekippte Scheibe ist durch die gestrichelte Ellipse markiert.

Modell eingehen. Die Werte $2,4 M_\odot$, $2,2 R_\odot$ und 60° entstammen dem Artikel von Mannings & Sargent (1997), wobei die angegebenen 58° für den Inklinationswinkel auf 60° gerundet wurden. Bei den verbleibenden Parametern wurden die Rechnungen für zwei bis drei unterschiedliche Werte durchgeführt (siehe Anhang E). So ist für v_∞ 150, 200 und 250 km/s gewählt worden, da die beobachteten maximalen Radialgeschwindigkeiten einzelner Features auch in diesem Bereich liegen (siehe Kap. 3.4.2). Für θ haben sich die Werte 15° und 30° angeboten. Bei 30° können sich Testteilchen auf Grund einer Inklination der Scheibe von 60° relativ lange, projiziert gesehen, in Sternnähe aufhalten. Dieser Fall ist mit auftretenden Anstellwinkeln der Feldlinien beider Scheibenwind-Modelle verträglich (siehe Abb. 4.3 und 4.4). In Kontrast dazu wurde noch ein θ von 15° als typischer Fall für das Scheibenwind-Modell mit Sternmagnetfeld gewählt. Die ausgesuchten Startradien des Windes liegen bei 4, 7 und $10 R_*$. Diese Radien liegen im für die Windentstehung wichtigen inneren Scheibenbereich. Falls die Scheibe ein inneres Loch besitzen sollte, könnte insbesondere der Wert von $4 R_*$ problematisch werden. Für die Windbeschleunigungszeit $t_{v_\infty/2}$ wurden schließlich die Werte 1 und 3 d gewählt, was in der Größenordnung der Entwicklungszeit der beobachteten Features liegt. Bei dem Startwinkel ϕ_0 sind alle Richtungen in 30° -Schritten abgedeckt worden. Die daraus resultierende große Zahl von 12 verschiedenen Werten ist auf Grund der gleichen Wahrscheinlichkeit für jeden Winkel und der starken Abhängigkeit des Ergebnisses vom gewählten ϕ_0 notwendig.

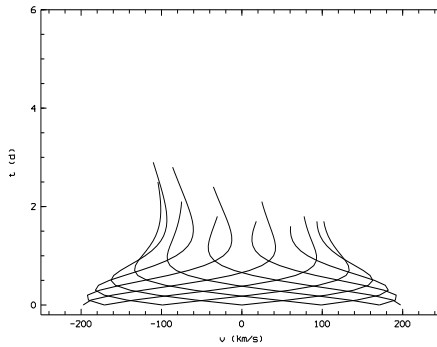
Für die Bewertung der Güte der Modellrechnungen bietet sich an, die Daten in Diagrammen von der Art der dynamischen Spektren darzustellen, d.h., die

in Beobachterraichtung projizierte Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Zeit aufzutragen. Solche Diagramme sind im folgenden und im Anhang E zu sehen. In jeder Darstellung sind die Testteilchenkurven für jeweils alle berechneten Startwinkel aufgetragen. Dies spart Platz und erleichtert die Interpretation der Ergebnisse. Im Gegensatz zu Kap. 4.1, wo die Darstellung der Kurven auf die Zeitintervalle beschränkt ist, bei denen sich das jeweilige Teilchen direkt vor dem Stern befindet, soll in diesem Kapitel eine andere Art der Einschränkung gemacht werden. In Abbildung 4.6 ist die Ortsprojektion in die Sichte ebene des Beobachters für die Testteilchen-Trajektorien eines Parametersatzes dargestellt. Der innere Teil der Trajektorien ist von einer Ellipse umgeben. Hier handelt es sich um den Umriß einer um den Inklinationwinkel von 60° geneigten Scheibe für einen Radius von $15 R_\star$. Hinter dieser Einschränkung steckt die Idee, daß eine genügend heiße Scheibe zum Kontinuum bzw. der Linienemission beiträgt. Damit könnten Absorptionsstrukturen vor diesem Hintergrund entstehen. Dies kann aber nur dann passieren, wenn Absorption und Emission die nötigen optischen Dicken zeigen, zumindestens für die interessierenden Linien, bzw. die Temperatur für Emission ausreichend hoch ist. Es gibt berechnete Annahmen, daß der innere Scheibenbereich diese Kriterien erfüllen kann. So sind nach Hamann & Persson (1992) die infraroten CaII-Linien optisch dick, was auf eine Elektronendichte von etwa 10^{11} cm^{-3} und einer optischen Tiefe von etwa 100 hinweist. Nach Blondel et al. (1993) läßt sich die SEV von HD 163296 im UV am besten durch die Kombination eines Sterns und des inneren Bereichs einer Akkretionsscheibe erklären (siehe Kap. 1.2). Emission kann aber auch unabhängig von den Verhältnissen in der Scheibe in einem entsprechend heißen Wind entstehen. Diese Möglichkeit soll der Einfachheit halber an dieser Stelle allerdings nicht betrachtet werden. Wenn man davon ausgeht, daß die Scheibe emittiert, so kann sie das aus Energiegründen nur im beschränkten Maße. Der Bereich der Emission sollte am naheliegendsten auf den innersten Scheibenbereich beschränkt sein. Wo die Grenze der heißen Zone liegt, ist schwierig zu sagen. Um aber trotzdem einen Eindruck von der Einschränkung der Sichtbarkeit der Trajektorien der Testteilchen zu bekommen, habe ich den Begrenzungsradius willkürlich auf $15 R_\star$ festgesetzt. Dies ist höchstwahrscheinlich ein zu hoher Wert; er hat aber den Vorteil, daß die Kurven in den Zeit-Geschwindigkeits-Diagrammen besser nachvollziehbar sind. Die angegebenen Sichtbarkeitsdauern sind also mit der nötigen Vorsicht zu betrachten. Bei einer Einschränkung des Begrenzungsradius ist, wie Kapitel 4.1 gezeigt hat bzw. in Kapitel 4.3.2 dargelegt werden wird, die Tendenz der Konzentration der Sichtbarkeit auf die blauverschobeneren Kurventeile anzunehmen. Die Möglichkeit eines inneren Lochs in der Scheibe wurde nicht betrachtet, da, wie die Rechnungen zeigen, nur wenige Trajektorien vor dem entsprechenden Bereich und dann auch nur für kurze Zeitspannen projiziert werden. Damit erlangt der Stern selbst auch keine Bedeutung als Projektionshintergrund, was die hier dargestellte Vorgehensweise zusätzlich motiviert.

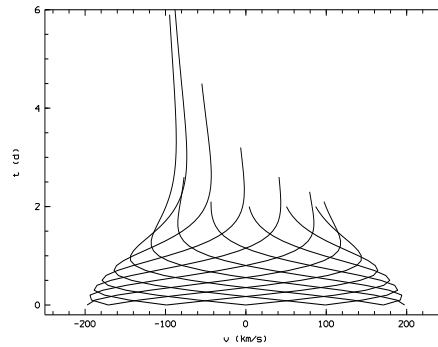
Ich möchte nun die Ergebnisse der Rechnungen für verschiedene Parameterkombinationen miteinander vergleichen. Dazu ist es interessant nur einen Parameter zu variieren und die anderen festzuhalten, um die dadurch bewirkten Veränderungen in der Darstellung beobachten zu können. In Abbildung 4.7



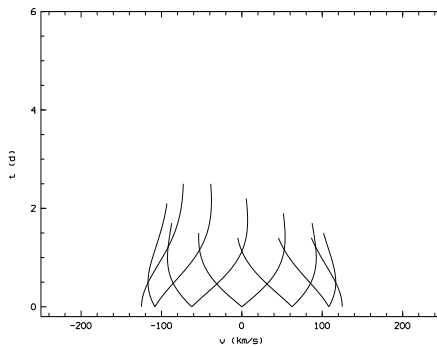
(a) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_\star$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



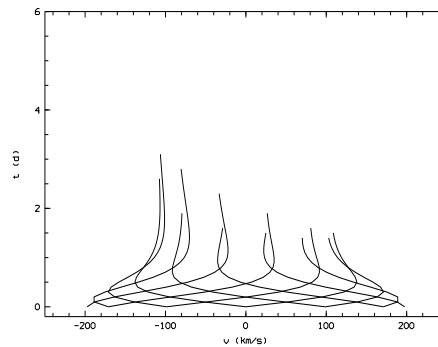
(b) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_\star$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



(c) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 4 R_\star$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



(d) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 10 R_\star$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



(e) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_\star$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$

Abbildung 4.7: Gegenüberstellung der Unterschiede in den Zeit-Geschwindigkeits-Diagrammen durch die Veränderung jeweils eines Parameters. Von Teilbild (a) wird dabei ausgegangen. In (b) ist v_∞ verändert worden, in (c) θ , in (d) r_0 und in (e) $t_{v_\infty/2}$. Zu den Details der Darstellung siehe Text bzw. Anhang E.

ist ein solcher Vergleich dargestellt. Ausgegangen wird von der Parameterkombination $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_\star$ und $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$, die bereits in Abbildung 4.6 verwendet wurde. Das entsprechende Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für eine Schar von Startwinkeln ϕ_0 ist in Teilbild (a) zu sehen. Es sind von negativen zu positiven Geschwindigkeiten und umgekehrt laufende Kurven zu erkennen. Die erreichten Sichtbarkeitsdauern liegen zwischen zwei und vier Tagen. Die höchsten, erreichten Radialgeschwindigkeiten liegen bei zwei Tagen und werden am Anfang der Entwicklung erreicht. Während sich am Anfang die Geschwindigkeiten schnell ändern, sind die Variationen gegen Ende der Sichtbarkeitszeit nur noch sehr gering. Kurven, die erst zu negativen Geschwindigkeiten laufen, sind prinzipiell länger sichtbar als im umgekehrten Fall. Dies hier beschriebene Bild ist von der prinzipiellen Form der Kurven her charakteristisch für die Ergebnisse der Modellrechnungen. Die Unterschiede zeigen sich durch die Variation einzelner Parameter. So wurde in (b) eine größere Endgeschwindigkeit v_∞ von 250 km/s angenommen. Der Unterschied zu (a) besteht dabei hauptsächlich in einer geringeren Sichtbarkeitszeit von maximal drei Tagen und einer deutlicheren Variation der Geschwindigkeit gegen Ende der Sichtbarkeitszeit, die zu einer dem vorherigen Trend gegenläufigen Krümmung der Kurven führt. Wählt man statt 15° ein θ von 30° (siehe Teilbild (c)), so erhält man Unterschiede in der Sichtbarkeitszeit der Testteilchen. Wie bereits erwähnt wurde, ist ein Winkel von 30° besonders kritisch in dieser Hinsicht. Denn zwei Trajektorien, die sich in Richtung des Beobachters bewegen, liefern sehr lange Sichtbarkeitszeiten von sechs oder mehr Tagen, die allerdings in der Realität nicht nachvollziehbar sein sollten, wegen den Auflösungserscheinungen der Windkomponenten. Sieht man sich die Sichtbarkeitszeiten der anderen Komponenten an, so ist hier teilweise sogar eine Abnahme des beobachtbaren Zeitraums zu erkennen. Der gewählte Startwinkel wird also sehr wichtig für die erreichbaren Sichtbarkeitsdauern. Teilbild (d) unterscheidet sich sehr stark von (a), da hier ein größerer Startradius r_0 gewählt wurde, wodurch die anfängliche Rotationsgeschwindigkeit wesentlich niedriger und damit die Ausflußbewegung dominanter wird. Dieser Sachverhalt ist sehr gut an den niedrigeren Radialgeschwindigkeiten und der deutlich geringeren Krümmung der Kurven zu erkennen. Durch den größeren Startradius wird auch die Sichtbarkeitszeit der Testteilchen vermindert. Schließlich wurde noch die Beschleunigungszeit des Windes $t_{v_\infty/2}$ auf einen Tag herabgesetzt (siehe Teilbild (e)). Hier ist der Haupteffekt eine Stauchung der Kurven in Zeitrichtung, so daß eine maximale Sichtbarkeitszeit von drei Tagen erreicht wird.

Betrachtet man nun alle Parametersätze (siehe Anhang E), so werden die größten Ähnlichkeiten zu den Typ A-Features (siehe Kap. 3.4.2) dann erreicht, wenn der Startradius nicht zu groß, die Endgeschwindigkeit des Windes möglichst klein und die Beschleunigungszeit des Windes möglichst groß gewählt wird, d.h., die Rotation deutlich über die Ausflußbewegung dominiert. Dann ist die Geschwindigkeitsentwicklung und die Sichtbarkeitsdauer am passendsten. Mit der in den Diagrammen erkennbaren Sichtbarkeitsdauer sollte man aber, wie bereits erwähnt, vorsichtig umgehen. So werden die wahren Sichtbarkeitsdauern wahrscheinlich deutlich geringer sein als die hier dargestellten. Dies würde aber dazu führen, daß keine der für die Erklärung der Typ A-Features geeigneten

Kurven genügend lang beobachtet werden kann. Hinzu kommt noch, daß die beobachteten Features vorwiegend vom blauverschobenen in den rotverschobenen Geschwindigkeitsbereich laufen. In den Abbildungen sind aber auch Kurven mit dem umgekehrten Verlauf zu erkennen. Diese scheinen aber nicht so lange sichtbar zu sein, womit ins „Blaue“ laufende Features praktisch nicht beobachtbar wären. Sehr wohl könnten tiefe Absorptionsstrukturen im positiven Geschwindigkeitsbereich an einzelnen Tagen gesehen werden, was aber nicht der Fall ist. Dies könnte ein statistischer Effekt sein, da sich möglicherweise die Windkomponenten zufällig in dem Startwinkelbereich gebildet haben, der zu den beobachteten Kurvenformen führt. Feature 6 könnte in diesem Zusammenhang als Beleg für die Möglichkeit anderer Startwinkel gelten. Trotzdem wäre das ganze schon ein großer Zufall, zumal die vom Modell vorausgesagten sehr langlebigen Strukturen bei -100 km/s auch nicht aufgetreten sind. Die Typ B-Features, die über längere Zeit bei Geschwindigkeiten von -200 km/s verharren können, sind mit den Parametern, die einen sehr schwachen Wind verursachen, nicht zu machen auf Grund der hohen negativen Geschwindigkeiten. Mit einem niedrigen r_0 und $t_{v_\infty/2}$, einem hohen v_∞ und einem θ in der Nähe von 30° wäre dies aber zu schaffen. Hier würde eine Einschränkung der Scheibenemission auf kleinere Radien auch wesentlich unproblematischer sein, da sich der Wind genau auf den Beobachter zu bewegen kann. Dies ist ein Ergebnis, wie es auch schon in Kap. 4.1 für einen einfachen Sternwind gewonnen wurde.

Faßt man nun das eben Diskutierte zusammen, so läßt sich sagen, daß die Typ A-Features nur durch das zufällige, häufigere Auftreten gewisser Startwinkel für die räumlich begrenzten Windkomponenten, einer relativ ineffektiven Windbeschleunigung und einer zu größeren Radien ausgedehnten Scheibenemission durch das dargelegte Modell erklärt werden können. Diese Voraussetzungen sind aber nicht besonders wahrscheinlich, wodurch die Erklärung der Typ A-Features in diesem Modell sehr fragwürdig ist. Am ehesten könnten noch kurzlebige, sich schnell entwickelnde Komponenten wie Feature 5 erklärt werden. Unproblematischer, besonders von der Zeitskala her, sind die Typ B-Features, für deren Beschreibung aber auch nicht so anspruchsvolle Voraussetzungen erfüllt werden müssen, wie bereits in Kapitel 4.1 zu sehen gewesen war. Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die Beschreibung beider Sorten von Features mit dem gleichen Parametersatz nicht möglich ist.

4.3 Modell von Camenzind & Breitmoser

Nun soll ein Sternwind unter Berücksichtigung eines stellaren Magnetfelds und einer Scheibe betrachtet werden. Die Untersuchung wurde anhand des von Camenzind & Breitmoser (1999) entwickelten Modells durchgeführt.

4.3.1 Eigenschaften des Modells

In Kapitel 4.2 wurde die Windentwicklung unter Betrachtung einer Magnetfeldtopologie untersucht, bei der die offenen, Wind führenden Feldlinien von der Scheibe ausgehen (siehe Abb. 4.4). Nun soll gerade der andere Fall, bei dem alle Feldlinien direkt mit dem Stern in Verbindung stehen, betrachtet werden.

Das hierzu benutzte Modell stammt von Camenzind & Breitmoser (1999). Da im entsprechenden Artikel das Modell ausführlich beschrieben wird, möchte ich an dieser Stelle nur auf die für die folgenden Rechnungen wichtigen Grundzüge eingehen.

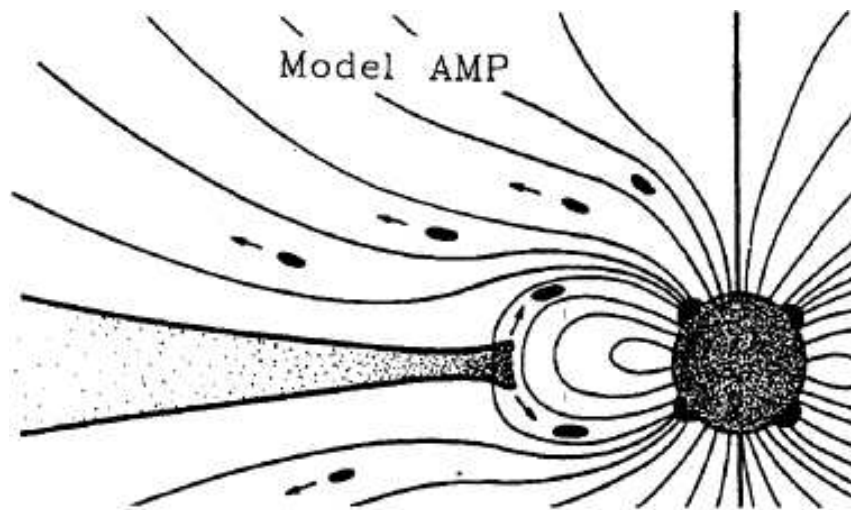
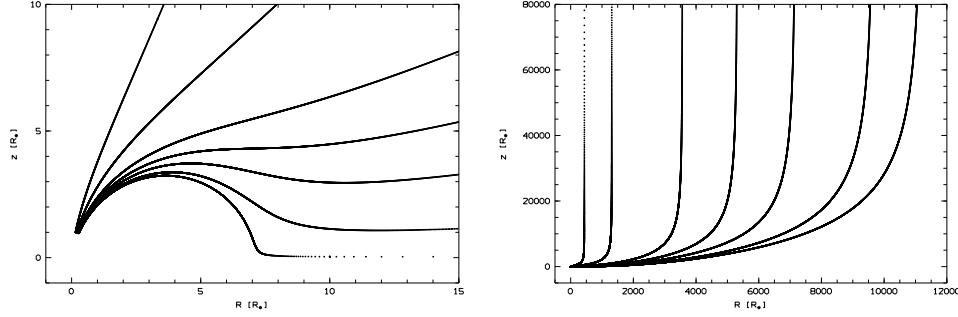


Abbildung 4.8: Skizzierung einer Stern-Scheiben-Magnetosphäre, bei der alle offenen Feldlinien vom Stern ausgehen. Ein etwaiger Wind strömt damit direkt von der Sternoberfläche entlang der offenen Feldlinien ab. Mögliche Akkretion erfolgt dagegen entlang der geschlossenen Feldlinien von der Scheibe aus. (Abb. aus Fendt et al. 1995)

Das Modell von Camenzind & Breitmoser ist zur Beschreibung von stationären Plasmaflüssen in axialsymmetrischen Magnetosphären von Stern-Scheiben-Systemen entwickelt worden. Der Stern besitzt in diesem Modell ein dipolförmiges Magnetfeld und rotiert schnell. Die grundsätzliche Struktur der Magnetosphäre in Sternnähe ist in Abbildung 4.8 skizziert. Wie zu erkennen ist, gibt es offene und geschlossene Feldlinien. Die Geschlossenen verbinden Stern und Scheibe miteinander und können einen Akkretionsfluß von der Scheibe auf den Stern leiten. Die Offenen beginnen im Gegensatz zum Scheibenwind-Modell (siehe Abb. 4.4) ausschließlich am Stern. Sie können einen Sternwind führen. Auf die Beschreibung dieser Plasmaausflüsse konzentriert sich das Modell nun. In Abbildung 4.9 sind berechnete, offene Flußflächen dargestellt. In Teilbild (a) ist die Situation in Sternnähe zu erkennen. Die unterste dargestellte Flußfläche ist zugleich auch die erste offene. Sie zeigt erst eine sehr große Ausbauchung und verläuft dann parallel zur Scheibe. Bei den anderen Flußflächen ist dieses Verhalten nicht so ausgeprägt. Als anderer Grenzfall zeigen die polnahen Feldlinien kaum noch eine Krümmung. In Teilbild (b) ist die Magnetfeldtopologie in einigen tausend Sternradien Entfernung dargestellt. Hier zeigt sich ein für das Modell sehr wichtiger Effekt, nämlich das Umbiegen der Flußflächen in eine senkrecht zur Scheibe ausgerichtete Zylindergeometrie. Dieses Verhalten ist wichtig, um die Kollimation des Windes zu einem bipolaren Jet zu ermöglichen, einer bedeutsamen Beobachtungstatsache bei einer größeren Anzahl junger Sterne (siehe dazu Kap. 1.1.6). Auch bei HD 163296 wird auf Grund der Sichtung zweier Herbig-Haro-artiger Objekte ein bipolarer Jet vermutet (Grady



(a) Flußflächen in Sternnähe

(b) Asymptotische Kollimation

Abbildung 4.9: Flußflächen des Sternwind-Modells. In (a) ist der dipolähnliche Bereich in unmittelbarer Umgebung des Sterns dargestellt. In (b) ist dagegen die Zylindergeometrie des Kollimationsbereiches zu erkennen. Um die Kollimation optimal darstellen zu können, wurde der Maßstab in z -Richtung um den Faktor zehn vergrößert, wodurch der Verlauf der Flußflächen entsprechend verzerrt wird.

et al. 1998). Die hier beschriebene Magnetfeldtopologie ist die Folge der konsequenten Mitbetrachtung der stationären Plasmaströme, die sich verändert auf die Magnetfelder auswirken, d.h., es existiert eine Kopplung von Magnetfeld und Plasmafluß. Für die asymptotische Kollimation des Windes sind zudem noch elektrische Kräfte wichtig. Ihr Auftreten ist mit dem aus der Plasmaphysik bekannten „Pinch“-Effekt verknüpft (zu Details siehe Artikel).

Der Plasmafluß kann durch die zwei Geschwindigkeitskomponenten u_p und u_ϕ beschrieben werden. Dabei ist u_p die poloidale Geschwindigkeit. Sie beschreibt die Ausflußbewegung entlang der Feldlinien. Dagegen zeigt u_ϕ die Rotationsgeschwindigkeit an und steht senkrecht zu u_p . In Abbildung 4.10 sind die Geschwindigkeitskomponenten für einen speziellen, für HD 163296 relevanten Parametersatz angegeben (siehe Kap. 4.3.2). Man erkennt die anfängliche große Beschleunigung des Windes, gekennzeichnet durch den Anstieg von u_p . Die Windbeschleunigung findet weitgehend innerhalb des Alfvén-Punkts, der Stelle auf der jeweiligen Feldlinie, an der der Wind die Alfvén-Geschwindigkeit

$$v_{A,\star} = \sqrt{\frac{B_\star^2}{\mu_0 m_p n_\star}} \quad (4.3)$$

erreicht, statt. μ_0 ist hierbei die Permiabilitätskonstante (SI-System). $v_{A,\star}$ beschreibt die Schnelligkeit der Fortbewegung magnetischer Störungen entlang der Feldlinien. Der Alfvén-Punkt liegt noch innerhalb des Korotationsradius

$$R_{\text{cor}} = \left(\frac{G M_\star}{4\pi^2} P_\star^2 \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (4.4)$$

bei dem die Magnetosphäre mit der stellaren Rotationsperiode P_\star um den Stern läuft. Dies führt zu hohen Rotationsgeschwindigkeiten u_ϕ und das wiederum

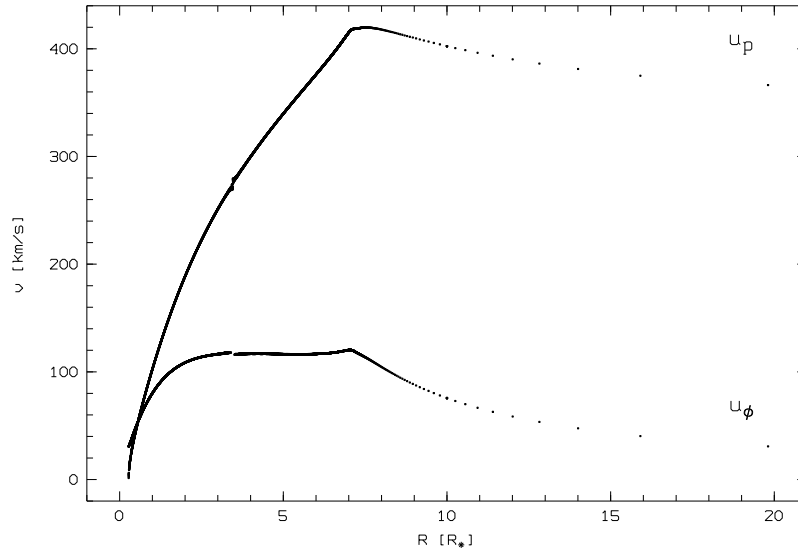


Abbildung 4.10: Auftragung der poloidalen Geschwindigkeit u_p und der Rotationsgeschwindigkeit u_ϕ des Windes gegen den Radius R , gemessen in der Scheibenebene, für den ersten Parametersatz zu HD 163296 (siehe Tabelle F.1).

zu starken Zentrifugalkräften, die schließlich für die Windbeschleunigung verantwortlich sind. Jenseits von R_{cor} entkoppelt u_ϕ von der Sternrotation. Das Abfallen von u_ϕ kommt im wesentlichen durch die Erhaltung des Drehimpulses zustande (vgl. Gleichung 4.2), auch wenn der Wind durch das Magnetfeld geführt wird.

Die Plasmaausflüsse werden in der Näherung eines kalten Windes betrachtet, d.h., der thermische Druck wird vernachlässigt. Wird in dieser Näherung die stellare Gravitation im Modell mitberücksichtigt, so startet der Wind auf Grund einer fehlenden Zusatzheizung bei so kleinen Geschwindigkeiten, daß er dem Gravitationsfeld des Sterns nicht entweichen kann (siehe Artikel). Somit wurden die nachfolgenden Rechnungen ohne Berücksichtigung der Gravitation durchgeführt.

Das Modell hat eine Reihe von Parametern, von denen ich hier die wichtigsten beschreiben möchte. So gehen Stern und Scheibe charakterisierende Parameter wie die Sternmasse M_\star , der Sternradius R_\star , die Rotationsperiode des Sterns P_\star , die Stärke des stellaren Magnetfelds B_\star , die Dichte an der Sternoberfläche n_\star und der innere Scheibenradius a in das Modell ein. Aus diesen Größen lassen sich dann Parameter wie die stellare Alfvén-Geschwindigkeit $v_{A,\star}$ und der Radius des Lichtzylinders

$$R_L = \frac{c P_\star}{2\pi} \quad (4.5)$$

bestimmen. Hierbei bedeutet m_p die Protonenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit. R_L ist der Radius, bei dem die Feldlinien mit Lichtgeschwindigkeit rotieren. Der Kollimationsradius für den Plasmafluß liegt in der gleichen Größenordnung

wie R_L . Aus diesen Größen läßt sich nun ein für die Modellrechnungen wichtiger Parameter konstruieren, der für die Windbeschleunigung von entscheidender Bedeutung ist. Es ist der dimensionslose Magnetisierungsparameter

$$\sigma = \frac{v_{A,*}^2}{c u_{p,*}} \frac{R_*^2}{R_L^2}. \quad (4.6)$$

Die angegebenen Größen beziehen sich auf die Sternoberfläche. Im allgemeinen ist σ abhängig von der gewählten Flußfläche, die durch die Werte der Flußfunktion Ψ charakterisiert werden. Im Modell wurde σ allerdings als konstant angenommen. In Gleichung 4.6 steht die noch unerwähnte Größe $u_{p,*}$, die für die Poloidalgeschwindigkeit des Windes an der Sternoberfläche steht. Für sie wurde ein Wert eingesetzt, der im Bereich der lokalen Schallgeschwindigkeit liegt, nämlich 10 km/s. Als letzten Parameter möchte ich nun noch die in das Modell eingehende Integrationskonstante C eingehen. Ihr Wert wurde im Gegensatz zu dem sonst ähnlichen Modell von Kundt & Robnik (1980) nicht auf null gesetzt. Dadurch wird es überhaupt erst möglich offene Feldlinien und damit Windlösungen zu betrachten. Im ursprünglichen Fall $C = 0$ geht der gesamte Fluß durch das Loch zwischen Stern und Scheibe.

Das hier vorgestellte Modell ist für stationäre Plasmaflüsse entwickelt worden. Die in den dynamischen Spektren auftretenden Strukturen sprechen aber, zumindestens teilweise, für einen klumpigen, nicht immer stattfindenden Ausfluß. Damit muß unter der Vorgabe der Magnetfeldtopologie und der Geschwindigkeitsvektoren ein nun zeitabhängiger Prozeß der Bewegung einzelner „Klumpen“ betrachtet werden. Der Nachteil hierbei ist, daß durch die veränderten Plasmaströme auch die Magnetfeldtopologie gegenüber dem stationären Fall verändert wird. Da die Auswirkungen dieses Sachverhalts nicht genauer bekannt sind, muß davon ausgegangen werden, daß die Abweichungen sich in Grenzen halten und damit nur eine geringe Beeinflussung der Ergebnisse besteht. Die Betrachtung des Ausflusses soll wie in den vorherigen Modellrechnungen mit Hilfe der Verfolgung einzelner Testteilchen geschehen. Die Zeitentwicklung kommt in das Modell durch die Integration des Kehrwerts von u_p auf der Flußfläche nach außen, d.h.,

$$t = \int_{l_0}^{l_1} \frac{dl}{u_p}, \quad dl = \sqrt{dR^2 + dz^2}. \quad (4.7)$$

Ähnlich wird auch der sich durch die Rotation verändernde Winkel ϕ bestimmt:

$$\phi = \int_0^t \frac{u_\phi}{R} dt, \quad dt = \frac{dl}{u_p}. \quad (4.8)$$

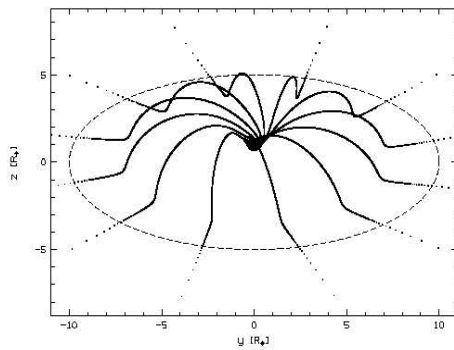
Damit können nun die Trajektorien der Testteilchen bestimmt werden. Die für die Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme (siehe Kap. 4.2.2) benötigten Radialgeschwindigkeiten werden durch entsprechende Projektion der Geschwindigkeitsvektoren bezüglich der Sichte ebene bestimmt. Dafür werden noch die Inklination der Scheibe i und der Startwinkel ϕ_0 benötigt.

4.3.2 Parameterwahl und Ergebnisse der Rechnungen

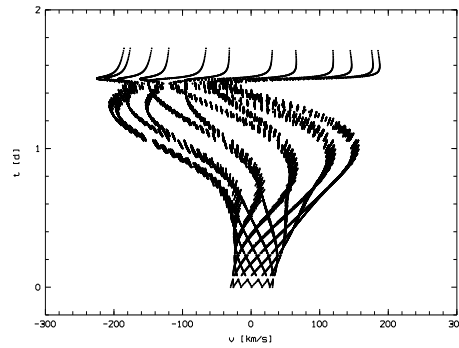
Die Rechnungen zum Sternwind-Modell wurden mit verschiedenen Parametersätzen durchgeführt. Eine Reihe von Parametern wurde konstant gelassen, variiert wurden dagegen σ , P_\star , Ψ , i und ϕ_0 . Durch die Benutzung von σ sind einige der fundamentalen Parameter wie B_\star oder n_\star auch von den Variationen betroffen (siehe Gl. 4.3 und 4.6). Abgeschätzte Ausgangswerte für die ungefähre Bestimmung von σ sind für B_\star und n_\star $0,1 \text{ T}$ und 10^{13} cm^{-3} . Als konstant vorausgesetzt wurden Parameter wie M_\star ($2,4 M_\odot$), R_\star ($2,2 R_\odot$) und der innere Scheibenradius a ($2,0 R_\star$). M_\star und R_\star sind dabei, wie bereits in Kapitel 4.2.2, der Arbeit von Mannings & Sargent (1997) entnommen worden. Weiterhin ist die Integrationskonstante auf den Wert $0,15$ festgesetzt worden. Damit sind die Formen der einzelnen Ψ auch festgelegt. Der ersten offenen Flußfläche (siehe Abb. 4.9) wird zur Normierung der Flußfunktion der Wert $\Psi = 1$ zugeordnet. Alle Modelle wurden für die beiden Inklinationen 45° und 60° und 12 verschiedenen Startwinkeln ϕ_0 berechnet. In Tabelle F.1 sind die für die Modellrechnungen benutzten Kombinationen der Parameter σ , P_\star und Ψ eingetragen. Die stellare Rotationsperiode ist dabei bis auf zwei Ausnahmen auf den Wert 1 d festgelegt worden, einem Wert, der durch die $v \sin i$ -Bestimmung von Finkenzeller (1985) nahegelegt wird (siehe Tab. 2.1). Für σ wurden die Werte 10^{-8} , 10^{-9} und 10^{-10} eingesetzt. Bei Ψ wurde hauptsächlich der Wert der ersten offenen Flußfläche benutzt (siehe Abb. 4.9). Für $\sigma = 10^{-9}$ wurden sowohl scheinbar wie auch polnahe Flußflächen betrachtet.

Bevor als nächstes die Ergebnisse der Rechnungen besprochen werden sollen, möchte ich noch kurz auf die Art der Präsentation eingehen, wie sie im Anhang F benutzt wurde. So wurden zu jedem Parametersatz zwei Diagramme erstellt und zwar eine auf die Sichte ebene projizierte Darstellung der Trajektorien der Testteilchen für die verschiedenen ϕ_0 (siehe Abb. 4.11 (a)) und ein entsprechendes Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm dazu (siehe Abb. 4.11 (b)). Die Sichtbarkeit der Trajektorien wurde auf die gleiche Weise eingeschränkt wie in Kapitel 4.2.2, d.h., auch hier wurden nur Bahnabschnitte betrachtet, die direkt vor der um den Inklinationenwinkel geneigten, auf einen bestimmten Radius begrenzten Scheibe liegen. Als äußerster Radius wurde hier im Gegensatz zu Kapitel 4.2.2 $10 R_\star$ gewählt. Die Ausdehnung dieser Scheibe ist jeweils in den Trajektorien-Darstellungen für die einzelnen Parametersätze sowie in Abbildung 4.11 (a) eingezeichnet worden. Ich möchte noch einmal darauf hinweisen, daß dieses Verfahren wegen der praktisch ausschließlichen Präsenz von Absorptionskomponenten in den dynamischen Spektren durchgeführt wurde (siehe Kap. 3.4.1), wodurch es immer eines „Emissionshintergrunds“ bedarf (siehe Kap. 4.2.2). Die angenommenen $10 R_\star$ für die Ausdehnung des Emissionsgebietes sind aber wohl aus Energiegründen zu hoch gegriffen. Auf der anderen Seite können aber so die Radialgeschwindigkeitsänderungen viel besser nachvollzogen werden. Um nun aber trotzdem den Effekt bei einer Verringerung des Grenzzadius zu kennen, ist in Abbildung 4.11 (c) das Ergebnis für $4 R_\star$ dargestellt. Man erkennt, daß im Vergleich zu Teilbild (b) nur die Kurventeile mit den blauverschobendsten Geschwindigkeiten weiterhin zu erkennen sind. Denn durch die starke Einschränkung des Sichtbereiches können nur die auf

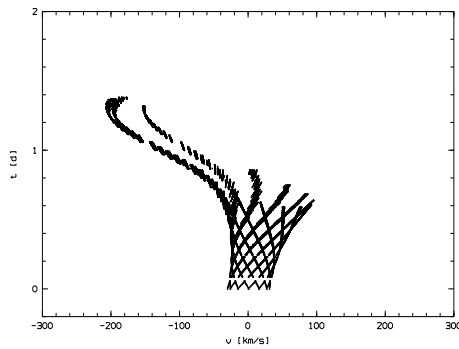
den Beobachter zukommenden Teilchen länger beobachtet werden. Dies ist ein Ergebnis, das bereits in Kapitel 4.1 gewonnen wurde. Der Effekt wird noch verstärkt, wenn als Emissionshintergrund allein der Stern berücksichtigt wird (Teilbild (d)). Weiterhin kann als Emissionshintergrund ein heißer Wind dienen. Dies würde zu einem gegenüber (d) etwas erweiterten Sichtbarkeitsgebiet führen, wobei allerdings durch die anfängliche Temperatur die Windkomponenten erst ab einer bestimmten Zeit in Absorption zu sehen wären.



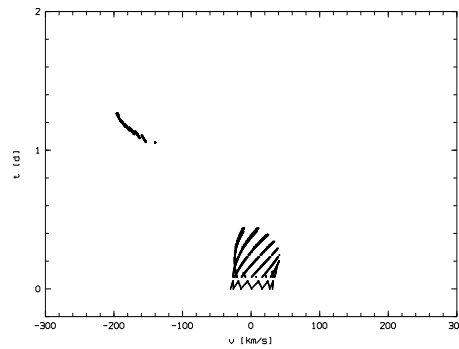
(a) Trajektorien der Testteilchen und $10 R_*$ -Scheibe



(b) t - v -Diagramm für Projektion vor $10 R_*$ -Scheibe



(c) t - v -Diagramm für Projektion vor $4 R_*$ -Scheibe



(d) t - v -Diagramm für Projektion vor den Stern

Abbildung 4.11: Darstellung der im Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm erkennbaren Kurvenstücke für verschiedene Einschränkungen der Sichtbarkeit der Trajektorien. Das hier benutzte Modell hat die Parameter $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$. In Teilbild (a) sind die Trajektorien der Testteilchen für verschiedene Startwinkel ϕ_0 dargestellt. In (b) ist das dazugehörige Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für die Trajektorienstücke, die sich vor einer auf $10 R_*$ beschränkten Scheibe befinden (siehe (a)), aufgezeichnet. In (c) wurde abweichend zu (b) der Scheibenradius $4 R_*$ gewählt. In (d) ist das Ergebnis für die Projektion vor die Sternscheibe zu sehen.

Nun möchte ich zur eigentlichen Besprechung der Ergebnisse der Modellrechnungen kommen. In Abbildung 4.11 (b) kann man das Zeit-Geschwindigkeits-

Diagramm für den Fall $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$ erkennen. Die Schar von Kurven für verschiedene Startwinkel ϕ_0 zeigt ein charakteristisches Bild, das auch für die anderen Parameterkombinationen im wesentlichen gleich bleibt. So starten die Kurven bei sehr geringen Geschwindigkeiten, die nur vom Startpunkt auf der Sternoberfläche und der stellaren Rotationsgeschwindigkeit abhängen. Anfänglich kommt es nun zu sowohl zu Blau- wie auch zu Rotverschiebungen, die hauptsächlich durch die Projektion von u_ϕ gegeben sind. Es ist allerdings auch festzustellen, daß die dann erreichten Geschwindigkeiten im „Roten“ auffallend höher sind als im „Blauen“. Dies ist bereits der erste Effekt, der durch die Krümmung der Flußflächen verursacht wird. Die Rotationsgeschwindigkeit u_ϕ verliert nun nämlich durch die beständige Zunahme der Poloidalgeschwindigkeit u_p immer mehr an Einfluß, wodurch die über u_p wirkende Flußflächenkrümmung zum dominierenden Aspekt der Entwicklung von $v(t)$ wird. Dies ist besonders gut bei der nachfolgenden Blau- und der darauf folgenden Rotverschiebung der Kurven aller Startwinkel zu erkennen. Daß die Entwicklung erst zu negativeren und dann zu positiveren Geschwindigkeiten geht, läßt sich gut anhand der Trajektoriendarstellung in Teilbild (a) nachvollziehen. Der schnellere Ablauf der Geschwindigkeitsumkehrungen zu späteren Zeiten ist dagegen eine Folge der Zunahme von u_p , wodurch die einzelnen Bahnabschnitte immer schneller durchlaufen werden. Der letzte Teil des Zeit-Geschwindigkeits-Diagramms zeigt schließlich einen Zustand, bei dem die Kurven symmetrisch um den Nullpunkt liegen und kaum noch Geschwindigkeitsänderungen zeigen. Dies kommt daher, daß sowohl die Rotation als auch die Flußflächenkrümmung in diesem Abschnitt vernachlässigt werden kann, wodurch die Radialgeschwindigkeit nur noch vom erreichten Abströmwinkel ϕ abhängt.

Die eben gerade beschriebene Struktur ist für jeden Parametersatz mehr oder weniger erfüllt. Betrachtet man nun die im Anhang F dargestellten Diagramme, so fallen eine Reihe von Unterschieden auf. So zeigt sich beim Vergleich der Rechnungen mit den Inklinationswinkeln 45° und 60° , daß für den von u_p dominierten Bereich bei $i = 45^\circ$ die Kurven für verschiedene ϕ_0 deutlich enger zusammenliegen. Dies kommt daher, daß bei einer zunehmend polnahen Beobachtungsrichtung sich die Trajektorien immer ähnlicher und im Extremfall die Radialgeschwindigkeiten vom Winkel ϕ völlig unabhängig werden. Der Vergleich von Rechnungen für polnahe (z.B. $\Psi = 0,703$, Abb. F.4(d)) und scheinennahe Flußflächen (z.B. $\Psi = 1$, Abb. F.2(d)) zeigt, daß bei den polnahen die Geschwindigkeitsänderungen durch die geringe Krümmung der Flußflächen hauptsächlich durch die Rotation bedingt sind, wodurch die Variationen insgesamt weniger auffällig sind. Durch die Wahl der Inklinationswinkel sind die erreichten Geschwindigkeiten auf Grund der Projektion allgemein kleiner. Weiterhin gibt es durch den großen Abstand der Trajektorien zur Scheibe deutliche Unterschiede in der Sichtbarkeitsdauer für verschiedene Startwinkel, wobei die blauverschobenen Kurven wieder einmal am längsten sichtbar sind. Schließlich ist die Zeitskala der Geschwindigkeitsentwicklung bei den polnahen Flußflächen deutlich gestreckter als bei den scheinennahen. Dies ist eine Folge der geringeren Zentrifugalbeschleunigung, die ja für die Zunahme von u_p verantwortlich ist. Variationen des Magnetisierungsparameters σ zeigen, daß geringere Werte zu einer deutlich ineffektiveren Windbeschleunigung führen, wodurch die Ent-

wicklungszeitskala stark gestreckt und die erreichten Geschwindigkeiten kleiner werden. So ist bei einem Übergang von $\sigma = 10^{-8}$ (Abb. F.1 (b)) zu $\sigma = 10^{-10}$ (Abb. F.6 (d)) eine Verdopplung der Sichtbarkeitszeit und eine Vervierfachung der maximalen Radialgeschwindigkeit zu erkennen. Eine Vergrößerung der Rotationsperiode des Sterns von einem auf drei Tage hat, so zeigt der Vergleich von Abbildung F.2 (d) und F.5 (f), den Effekt, daß die Beschleunigungszeitskala besonders im ersten, rotationsdominierten Abschnitt stark gestreckt wird. Eine Verkürzung der Periode hat dementsprechend den umgekehrten Effekt, wie es der Vergleich von Abbildung F.6 (d) und F.5 (f) veranschaulicht.

Versucht man nun die Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme für die unterschiedlichen Parameterkombinationen mit dem residualen dynamischen Spektrum von $H\delta$ (siehe Abb. 3.18) zu vergleichen, so fällt auf, daß insbesondere die Typ A-Features (siehe Kap. 3.4.2) nur unzureichend durch das Modell erklärt werden können. So ist die Zeitskala fast immer zu kurz und der abgedeckte Geschwindigkeitsbereich ist auch häufig zu groß oder zu klein. Jedenfalls wurde keine Parameterkombination gefunden, die beide Kriterien befriedigt (siehe Anhang F). Ein noch schwerwiegenderes Problem ist aber die Geschwindigkeitsentwicklung. So konnte nicht das für die Typ A-Features charakteristische Durchlaufen von negativen zu positiven Geschwindigkeiten beobachtet werden; stattdessen erhält man ein komplexes Bild, bei dem für scheinennahe Flußflächen eine Blauverschiebung am dominierendsten ist. Auch die Vorstellung, daß durch die große Zeitspanne von fast einem Tag zwischen einzelnen Aufnahmen (siehe Kap. 2.2) einem ein anderer Kurvenverlauf suggeriert wird, als es wirklich der Fall ist, kann nicht besonders überzeugen. Deshalb muß man davon ausgehen, daß die Typ A-Features nicht durch das hier beschriebene Sternwind-Modell von Camenzind & Breitmoser erklärt werden können. Dies mag wohl hauptsächlich daran liegen, daß die Radialgeschwindigkeitsänderungen hauptsächlich durch die Krümmung der Flußflächen erzeugt werden, da u_p bis auf einen ersten kurzen Zeitraum immer über u_ϕ dominiert (siehe Abb. 4.10). Die Beschreibung von Typ B-Features durch das Modell bereitet dagegen keine größeren Probleme; sogar Feature 6 (siehe Kap. 3.4.2) könnte hiermit erklärt werden. Denn die Geschwindigkeitsentwicklung dieses Features ähnelt sehr dem hier besprochenen, d.h., Start bei kleinen Geschwindigkeiten, dann Übergang zu negativeren Geschwindigkeiten und schließlich sogar noch eine leichte Rotverschiebung vor dem Verschwinden der Komponente. Sollte diese Interpretation zutreffen, so müßten zur Beschreibung am besten kleine σ -Werte und scheinennahe Flußflächen herangezogen werden. Was auch sehr wichtig in diesem Zusammenhang ist, daß eine Beschränkung auf einen kleineren, realistischeren Scheibenemissionsradius, wie Abbildung 4.11 zeigt, keine größeren Probleme macht. Diese Situation könnte sogar den Vorteil haben, daß die Winkelausdehnung der Windkomponente dann keine größere Rolle spielt, da sowieso nur die Kurven zu sehen wären, die Feature 6 am besten beschreiben. Problematisch könnte allerdings der Fall sein, bei dem nur der Stern emittiert, dann könnten, bedingt durch die Krümmung der Flußflächen, nur wohl zu kleine Bahnausschnitte beobachtet werden. Die Betrachtung der Typ B-Features ist in dieser Hinsicht weniger kritisch, da hier keine größeren Radialgeschwindigkeitsänderungen erklärt werden müssen und die Features durchaus aus verschiedenen Komponenten zusammengesetzt sein

können (siehe Kap. 3.4.2), wodurch das Problem der zu erreichenden Sichtbarkeitsdauer wegfallen würde. Es ist dann sogar von Vorteil, wenn die Emission auf ein kleines Gebiet wie dem Stern selbst eingeschränkt ist. Im Gegensatz zu Feature 6 müssen bei den Typ B-Features eher höhere σ -Werte durch die großen negativen Radialgeschwindigkeiten angenommen werden, was bedeuten könnte, daß sich beide Möglichkeiten gegenseitig ausschließen.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß die Typ A-Features im vorgestellten Sternwind-Modell von Camenzind & Breitmoser wohl gar nicht, Feature 6 vielleicht und die Typ B-Features ohne größeren Schwierigkeiten für bestimmte Parameterkombinationen beschrieben werden können.

Kapitel 5

Diskussion

In dieser Arbeit wurden die spektroskopischen Variationen des Herbig Ae/Be-Sterns HD 163296 untersucht. Hierfür stand eine Zeitserie von 118 Spektren, die einen Zeitabschnitt von etwa 51 Tagen Länge abdecken, zur Verfügung (siehe Kap. 2). Die Aufnahmen wurden mit dem mobilen Echelle-Spektrographen HEROS der Landessternwarte Heidelberg auf La Silla mit dem 50 cm- und dem 1,52 m-Teleskop der ESO im März und April 1997 gewonnen. Der Umstand, daß für die Untersuchung von HD 163296 eine große Zahl hochauflösender, einen großen Spektralbereich abdeckender Spektren bereit stand, hat der Suche nach einer Erklärung des HAEBE-Phänomens einen neuen Weg geöffnet und zwar durch die Betrachtung der Variationen in einer großen Zahl von Spektrallinien über einen langen Zeitraum hinweg.

Die Diskussion des momentanen Status Quo in der Erforschung der HAEBE-Sterne in Kapitel 1.1 hat gezeigt, daß es über die grundlegende Struktur der zirkumstellaren Umgebung dieser jungen Sterne noch eine große Uneinigkeit gibt. HD 163296 ist in dieser Hinsicht ein Musterbeispiel. Die Ergebnisse der vielfältigen Untersuchungen dieses Sterns zeichnen ein komplexes und teilweise widersprüchliches Bild (siehe Kap. 1.2). Bemerkenswert sind allerdings bei diesem Stern, im Vergleich zu anderen HAEBE-Sternen, die starken Hinweise auf eine zirkumstellare Akkretionsscheibe (z.B. Blondel et al. 1993, Mannings & Sargent 1997, Grady et al. 1998), einem Sachverhalt, der bei der Interpretation von Beobachtungsergebnissen entsprechend zu berücksichtigen ist. Die für einen HAEBE-Stern relativ große Helligkeit von HD 163296 (ca. $6^m,9$) hat diesen Einzelstern, der nicht mit einem Sternentstehungsgebiet in Kontakt steht, der Beobachtung mit HEROS zugänglich gemacht.

Um der wahren Natur von HD 163296 auf dem Grund zu gehen, wurden die gewonnenen HEROS-Spektren einer aufwendigen Datenanalyse unterzogen (siehe Kap. 3). So wurde eine größere Anzahl von Spektrallinien bezüglich der Linienform, der Art der Variabilität und möglicher Periodizitäten untersucht. Die Betrachtungen haben gezeigt, daß bei einer größeren Anzahl von Linien Emission ein wichtiger Bestandteil ist. Es konnte bei den He I-Linien sogar eine stark blauverschobene Emission beobachtet werden (siehe Kap. 3.1). Der Vergleich der sogenannten dynamischen Spektren (siehe Kap. 3.2) hat gezeigt, daß die Linien bezüglich ihrer Variabilität in vier Gruppen eingeteilt werden

können, wobei es zwei Grundtypen gibt, die sich durch entweder zirkumstellar (z.B. H δ , Gruppe I) bzw. photosphärisch dominierter Linienentstehung (z.B. Mg II λ 4481, Gruppe III) unterscheiden. Daneben wurde noch ein Übergangstyp (Gruppe II) eingeführt, der hauptsächlich durch Fe II-Linien repräsentiert wird. H α bildet eine Gruppe für sich (Gruppe 0), da schon allein die Linienform durch die Überlagerung einer zentralen Emission, einer stark variablen blauverschobenen Absorption und weiterer, schwächerer Komponenten ein sehr komplexes Verhalten zeigt. Die Periodenanalyse (siehe Kap. 3.3) einer Reihe von Linien hat ergeben, daß HD 163296 keine stabile Periode zeigt. Diese Interpretation wurde durch die Untersuchung der frei verfügbaren IUE-Spektren untermauert (siehe Kap. 3.3.3). Damit konnte die von Catala et al. (1989) behauptete Periode von 35 ± 5 h in Ca II K, die der Rotation des Sterns zugeschrieben wurde, widerlegt werden. Sehr intensiv wurden die spektralen Strukturen im residualen dynamischen Spektrum von H δ untersucht, da diese Linie einen guten Einblick in die zirkumstellaren Prozesse verspricht (siehe Kap. 3.4). Es hat sich gezeigt, daß die gefundenen, schnell variablen Strukturen praktisch nur in Absorption zu sehen sind und als weitere Linienkomponente neben der photosphärischen Absorption eine zentrale, weniger variable Emission zu berücksichtigen ist (siehe Kap. 3.4.1). Bei den Absorptionsstrukturen konnten teilweise über mehrere Tage existierende Gebilde gefunden werden, die in dieser Arbeit als „Features“ bezeichnet wurden (siehe Kap. 3.4.2). Unter der Vielfalt der Formen konnten zwei charakteristische Typen von Features identifiziert werden. Dabei handelt es sich einerseits um den Typ A, der dadurch auffällt, daß eine Entwicklung der Geschwindigkeit von negativen zu positiven Werten sowie eine Zunahme der Breite gegenüber der Tiefe der Strukturen in einem Zeitraum von einigen Tagen stattfindet (siehe Kap. 3.4.3). Die Typ B-Features zeichnen sich dagegen dadurch aus, daß sie im Radialgeschwindigkeitsbereich um -200 km/s verharren und maximal eine geringe Zunahme der Geschwindigkeit zu beobachten ist. Da es keine klaren Korrelationen in den charakterisierenden Parametern gibt, könnten die Typ B-Features auch aus einzelnen, voneinander unabhängigen Komponenten bestehen bzw. durch die zeitliche Nähe einiger Features als Gesamtgebilde angesehen werden. Dadurch, daß sich ähnelnde Features in bestimmten Zeitabschnitten gehäuft auftreten bzw. daß sich die Struktur der dynamischen Spektren über den betrachteten Zeitraum grundlegend ändert, kann man von einer Veränderung der physikalischen Bedingungen während des Beobachtungszeitraums ausgehen. Als letztes wurden noch Korrelationen der Geschehnisse in H δ mit den Variationen in anderen Linien gesucht (siehe Kap. 3.4.4). Dabei konnte allerdings keine Beziehung, der für die Gruppe III typischen, zentralen, schnell variablen Strukturen, die wahrscheinlich eine Folge der Prozesse direkt über der Photosphäre sind, zu den in H δ auftretenden Features gefunden werden. Dies kann auch an der mangelnden Zeitauflösung von einem Tag für die Gruppe III-Strukturen liegen.

Auf Grund der Form der Typ A-Features, die mehr oder weniger gut durch einen blauverschobenen Sinus angepaßt werden kann (siehe Kap. 3.4.3), war es naheliegend die Bewegung der Objekte, die die Typ A-Features erzeugen, durch eine Überlagerung einer Ausflußbewegung und einer, projiziert gesehen, sinusförmigen Bewegung wie z.B. einer Rotation zusammensetzen. Darauf-

hin wurde unter Mitberücksichtigung von Magnetfeldern ein Scheibenwind betrachtet, der die entsprechenden Voraussetzungen erfüllt (siehe Kap. 4.2). Für bestimmte Startwinkel konnten auch unter der Voraussetzung kleiner Starttrajektorien und niedriger Windbeschleunigungen passende Geschwindigkeitsentwicklungen gefunden werden. Es gibt allerdings für die erlaubten Lösungen eine weitere starke Einschränkung durch den Sachverhalt, daß die gefundenen Features wohl ausschließlich in Absorption zu sehen sind. Dieser Umstand hat bereits im zuvor betrachteten einfachen Sternwind-Modell (siehe Kap. 4.1), bei dem die Sichtbarkeit der Komponenten direkt auf Projektionen vor die Sternscheibe eingeschränkt wurde, dazu geführt, daß von den am längsten sichtbaren Kurven die mit den negativsten Geschwindigkeiten am meisten bevorzugt wurden. Damit ist natürlich die Betrachtung von Strukturen, die von negativen zu positiven Radialgeschwindigkeiten wandern, nicht möglich. Für die Betrachtung des Scheibenwind-Modells wurde vorausgesetzt, daß der für die Absorptionsstrukturen nötige Emissionshintergrund von der Scheibe selbst geliefert wird. Dies ist für den innersten Scheibenbereich auch nicht unwahrscheinlich, da dort die Scheibe die nötige Dichte, Dicke und Temperatur haben könnte (siehe Kap. 4.2.2). Allerdings scheinen Grenzzonen ausreichender Emission von $10 R_*$ und mehr aus Energiegründen deutlich zu groß zu sein, wodurch die Sichtbarkeit einzelner Scheibenwind-Komponenten dermaßen eingeschränkt werden könnte, daß die nötigen Beobachtungsdauern nicht erreicht würden. Damit wird die Betrachtung von Typ A-Features im Scheibenwind-Modell äußerst fragwürdig. Außer einem Scheibenwind wurde auch ein Sternwind in einem Stern-Scheibe-System unter Berücksichtigung eines stellaren, dipolförmigen Magnetfelds durchgeführt. Hier konnte auf das Modell von Camenzind & Breitmoser (1999) zurückgegriffen werden (siehe Kap. 4.3). Die Rechnungen haben gezeigt, daß die resultierenden Kurven in den Zeit-Geschwindigkeits-Diagrammen nicht den Verlauf der Typ A-Features zeigen. Das liegt an der Krümmung der Flußflächen und der Dominanz des Ausflusses gegenüber der Rotation. Damit ist bereits ohne die Einschränkung des Emissionshintergrunds eine Betrachtung von Typ A-Features in diesem Modell nicht möglich. Der Vergleich der Modellrechnungsergebnisse im Hinblick auf die Erklärung der Typ B-Features liefert da ein ganz anderes Bild. Hier ist ein eng begrenzter Emissionshintergrund sogar wünschenswert, da dadurch blauverschobene Komponenten bevorzugt gesehen würden, ohne daß ein statistischer Zufall erforderlich wäre. Außerdem sind die Typ B-Features möglicherweise aus mehreren Komponenten unterschiedlicher Intensität aufgebaut, wodurch das Problem, die notwendige Sichtbarkeitsdauer zu erreichen, entfallen würde. Abschließend läßt sich damit zu den Modellrechnungen sagen, daß die betrachteten Windmodelle die Typ B-Features gut, aber die Typ A-Features kaum reproduzieren können.

In der Literatur gibt es eine Reihe von weiteren Theorien zur Erklärung der Variabilität von HAEBE-Sternen bzw. HD 163296 (siehe Kap. 1). Ein Ergebnis der Untersuchung von HD 163296 ist das Fehlen von stabilen Perioden. Dies läßt sich auch an dem episodischen Auftauchen von Features erkennen, die zudem noch mit größer werdender Sichtbarkeitsdauer eine Zunahme der Geschwindigkeitsdispersion, also wahrscheinlich Auflösungserscheinungen, zeigen. Diese Befunde lassen kaum noch Spielraum für Modelle, die auf periodische Prozes-

se angewiesen sind. Hierbei handelt es sich z.B. um das Modell von Catala et al. (1989), das von rotierenden, sich abwechselnden, langsamen und schnellen Windströmungen ausgeht, oder um nichtradiale Pulsationen, wie von Baade & Stahl (1989b) vorgeschlagen. Sitko et al. (1999) haben bei HD 163296 Hinweise auf eine aktive Planetenentstehung gefunden, wodurch die Möglichkeit gegeben wäre, verdampfende Planetesimale als Erklärung für die Variabilität heranzuziehen (Grady et al. 1996). Dieses Modell kann aber die große Zahl blauverschobener Strukturen nicht erklären, vielmehr sollten hauptsächlich rotverschobene Komponenten zu sehen sein. Auch wenn man nur die Typ A-Features betrachtet, ist ihr grundsätzlicher Start bei negativen Geschwindigkeiten in diesem Modell nicht zu erklären. Damit ist zwar das Vorkommen verdampfender Planetesimale als seltenes Ereignis nicht auszuschließen, aber die Hauptvariabilität muß eine andere Erklärung haben. Pogodin (1994) nimmt vom Stern weglaufende Inhomogenitäten an, die durch die Wechselwirkung eines äquatorial konzentrierten Winds mit einer nicht stabilen zirkumstellaren Hülle erzeugt werden. Dieses Modell ist für spektrale Strukturen erdacht worden, die sich in einer Zeitspanne von Stunden entwickeln, weshalb die viel länger existierenden Typ A-Features hiermit nicht erklärt werden können. Außerdem gibt es hier die gleichen Probleme mit dem Emissionshintergrund wie im Kapitel 4 diskutiert wurde. Beskrovnaya et al. (1998) gehen davon aus, daß Inhomogenitäten durch die Wechselwirkung eines Windes mit einer entfernten kühlen Gashülle entstehen könnten. Weiterhin wird angenommen, daß der Wind durch die Gravitationswirkung abgebremst wird und daß ein Teil der Materie vom Wechselwirkungsbereich wieder zurück Richtung Stern fallen könnte. Es ist schwierig zu sagen inwieweit das Zusammenspiel dieser Effekte Features vom Typ A simulieren könnte. Es stellt sich auch die Frage, ob die in H δ beobachtete komplexe Form der Variabilität durch so ein Modell befriedigend erklärt werden kann. Sollte die zirkumstellare Materie allerdings hauptsächlich in einer Scheibe konzentriert sein, worauf einiges hinweist, dann wäre die Existenz der benötigten Gashülle eher unwahrscheinlich und der Modellansatz fragwürdig.

Da scheinbar keines der bisher vorgestellten Modelle befriedigend die Variabilität von HD 163296 erklärt, möchte ich nun versuchen eine Lösung der Problematik zu konstruieren. Ich stütze mich dazu auf die Betrachtungen im Kapitel 4, die gezeigt haben, daß zumindestens die Typ B-Features durch Windmodelle beschrieben werden können. Die entscheidende Frage ist nun, wie man die Typ A-Features erklären könnte. Die Modellrechnungen haben ergeben, daß Bewegungen hin zu positiven Radialgeschwindigkeiten im erforderlichen Zeitrahmen nicht durch Rotation bzw. Bewegungen entlang gekrümmter, offener Feldlinien befriedigend erhalten werden können. Deshalb müssen andere Bewegungsformen in Betracht gezogen werden. Bisher wurden in den diskutierten Modellen nur offene Feldlinien, also Windlösungen untersucht, dagegen wurden geschlossene Feldlinien bisher nicht berücksichtigt. Geschlossene Feldlinien, die sich zwischen dem Stern und der Scheibe befinden, sollten den Akkretionsstrom tragen. Direkte Akkretion von der Scheibe kommt aber als Lösung nicht in Betracht, da die Zeitskala dieses Prozesses unter einem Tag liegen dürfte. Das liegt zum einen natürlich an dem starken Einfluß der Gravitation und auf der anderen Seite am geringen inneren Scheibenradius von wahrscheinlich etwa

$2R_*$ (siehe Kap. 4.3.2). Der Radius muß wegen der hohen Rotationsgeschwindigkeit des Sterns so klein sein, sonst würde infolge der Zentrifugalkraft überhaupt keine Akkretion möglich sein. Die Akkretion ist wohl auch nicht in Absorption erkennbar, da sie entweder von der Emission der inneren Scheibe bzw. eines heißen stellaren Windes verdeckt wird oder durch die hohen Temperaturen im innerem Scheibenbereich infolge der akkretionsbedingten Grenzschicht und der Sternstrahlung selbst nur in Emission zu sehen ist. Neben den geschlossenen Feldlinien, die sich direkt zwischen Stern und Scheibe befinden, gibt es aber auch andere, wie Abbildung 4.4 zeigt. Dies sind die weit ausladenden Feldlinien, die erst ähnlich wie die offenen von der Scheibe nach außen laufen, aber sich ab einem bestimmten Punkt wieder zurückkrümmen und auf dem Stern enden. Vorteilhaft ist bei diesen Feldlinien, daß sie entlang der vermuteten Blickrichtung des Beobachters verlaufen, denn nach Mannings & Sargent (1997) ist $i = 58^\circ$. Außerdem liegen der weg- und zurücklaufende Ast sehr eng beieinander. Damit ist es einfacher Materie, die entlang dieser Feldlinien läuft, über einen längeren Zeitraum vor dem Emissionshintergrund des Sterns, eines heißen Windes oder der inneren Scheibe zu verfolgen. Eine Bewegung entlang dieser Feldlinien könnte im Stande sein die Typ A-Features zu produzieren, da hier durch das Zurückfallen der Materie problemlos eine Rotverschiebung erzeugt würde. Das Durchlaufen der Feldlinien sollte auch in der richtigen Zeitskala liegen, da hier durch das Zurückfallen der Materie und der damit verbundenen niedrigen Geschwindigkeiten die Sichtbarkeitszeiten der Komponenten deutlich höher sein sollten als bei einem schnell herauslaufenden Wind. Damit könnten diese ausladenden, geschlossenen Feldlinien, für die leider in dieser Arbeit keine Modellrechnungen präsentiert werden können, der Schlüssel zum Verständnis der Typ A-Features sein. Man könnte sich auch passende Materieströmungen in einem Sternwind-Modell überlegen. So wurde im Modell von Camenzind & Breitmöser (1999) keine Gravitation eingebaut, da ein kalter Wind dem Schwerefeld des Sterns nicht entkommen kann (siehe Kap. 4.3.1). Auch bei der Behandlung eines realistischeren heißen Winds könnte man sich vorstellen, daß nicht alle Materie dem Stern entweichen kann, wodurch die zurückfallende Materie die Typ A-Features erklären könnte.

Da nun wahrscheinlich die Typ B-Features entkommende und die Typ A-Features zurückfallende Materie beschreiben, ist noch die Frage zu klären, warum gerade während verschiedener Zeitspannen nur jeweils bestimmte Features zu sehen sind und warum sich das Aussehen der dynamischen Spektren über dem betrachteten Zeitraum so stark verändert. Es ist anzunehmen, daß der Wind, ob er nun von einer Scheibe oder vom Stern selbst ausgeht, durch die Energiefreisetzung infolge des Akkretionsprozesses hervorgerufen wird (z.B. Pelletier & Pudritz 1992). Damit wird die Intensivität der beobachteten Strukturen von der Akkretionsaktivität abhängig. Das sehr inhomogene Aussehen der dynamischen Spektren deutet deshalb auf einen sehr unregelmäßigen Akkretionsprozeß hin. Dies könnte durch eine sehr inhomogene Materieverteilung in der Scheibe (siehe Kap. 1.1) bzw. durch das Auftreten von Instabilitäten in der inneren Scheibe (z.B. Narayan & Popham 1994) hervorgerufen werden. Da für die Beobachtung von Absorptionsstrukturen infolge des beschränkten Emissionshintergrunds nur ein kleiner Ausschnitt der zirkumstellaren Umge-

bung zur Verfügung steht, könnte die räumliche Ausdehnung der die Features erzeugenden Strömungen recht groß sein, ohne daß dadurch kompakte spektrale Strukturen nicht mehr möglich wären. Falls die Linienemission hauptsächlich durch den Wind selbst kommen sollte, würden die nur geringen Variationen in der Emission (siehe Kap. 3.4.1) auch für diese Interpretation sprechen. Für eine feste Magnetfeldstruktur sollte nur ein spezieller Typ von Features beobachtbar sein, da durch den eingeschränkten Sichtbereich infolge der Bedingung für den Emissionshintergrund nur bestimmte Feldlinien für den Materietransport in Frage kommen. Es ist auch so, daß entweder nur der eine oder der andere Typ von Features in den Spektren zu sehen ist; d.h., die unterschiedlichen Typen schließen sich gegenseitig aus. Dies trifft sogar auf Typ A-Features mit unterschiedlich schnellen Entwicklungszeitskalen zu (siehe Kap. 3.4.3). Da es nun aber in den dynamischen Spektren von $H\delta$ (siehe Abb. 3.18) und anderen Gruppe I-Linien verschiedene Zeitspannen gibt, in denen jeweils nur bestimmte Features auftreten, muß sich etwas infolge dessen an der Magnetfeldtopologie ändern. In den Projektionsbereich für Absorptionskomponenten kommen also je nach Zeitpunkt entweder offene oder geschlossene Feldlinien hinein. Die Magnetfeldtopologie ist damit nicht stationär, sondern verändert sich ständig, wobei die typische Zeitskala für die Umordnung im Bereich von etwa zwei Wochen liegt. Die Instabilität in der Magnetfeldstruktur kann durch Aufwicklungs- und Rekonnektionsprozesse infolge der Wechselwirkung eines schnell rotierenden Sterns und einer keplersch rotierenden Scheibe über die Feldlinien erklärt werden. Ein gutes Beispiel dafür ist unsere Sonne, bei der es weit weniger dramatisch durch die differentielle Rotation zu solchen Prozessen kommt. Auch die Variabilität in der Akkretionsaktivität kann über die Wechselwirkung von Magnetfeldern und Plasma zu einer Beeinflussung der Magnetfeldtopologie führen. Damit handelt es sich wahrscheinlich bei HD 163296 um ein hochgradig instationäres System. Es wären sogar Änderungen in der Hauptstruktur der Magnetosphäre möglich, also der Übergang zwischen den beiden im Kapitel 4 besprochenen Modellen, bei denen entweder Stern- oder Scheibenwinde bevorzugt vorkommen würden.

Zusammenfassend läßt sich damit zu HD 163296 sagen, daß es sich hier wahrscheinlich um ein Stern-Scheibe-System mit einer variablen Magnetosphäre handelt, da ansonsten die Komplexität der spektroskopischen Variationen wohl nicht erklärt werden kann. Als Energiequellen für die gefundenen Prozesse kommen „klumpige“ Akkretion und die Wechselwirkung zwischen Stern und Scheibe, die unterschiedlich rotieren, in Frage. Die Magnetosphäre sollte sich dabei aus einem stellaren Magnetfeld in der Größenordnung von 0,1 T (siehe Kap. 4.3.2) und einem Scheibenmagnetfeld zusammensetzen. Ob die Feldlinien so angeordnet sind, daß das Plasma hauptsächlich vom Stern oder von der Akkretionsscheibe abströmt, läßt sich auf Grund der hier gemachten Betrachtungen nicht eindeutig sagen. Hinzu kommen noch die Unsicherheiten über die Ausdehnung des Gebiets der Linien- bzw. Kontinuumsemission, sowie der optische Dicke von Material, das von der Scheibe abströmt.

Die Überprüfung des hier vorgestellten Modells sowie die Lösung der noch ungeklärten Fragen erfordert weitere Beobachtungen. Hierzu ist eine Kampagne im Juli 1999 geplant, die im Vergleich zu den Beobachtungen von 1997, eine wesentlich bessere Zeitabdeckung und Spektren mit einem höheren S/N liefern

soll. Neben weiteren Beobachtungsdaten ist aber auch die Verbesserung der theoretischen Beschreibung solcher komplexer Prozesse nötig. Dies ist eine sehr anspruchsvolle Aufgabe, deren befriedigende Lösung auf Grund der Kompliziertheit der vermuteten physikalischen Prozesse fraglich ist. Eine Problematik, die aber auf alle Fälle betrachtet werden sollte, ist die Reproduzierung der Typ A-Features durch Materie, die dem stellaren Magnet- bzw. Gravitationsfeld nicht entkommen kann. Diese und weitere Arbeiten könnten das Bild von HD 163296 vervollkommen. Inwieweit das hier gemachte Bild auf die ganze Klasse der HAEBE-Sterne zutrifft, kann nur durch Untersuchungen ähnlich dieser Arbeit an anderen Sternen getroffen werden – einem aufwendigen Unterfangen. Hierbei wird es auch darauf ankommen wie homogen die Klasse der HAEBE-Sterne und wie typisch eigentlich HD 163296 hierfür ist.

Anhang A

Spektralatlas von HD 163296

Der folgende Spektralatlas von HD 163296 deckt den von HEROS mit einem ausreichenden S/N erreichbaren Spektralbereich ab (siehe Kap. 2.1). Dargestellt ist das S/N-gewichtete mittlere Spektrum der zur Verfügung stehenden Zeitserie. Eine größere Auswahl von Linien ist gekennzeichnet. Neben der Intensität fungierte als Auswahlkriterium auch das Maß der Störung einer Linie durch benachbarte Linien bzw. durch die im roten Spektralbereich auftretenden atmosphärische Bänder. Die Beschriftung setzt sich für jede Linie aus der Angabe der Zentralwellenlänge, des Elements und des Anregungszustandes zusammen. Für vier Linien ist jeweils auch die noch populäre Fraunhofer-Bezeichnung mit angegeben. Die Balmerlinien werden durch die üblichen Abkürzungen gekennzeichnet. Bis auf die O I-Linien bei 7774 Å werden nicht getrennte Linien des gleichen Elements und Ionisationszustandes nicht gesondert aufgeführt.

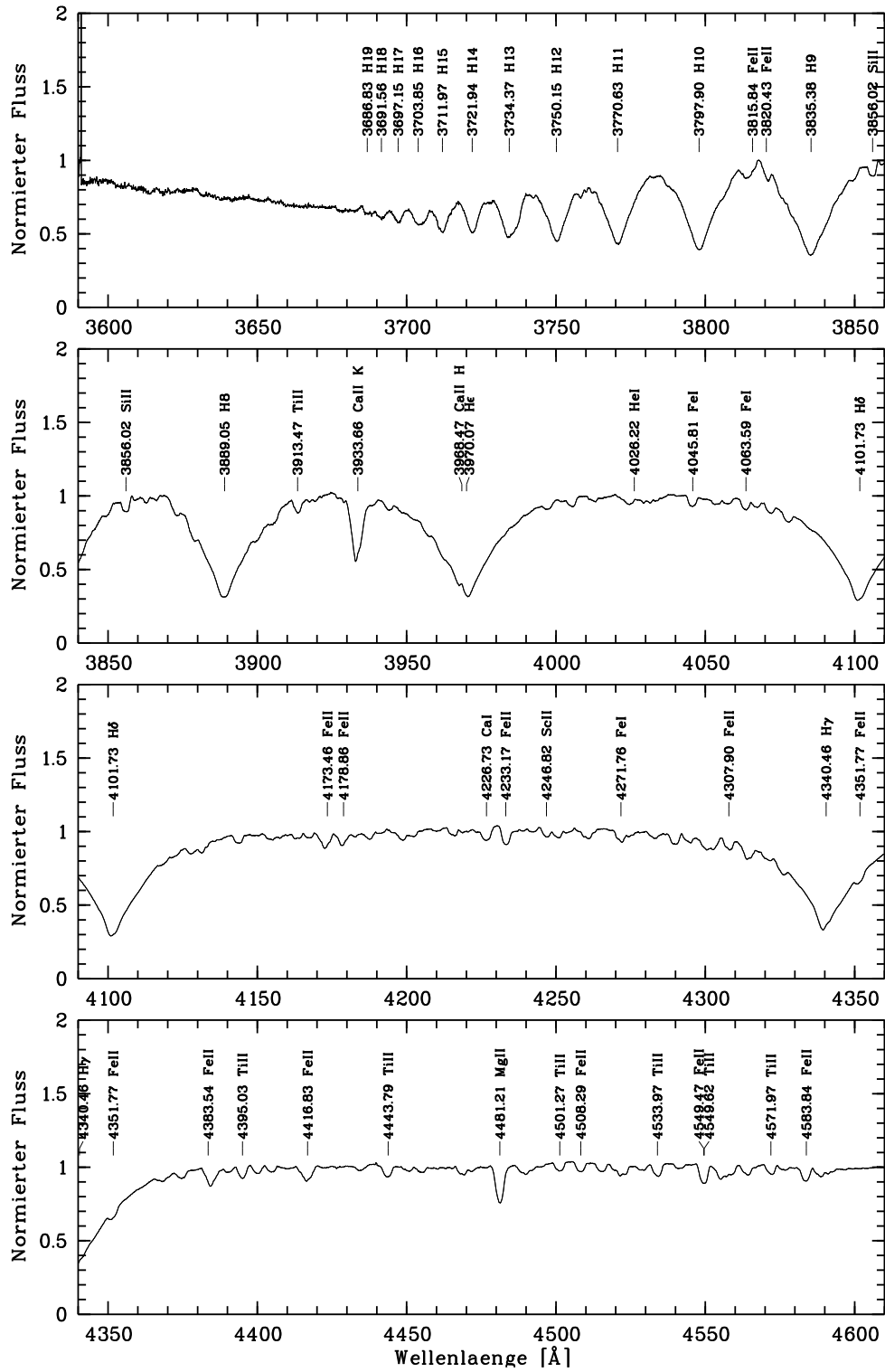


Abbildung A.1: Mittleres Spektrum von HD 163296 im Bereich von 3600 bis 4600 Å

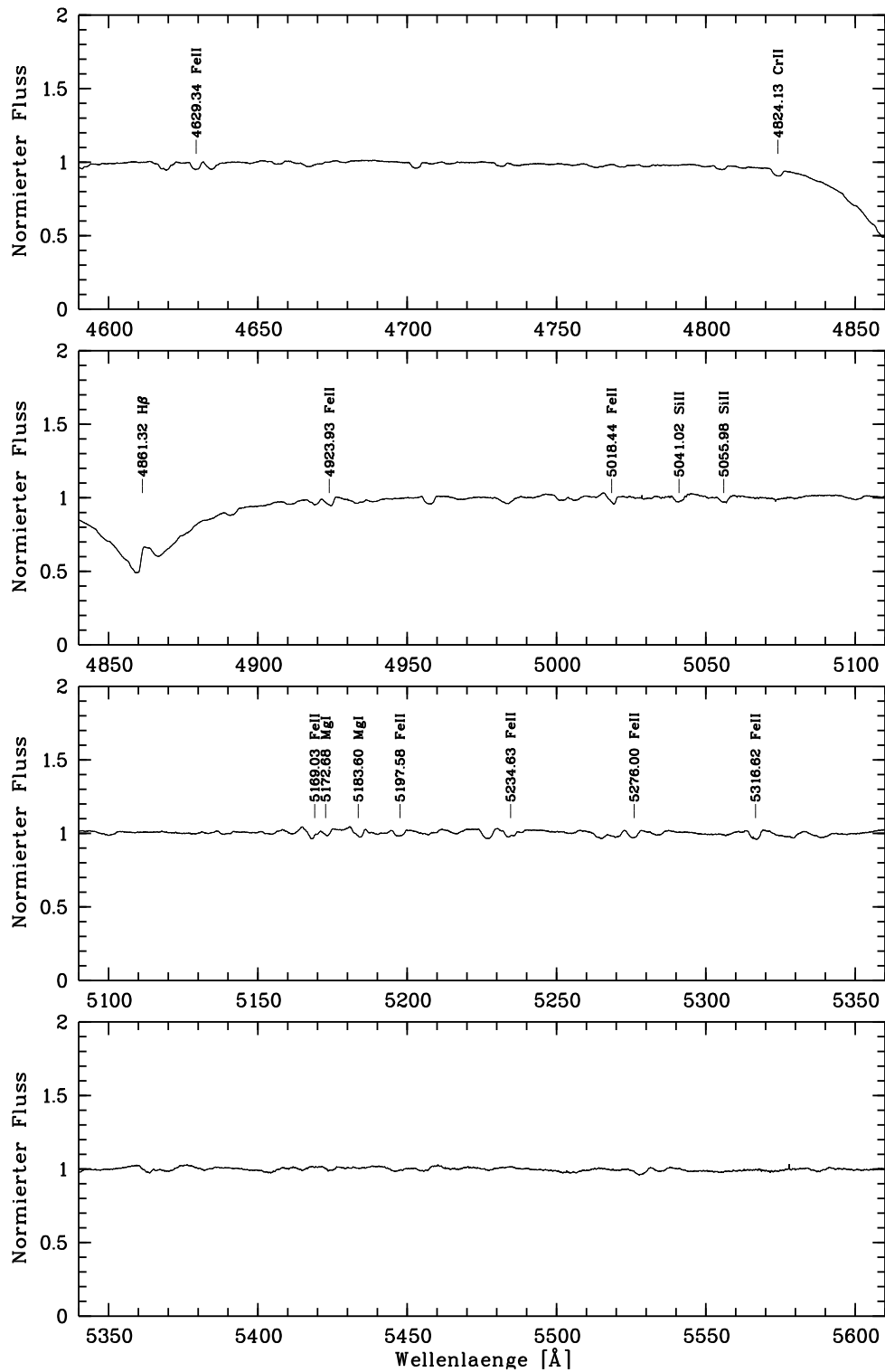


Abbildung A.2: Mittleres Spektrum von HD 163296 im Bereich von 4600 bis 5600 Å

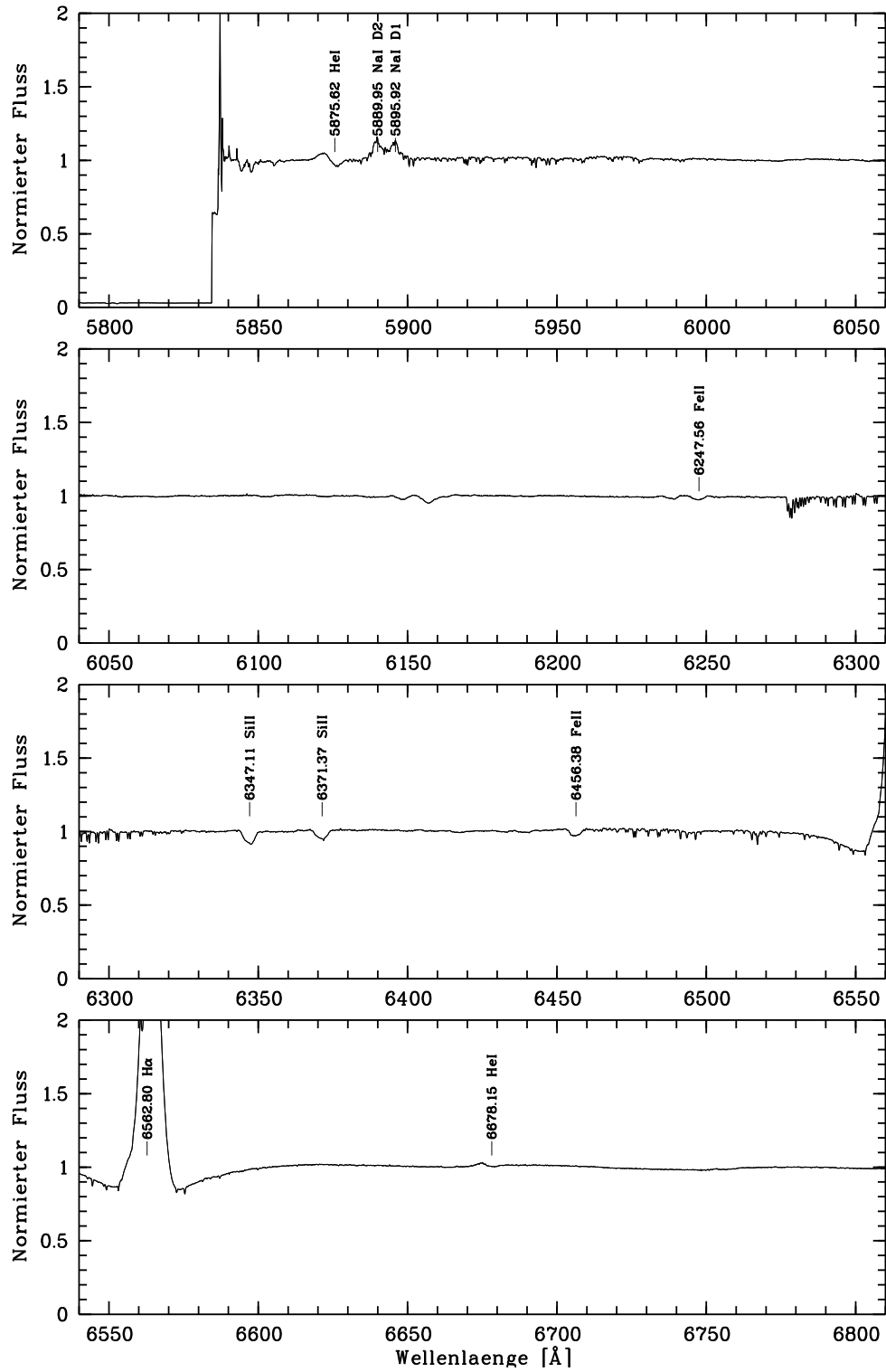


Abbildung A.3: Mittleres Spektrum von HD 163296 im Bereich von 5800 bis 6800 Å

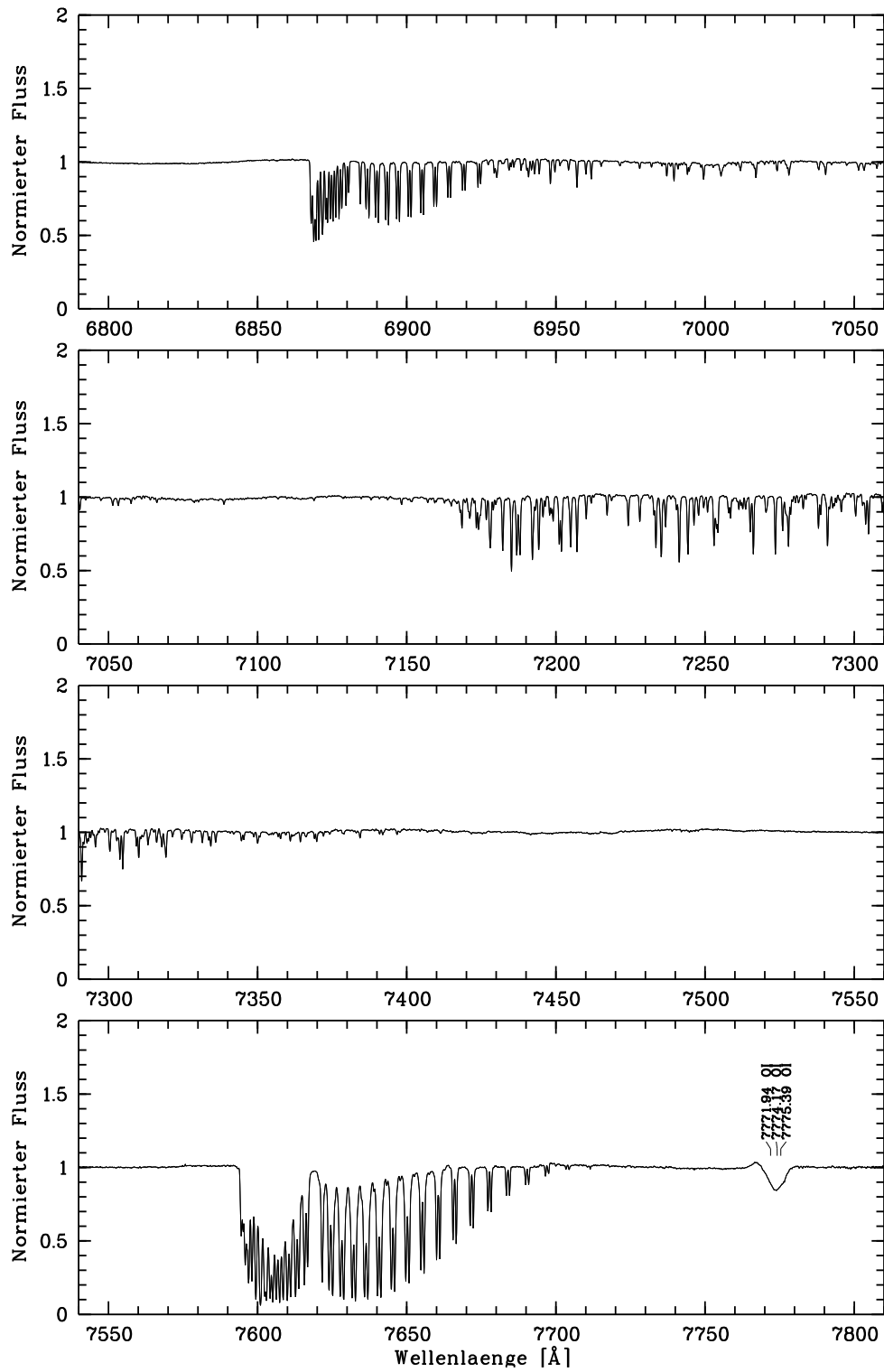


Abbildung A.4: Mittleres Spektrum von HD 163296 im Bereich von 6800 bis 7800 Å

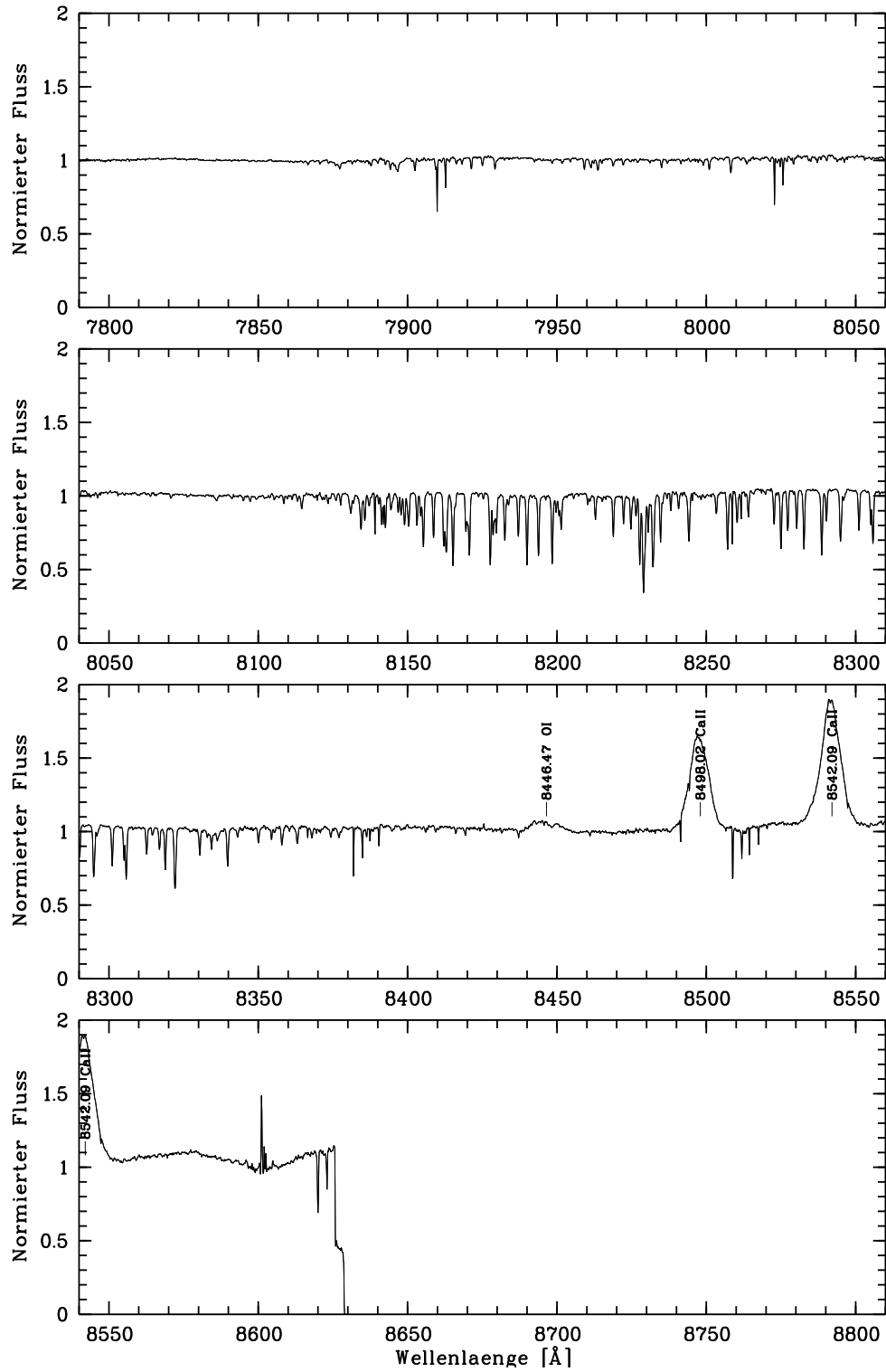


Abbildung A.5: Mittleres Spektrum von HD 163296 im Bereich von 7800 bis 8800 Å

Anhang B

Dynamische Spektren

Auf den folgenden Seiten werden die dynamischen Spektren (siehe Kap. 3.2) von 24 ausgesuchten Spektrallinien dargestellt. Dabei handelt es sich um die residualen Spektren, d.h., bevor die dynamischen Spektren gebildet wurden, wurde von jedem einzelnen Spektrum das mittlere der gesamten Zeitserie (siehe Anhang A) abgezogen. Damit ist eine Untersuchung der Linienvariabilität unabhängig von der Linienform möglich.

Bei den dynamischen Spektren ist die Zeit als Julianisches Datum in der Form $\text{MJD} := \text{JD} - 2400000.5$ gegen die Radialgeschwindigkeit in km/s aufgetragen. Die Intensität ist farbcodiert dargestellt. Die benutzte Farbskala entspricht der MIDAS-LUT¹ `rainbow3`. Damit bedeuten die Farben rot bis weiß eine überdurchschnittliche Intensität, also eine zusätzliche Emission, und die Farben blau bis schwarz dementsprechend eine verstärkte Absorption gegenüber dem Mittel. Die Übergangsfarben orange, gelb und grün markieren spektrale Bereiche mit nur geringer oder gar keiner Abweichung der Intensität vom Mittel der Zeitserie.

Der in allen dynamischen Spektren präsente schwarze Streifen zeigt einen Zeitraum von mehr als zwei Tagen an, in dem kein Spektrum aufgenommen worden ist. Gleichzeitig markiert diese Lücke den Übergang vom 50 cm- zum 1,52 cm-Teleskop. Der durch die verschiedenen von den Teleskopen erreichten S/Ns (siehe Kap. 2.2) hervorgerufene Qualitätsunterschied zwischen den beiden durch die Lücke getrennten Bereiche tritt deutlich hervor. Die Qualitätseinbußen durch ein niedrigeres S/N machen sich außer durch ein erhöhtes Rauschen auch durch die stärkere Präsenz von Cosmics und Normierungsproblemen bemerkbar. Diese Effekte treten besonders in den residualen dynamischen Spektren von schwächeren Linien auf (z.B. Si II λ 6371). Sie sind auch bei Linien, die sich in einem eher CCD-unempfindlichen Spektralbereich befinden, problematisch (z.B. H 12).

Um das S/N zu erhöhen und das „Überschwingen“ der in Zeitrichtung anzufittenden Spline-Funktionen zu vermeiden, wurden die ein bis drei Spektren eines Tages erst gemittelt, bevor sie zur Bildung der dynamischen Spektren weiterverarbeitet wurden. Somit beträgt die Auflösung in Zeitrichtung etwa einen Tag. Neben der deutlich in den dynamischen Spektren hervortretenden schwarzen Lücke gibt es, wie Tabelle 2.1 zeigt, ein paar Beobachtungslücken, bei denen

¹look-up table

die zeitliche Auflösung auf zwei Tage herabgesetzt ist.

Insgesamt gesehen geben die meisten der hier dargestellten dynamischen Spektren trotz aller Einschränkungen recht plastisch die Existenz und Fortentwicklung spektraler Strukturen in den einzelnen Spektrallinien wieder.

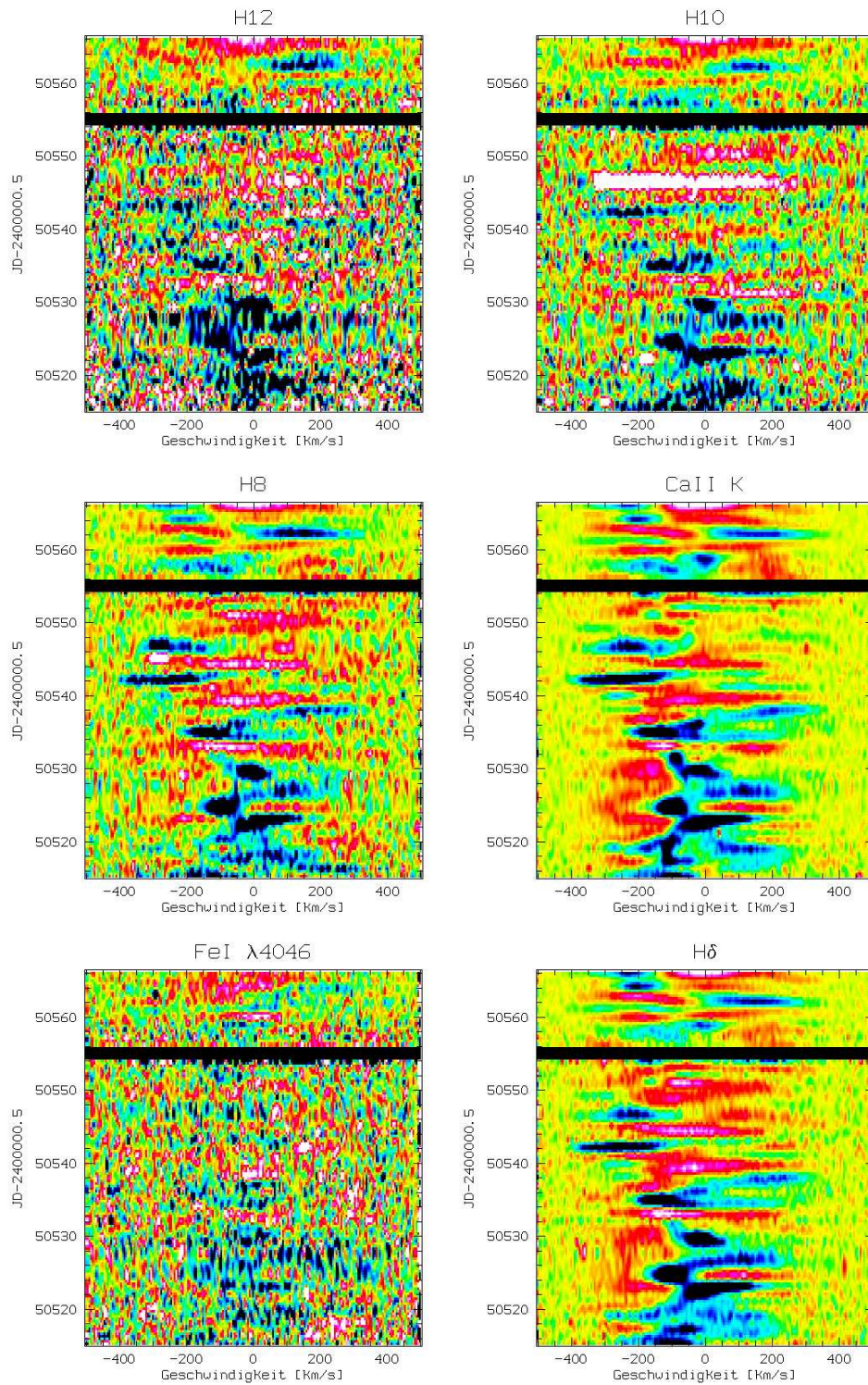


Abbildung B.1: Residuale dynamische Spektren von H12, H10, H8, CaIIK, FeI λ 4046 und H δ

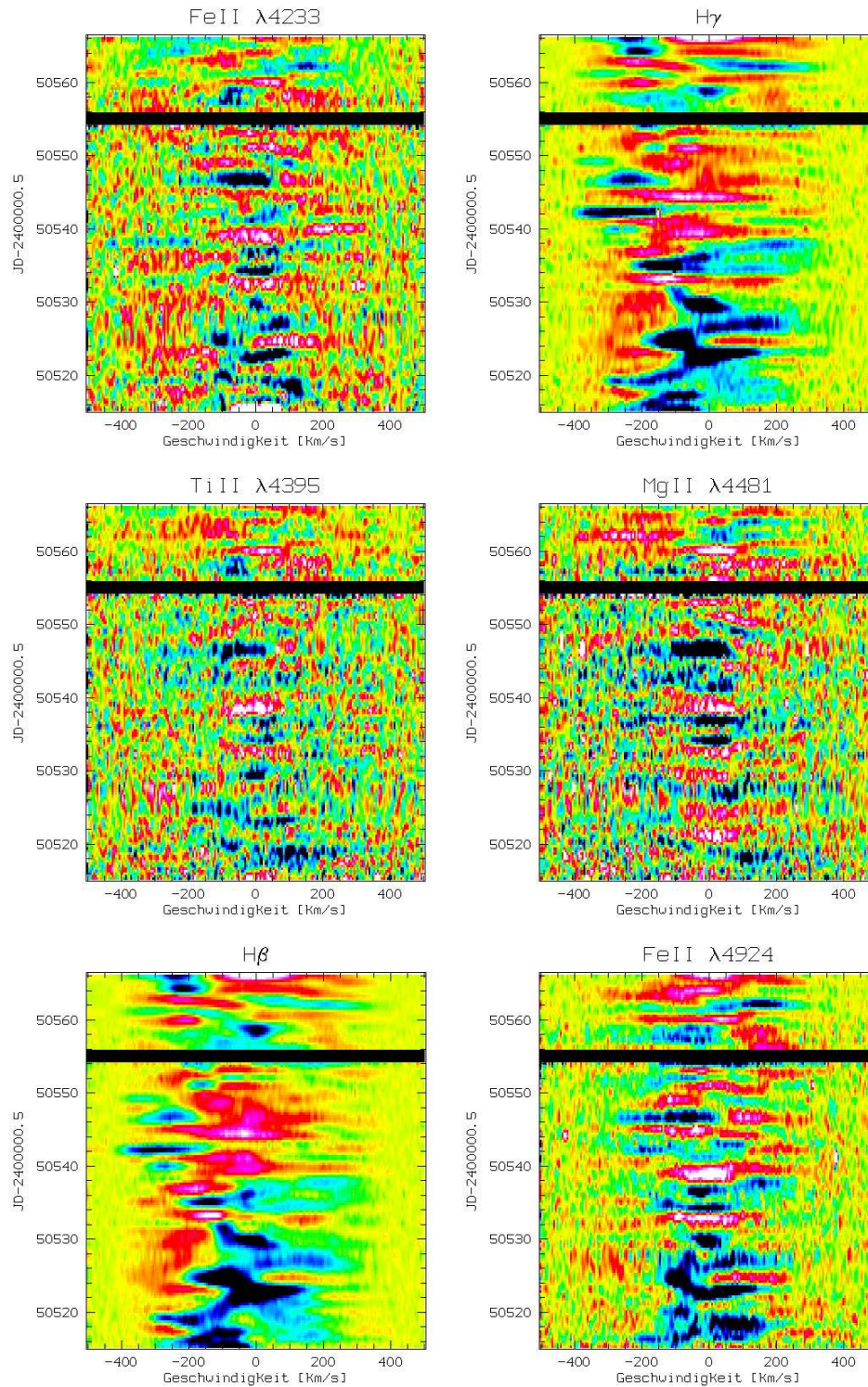


Abbildung B.2: Residuale dynamische Spektren von Fe II $\lambda 4233$, H γ , Ti II $\lambda 4395$, Mg II $\lambda 4481$, H β und Fe II $\lambda 4924$

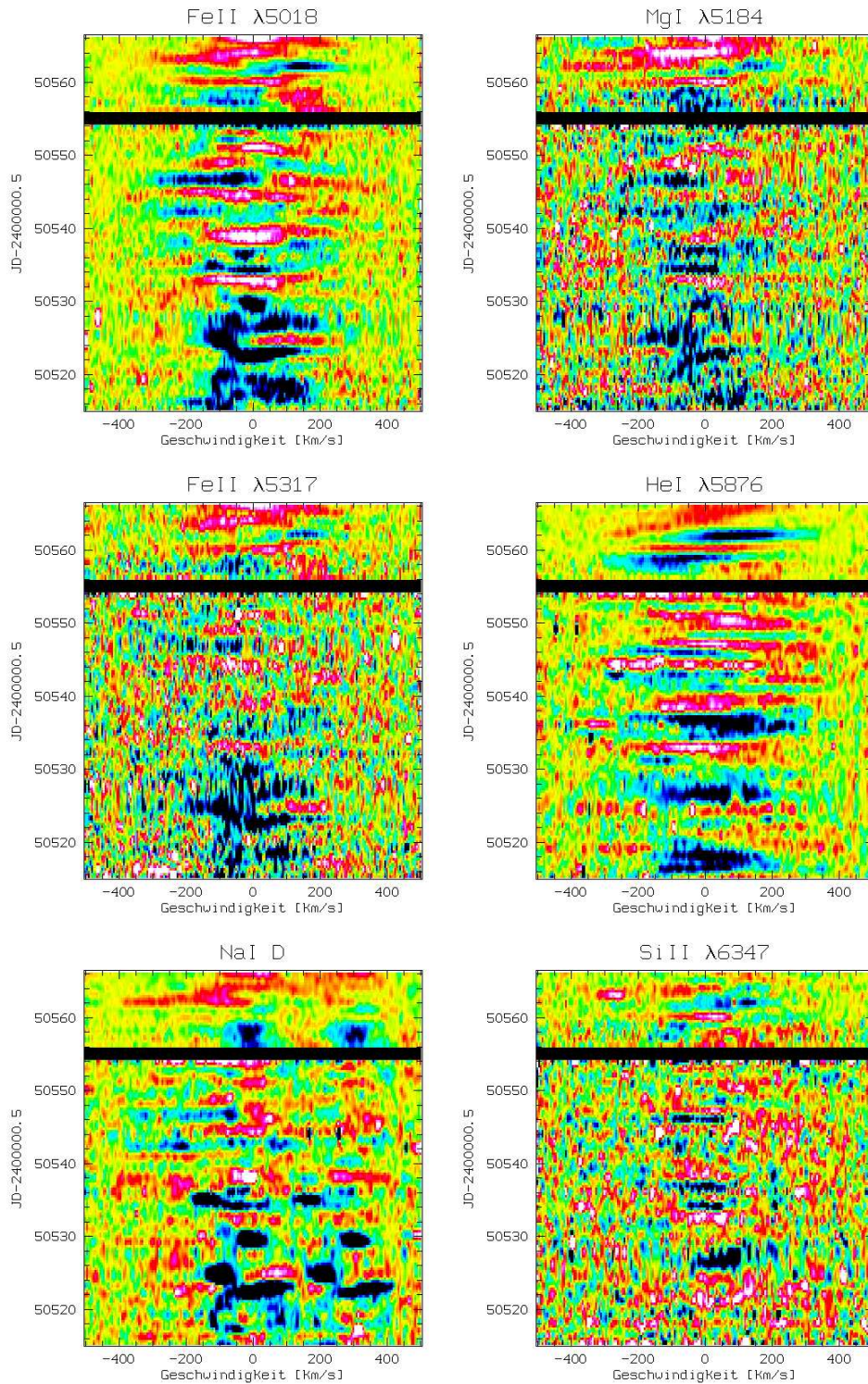


Abbildung B.3: Residuale dynamische Spektren von Fe II $\lambda 5018$, Mg I $\lambda 5184$, Fe II $\lambda 5317$, He I $\lambda 5876$, Na I D und Si II $\lambda 6347$

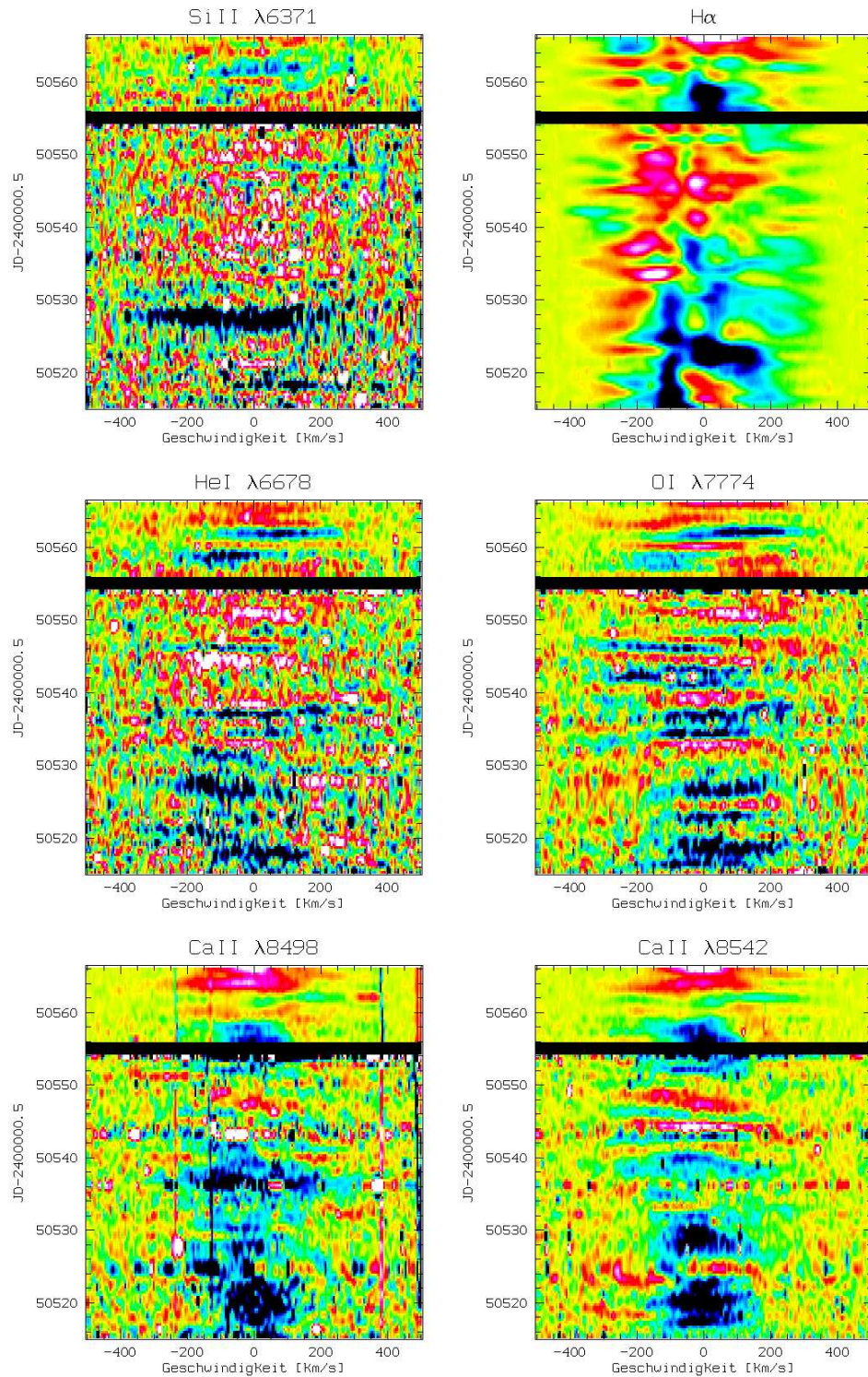


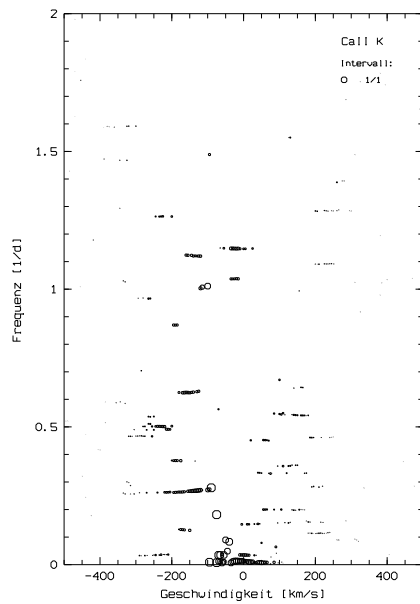
Abbildung B.4: Residuale dynamische Spektren von Si II $\lambda 6371$, H α , He I $\lambda 6678$, O I $\lambda 7774$, Ca II $\lambda 8498$ und Ca II $\lambda 8542$

Anhang C

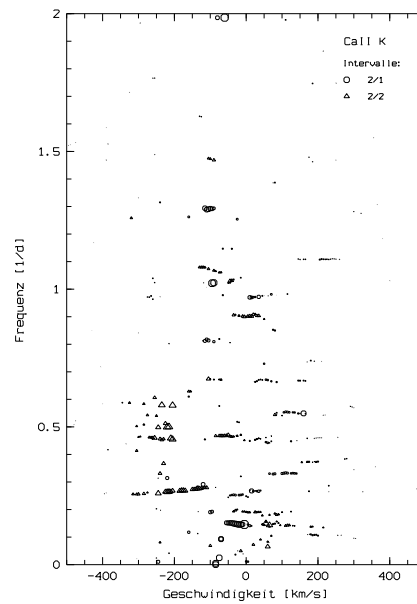
Ergebnisse der Periodenanalyse

Im folgenden werden für die Spektrallinien Ca II K, Mg II λ 4481, Fe II λ 5018, He I λ 5876 und H α die Ergebnisse des zur Periodensuche verwendeten CLEAN-Algorithmus (siehe Kap. 3.3.1) aufgeführt. Die Beschränkung auf die oben genannten Linien ist vorteilhaft, da auf der einen Seite alle Liniengruppen (siehe Tab. 3.2) soweit vertreten sind und auf der anderen Seite die Darstellung noch relativ kompakt gehalten werden kann. Die hier gewählte Präsentation beschränkt sich, wie auch in Kapitel 3.3.2, auf die Darstellung der Ergebnisse für verschiedene Zeitintervalle (Tab. 3.3). So werden Variationen in den Ergebnissen durch andersartige Einschränkungen der zur Periodensuche verwendeten Spektren-Kataloge oder Limitierungen des erlaubten Frequenzraums hier nicht berücksichtigt, da die damit gewonnenen Einsichten mit denen in dieser Arbeit Dargestellten übereinstimmen. Für jede Spektrallinie wurde allerdings ein spezieller, die jeweils „besten“ Spektren enthaltender Katalog als Grundlage zusammengestellt. „Beste“ bedeutet in diesen Fall, daß Spektren die im interessierenden Spektralbereich sehr verrauscht, von Cosmics gestört oder schwer normierbar sind, nicht in die Analyse einbezogen wurden, um die Ergebnisse nicht unnötig zu verfälschen. Die Präsentation ist auf Frequenzen bis $2 d^{-1}$ begrenzt, da darüber hinaus, wie entsprechende Untersuchungen auch gezeigt haben, auf Grund der unzureichenden Zeitabdeckung des Datensatzes (siehe Tab. 2.1 und Abb. 3.10) der überzeugende Nachweis von Perioden nicht mehr zu erwarten ist.

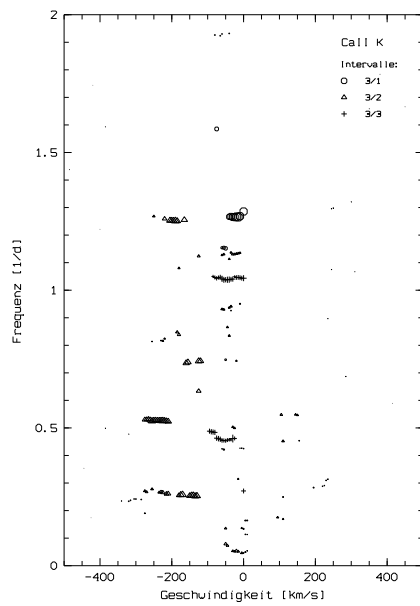
Konkret existieren für jede Spektrallinie vier geschwindigkeitsaufgelöste Darstellungen der gefundenen signifikanten Frequenzen. Die einzelnen Abbildungen unterscheiden sich in der Zahl der Intervalle, in die der durch die Zeiterie abgedeckte Zeitraum eingeteilt wurde. Zur Unterscheidung der Ergebnisse der Rechnungen für die einzelnen Intervalle sind die jeweiligen Frequenzen durch verschiedenartige Symbole markiert. Die Größe eines Symbols ist dabei ein Maß für die Amplitude einer Schwingung, wohingegen der Ort des Symbols in Ordinateurichtung die dazugehörige Frequenz wiedergibt. Die in dieser Periodenanalyse benutzten Intervalle werden in Tabelle 3.3 beschrieben.



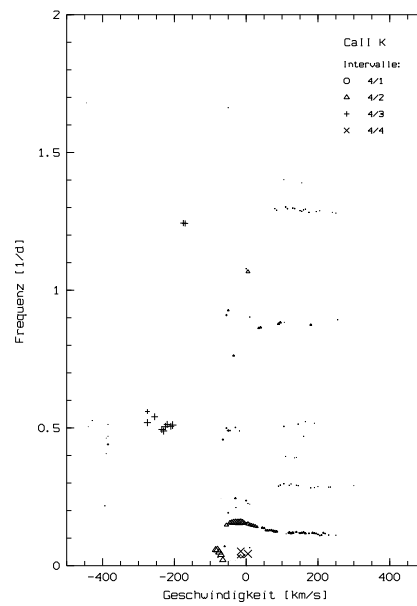
(a) 1 Intervall



(b) 2 Intervalle

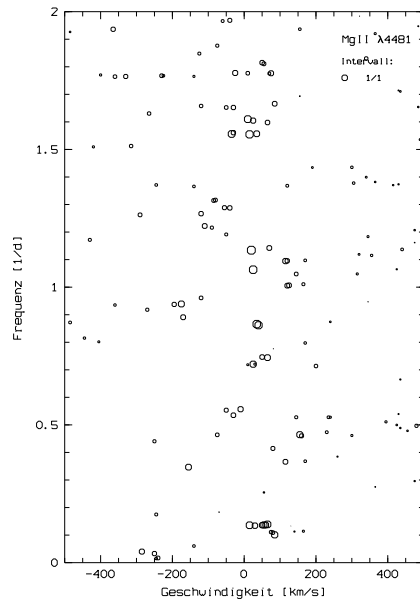


(c) 3 Intervalle

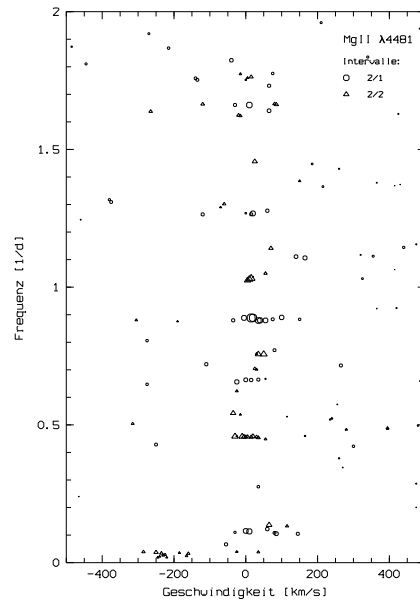


(d) 4 Intervalle

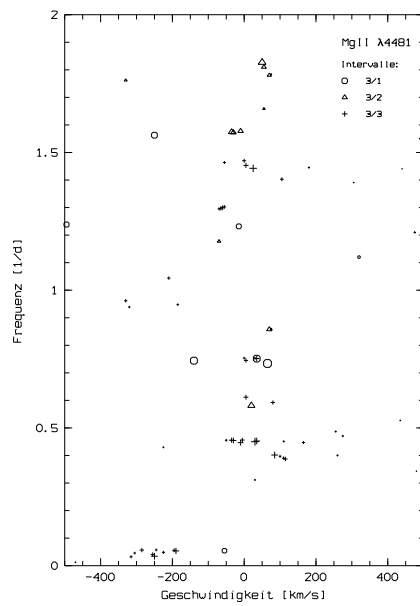
Abbildung C.1: Geschwindigkeitsabhängige Darstellung der bei Ca II K gefundenen Frequenzen für verschiedene Zeitintervalle



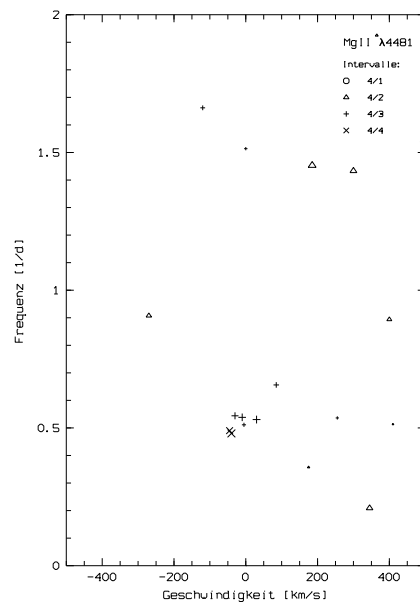
(a) 1 Intervall



(b) 2 Intervalle

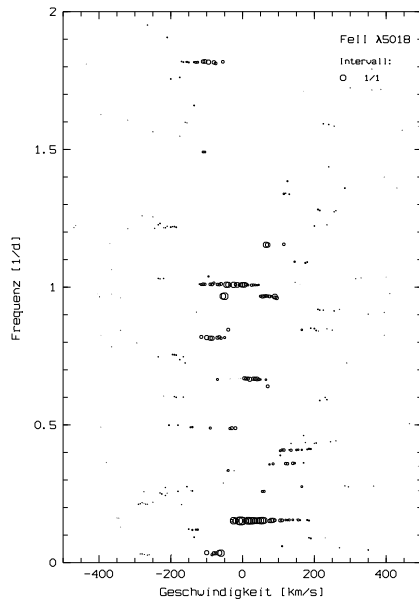


(c) 3 Intervalle

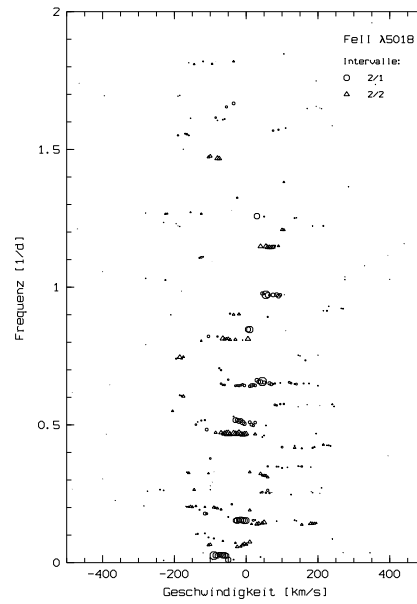


(d) 4 Intervalle

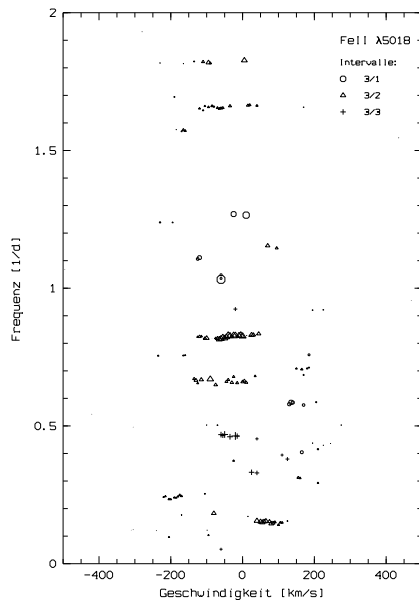
Abbildung C.2: Geschwindigkeitsabhängige Darstellung der bei Mg II $\lambda 4481$ gefundenen Frequenzen für verschiedene Zeitintervalle



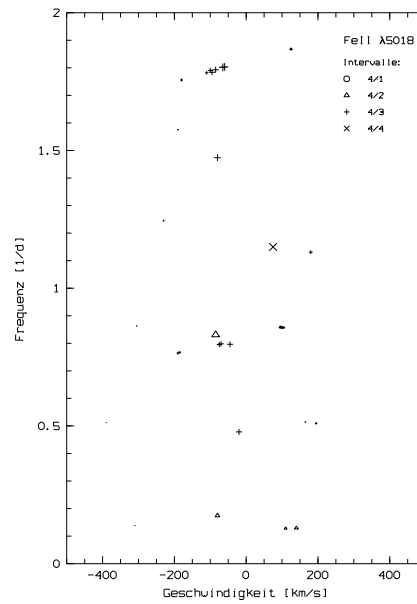
(a) 1 Intervall



(b) 2 Intervalle

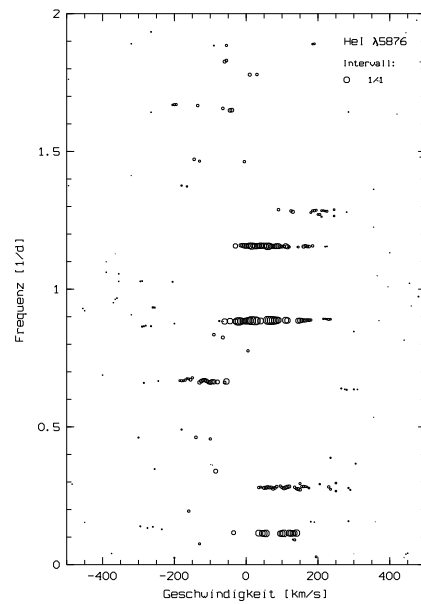


(c) 3 Intervalle

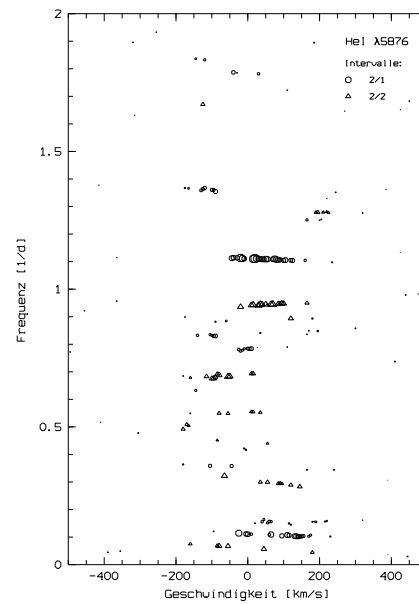


(d) 4 Intervalle

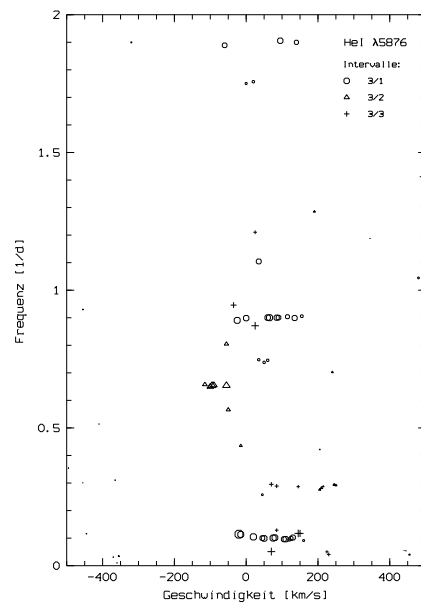
Abbildung C.3: Geschwindigkeitsabhängige Darstellung der bei Fe II $\lambda 5018$ gefundenen Frequenzen für verschiedene Zeitintervalle



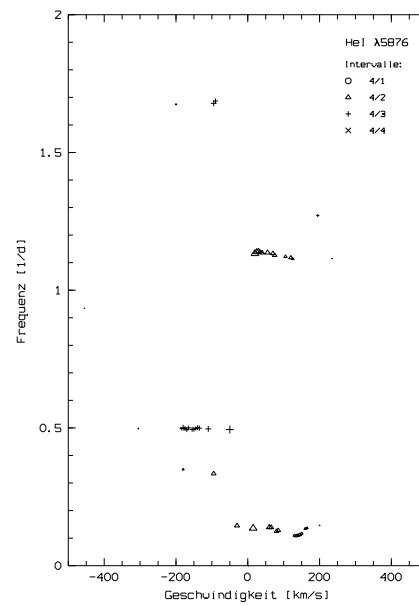
(a) 1 Intervall



(b) 2 Intervalle

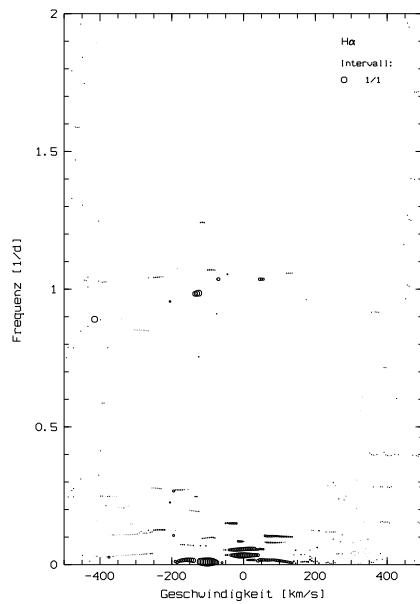


(c) 3 Intervalle

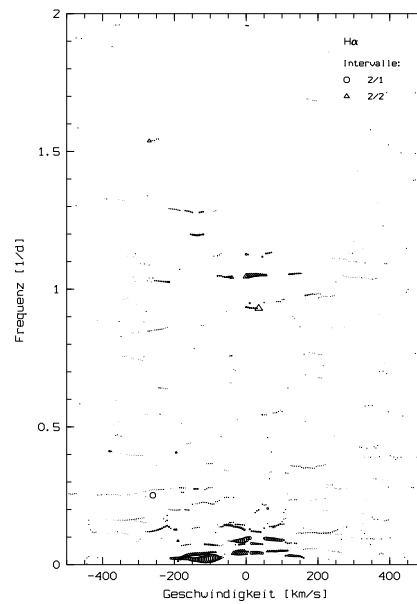


(d) 4 Intervalle

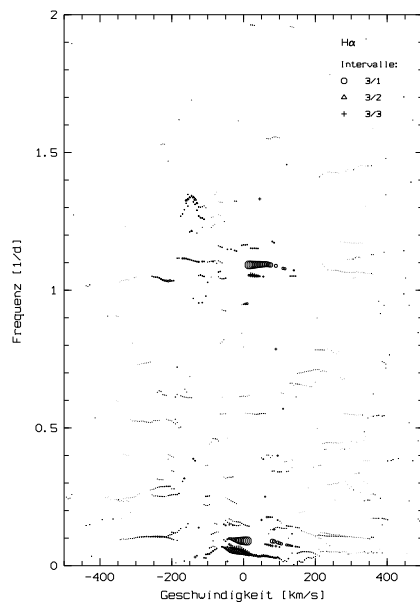
Abbildung C.4: Geschwindigkeitsabhängige Darstellung der bei He I $\lambda 5876$ gefundenen Frequenzen für verschiedene Zeitintervalle



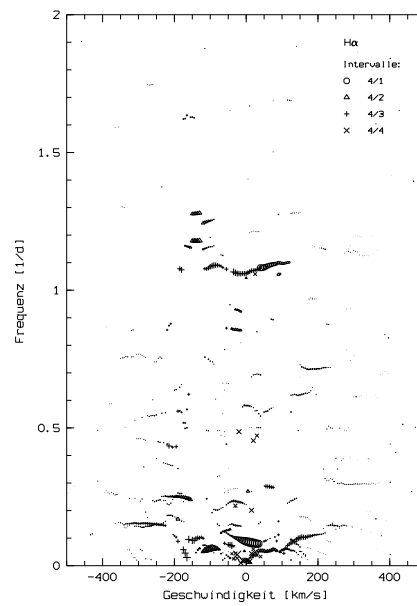
(a) 1 Intervall



(b) 2 Intervalle



(c) 3 Intervalle



(d) 4 Intervalle

Abbildung C.5: Geschwindigkeitsabhängige Darstellung der bei H α gefundenen Frequenzen für verschiedene Zeitintervalle

Anhang D

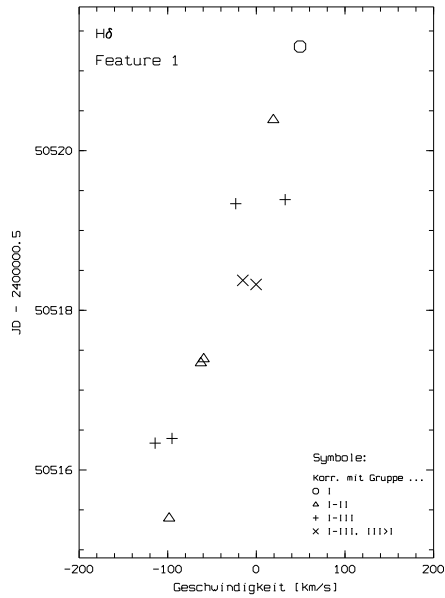
Features in $H\delta$

Im korrigierten residualen dynamischen Spektrum von $H\delta$ (Abb. 3.18) konnten mögliche, teilweise bis zu vier oder fünf Tagen bestehende Features gefunden werden (Kap. 3.4.2). Im folgenden werden die durch Gauß-Fits in den korrigierten residualen Einzelspektren (siehe Kap. 3.4.1) bestimmten zentralen Geschwindigkeiten der Features in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Die Zeit wird dabei in Form des modifizierten Julianischen Datums $MJD := JD - 2400000.5$ angegeben.

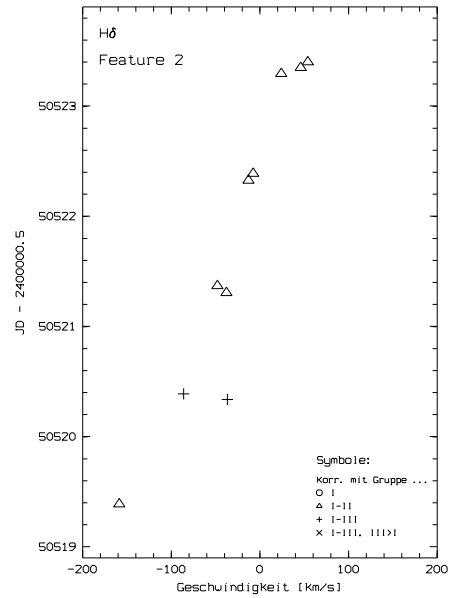
Zu den Fehlern in der Angabe der Geschwindigkeiten läßt sich sagen, daß die Ungenauigkeiten in der Anpassung der Gauß-Funktion, bedingt durch das Rauschen, Cosmics und asymmetrischen Formen, abhängig von der Profilform (siehe Kap. 3.4.3) im Bereich von einigen wenigen bis einigen zehn km/s liegen. Eine weitere schwerer zu beziffernde Fehlerquelle sind die Ungenauigkeiten in der Korrektur der Spektren auf reine Absorptionsstrukturen. Die in dieser Arbeit durchgeführten Korrekturen haben besonders in Bereich der Flanken der oberen Einhüllenden (Abb. 3.17 (a)) zu Verschiebungen in der 10 km/s-Größenordnung geführt. Diese Veränderungen sind aber gerade zu klein zu denen, die bei den Äquivalent- oder Halbwertsbreiten aufgetreten sind. Hier können die Unsicherheiten sogar in der Größenordnung des Wertes selbst liegen, so daß hier besondere Vorsicht geboten ist. Der Fehler in den Geschwindigkeiten läßt sich auch nur schwer durch den Vergleich der Spektren eines Tages einschätzen. Auch wenn sich in den nur wenige Stunden auseinanderliegenden residualen Spektren die grundlegende Form nur wenig ändert, können sich doch die charakteristischen Größen der Features merklich ändern. Das ist sehr gut z.B. bei Feature 8 (Abb. D.2 (d)) zu erkennen, wo die zentrale Geschwindigkeit sich innerhalb kürzester Zeit um etwa 70 km/s ändert. Die Fehler in den Geschwindigkeiten sind also nicht nur durch die Ungenauigkeiten im Gauß-Fit bedingt und sollten, sieht man mal von möglichen Fehlidentifikationen ab, nicht maximal einige zehn km/s übersteigen. Von daher sollten brauchbare Bestimmungen der Geschwindigkeitsentwicklung der Features möglich sein.

Neben der Geschwindigkeit ist für jedes Feature auch noch das Ausmaß der Korrelation mit anderen Linien (siehe Kap. 3.4.4), gekennzeichnet durch verschiedene Symbole, angegeben. Eine Korrelation ist dann vorhanden, wenn auch bei anderen Linien zum gleichen Zeitpunkt und bei ähnlicher Geschwindigkeit

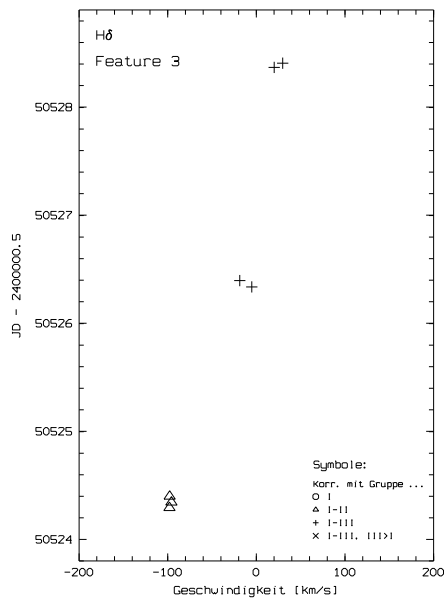
wie bei $H\delta$ eine Absorptionsstruktur zu erkennen ist. Die einzelnen Symbole geben nun an, inwieweit Ähnlichkeiten im Verhalten von Linien anderer Gruppen zu erkennen sind. So steht ein \circ für eine ausschließliche Korrelation mit Gruppe I-Linien. Das \triangle zeigt auch eine Ähnlichkeit zu Gruppe II an. Das $+$ steht für ein ähnliches Verhalten aller Gruppen. Da bezogen auf die Maximalamplitude der Variabilität einer Linie (Tab. 3.1), die Auffälligkeit einer Struktur von der Gruppe I hin zu Gruppe III für gewöhnlich abfällt, ist der umgekehrte Fall einer besonders starken Komponente für Gruppe III durch ein \times gekennzeichnet. Weiteres zu diesem Thema ist in Kapitel 3.4.4 zu finden.



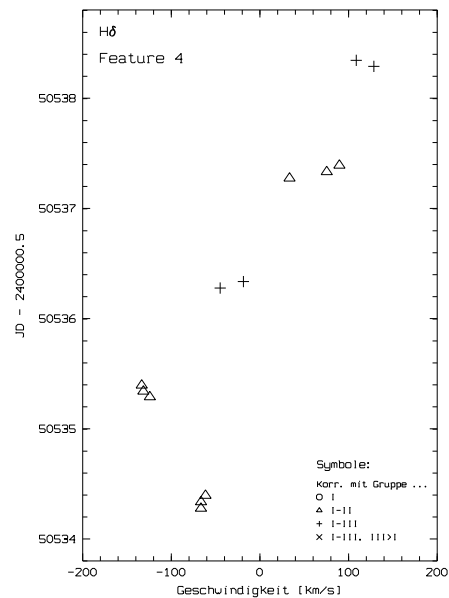
(a) Feature 1



(b) Feature 2

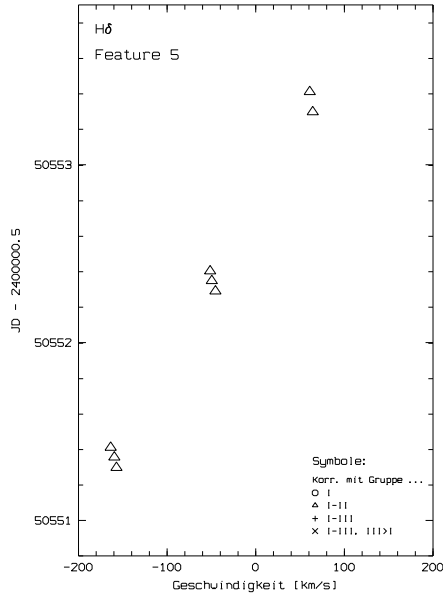


(c) Feature 3

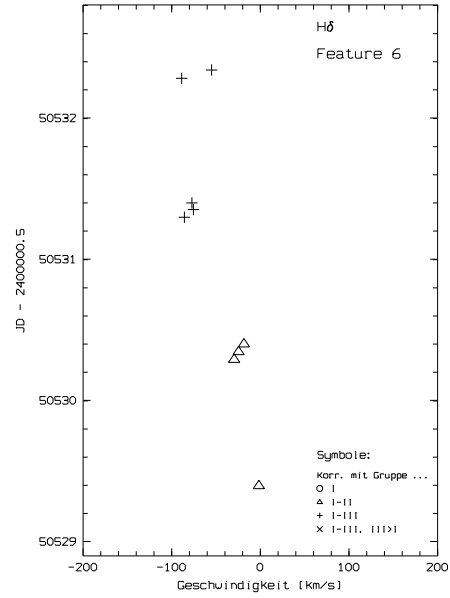


(d) Feature 4

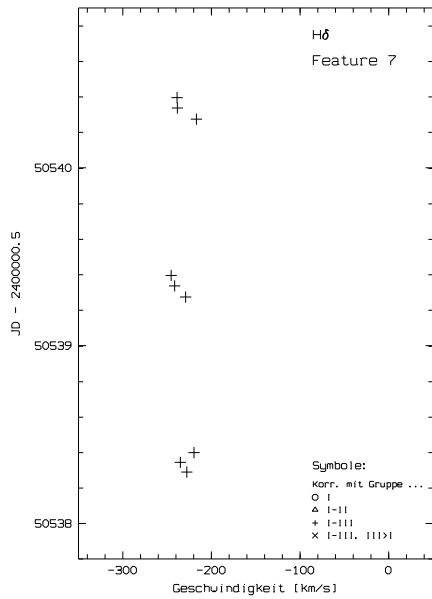
Abbildung D.1: Features 1 bis 4 in H δ . Darstellung der in den korrigierten residualen Einzelspektren (siehe Kap. 3.4.1) gemessenen zentralen Geschwindigkeiten. Durch die Art der Symbole wird das jeweilige Ausmaß der Korrelation mit den anderen Linien-gruppen aufgezeigt (siehe Legende).



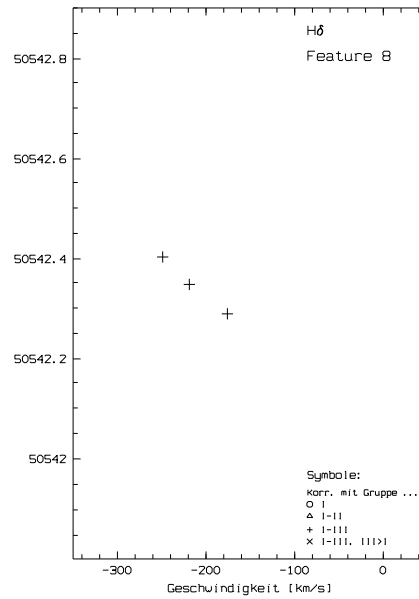
(a) Feature 5



(b) Feature 6

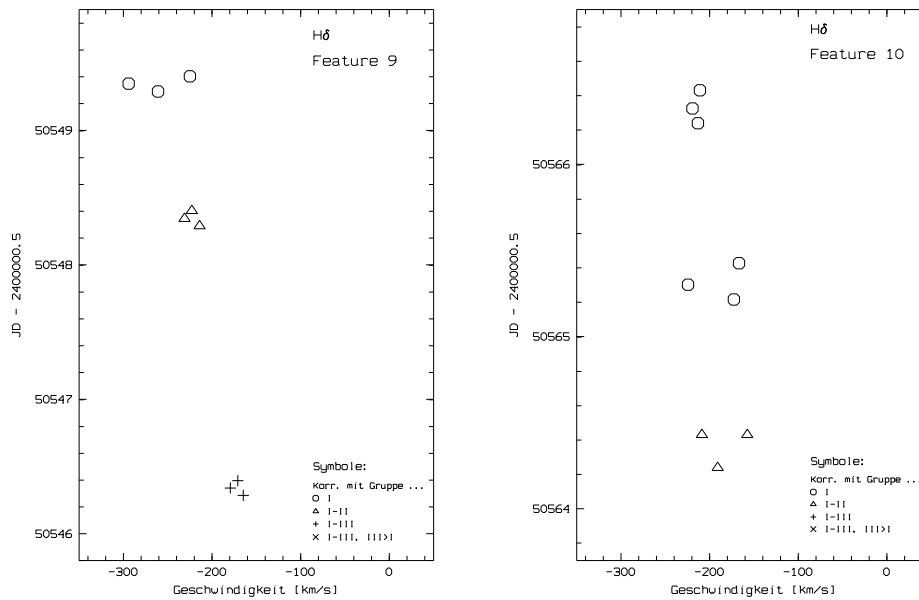


(c) Feature 7



(d) Feature 8

Abbildung D.2: Features 5 bis 8 in H δ . Darstellung der in den korrigierten residualen Einzelspektren (siehe Kap. 3.4.1) gemessenen zentralen Geschwindigkeiten. Durch die Art der Symbole wird das jeweilige Ausmaß der Korrelation mit den anderen Linien-gruppen aufgezeigt (siehe Legende).



(a) Feature 9

(b) Feature 10

Abbildung D.3: Features 9 und 10 in H δ . Darstellung der in den korrigierten residualen Einzelspektren (siehe Kap. 3.4.1) gemessenen zentralen Geschwindigkeiten. Durch die Art der Symbole wird das jeweilige Ausmaß der Korrelation mit den anderen Liniengruppen aufgezeigt (siehe Legende).

Anhang E

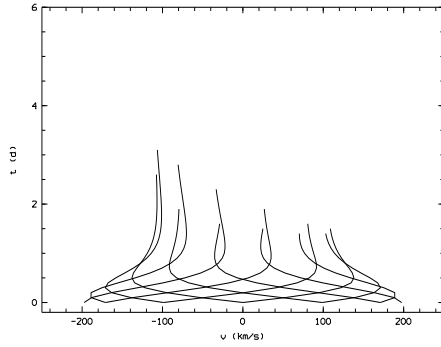
Diagramme zum Scheibenwind-Modell

Ich möchte nun die Ergebnisse der Rechnungen mit dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Scheibenwind-Modell zeigen. Die Modellparameter Sternmasse M_\star , Sternradius R_\star und Inklinationswinkel der Scheibe i wurden auf die Werte $2,4M_\odot$, $2,2R_\odot$ und 60° festgelegt. Sie beruhen auf den Angaben von Mannings & Sargent (1997) (siehe Kap. 1.2). Die benutzten Werte für die variierten Modellparameter sind in Tabelle E.1 zu finden.

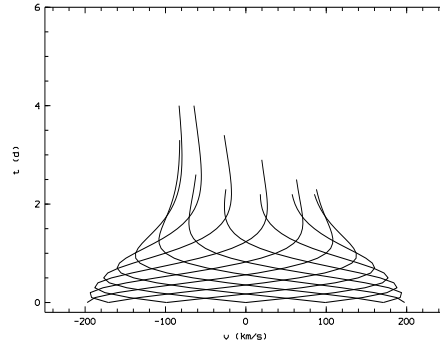
Tabelle E.1: Werte der Parameter, die für die Rechnungen zum Scheibenwind-Modell variiert wurden.

Größe	Werte	Einheit
v_∞	150, 200, 250	km/s
θ	15, 30	Grad
r_0	4, 7, 10	R_\star
$t_{v_\infty/2}$	1, 3	Tag(e)

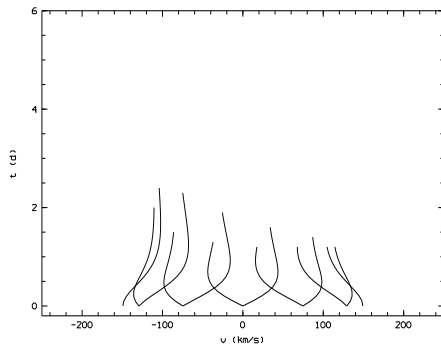
In den folgenden Diagrammen sind für 12 verschiedene, jeweils 30° auseinanderliegende Startwinkel ϕ_0 die zeitlichen Entwicklungen der Radialgeschwindigkeit zu erkennen. Eingezeichnet sind aber nur die Datenpunkte für die Bahnabschnitte, bei denen sich das Testteilchen vor der willkürlich auf $15 R_\star$ begrenzten Scheibe bewegt. Damit werden nur Datenpunkte berücksichtigt, bei denen die Entstehung von Absorptionsstrukturen möglich ist. Da der genaue Radius, bei dem die Scheibe zu kühl wird, nicht bekannt ist, kann die Einschränkung auf $15 R_\star$ auch nur einen Hinweis auf die ungefähre Sichtbarkeitsdauer der Komponenten liefern, wobei anzumerken ist, daß der Begrenzungswert höchstwahrscheinlich zu großzügig gewählt wurde.



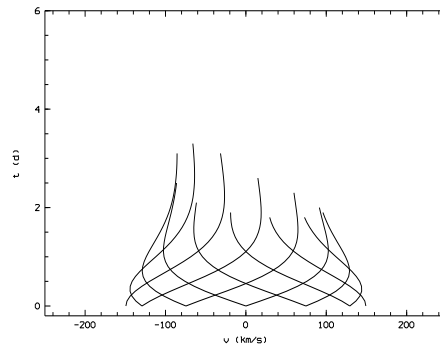
(a) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



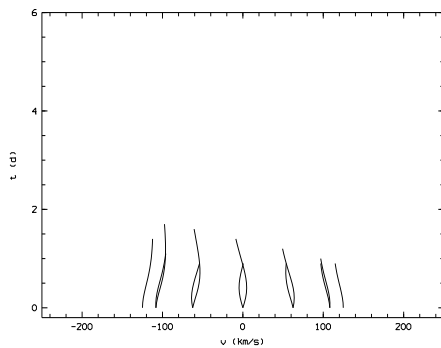
(b) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



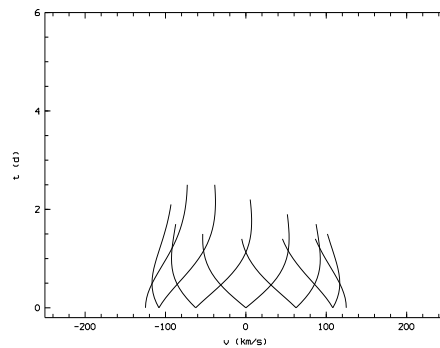
(c) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



(d) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$

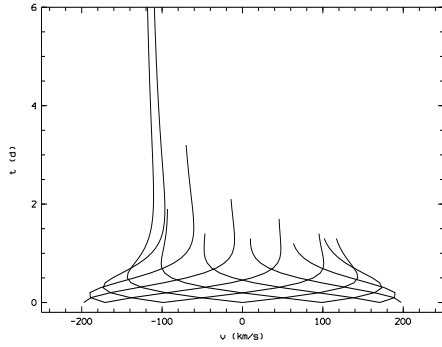


(e) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$

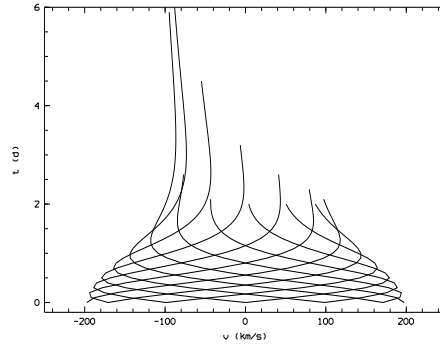


(f) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$

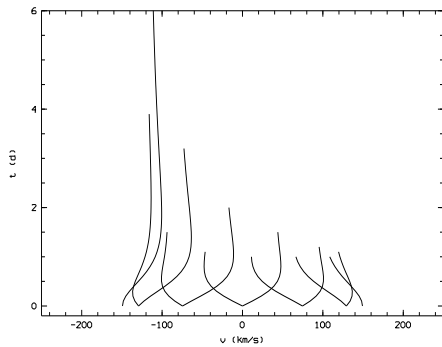
Abbildung E.1: Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme für eine Schar von Testteilchen verschiedener Startwinkel. Für die hier abgebildeten Diagramme ist $v_\infty = 150 \text{ km/s}$ und $\theta = 15^\circ$.



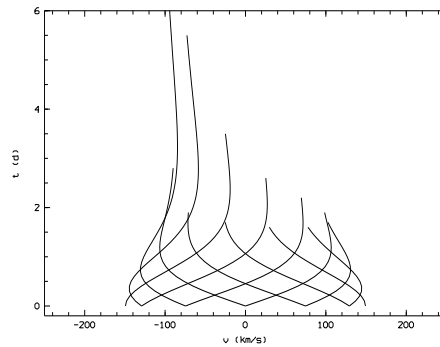
(a) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



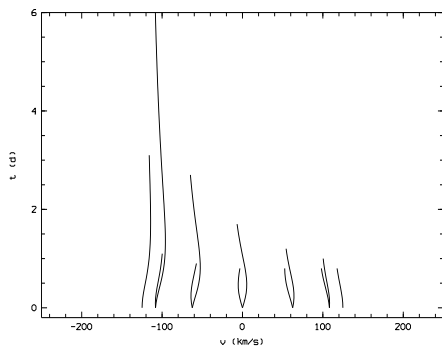
(b) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



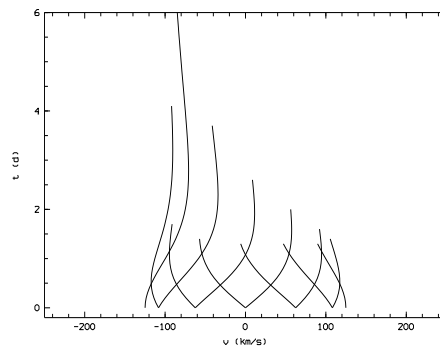
(c) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



(d) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$

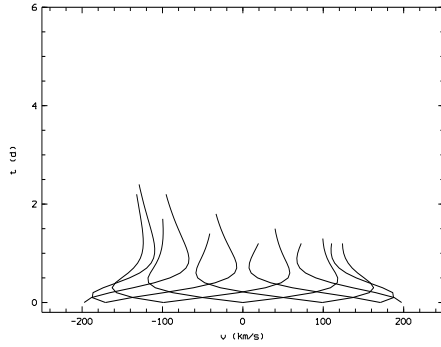


(e) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$

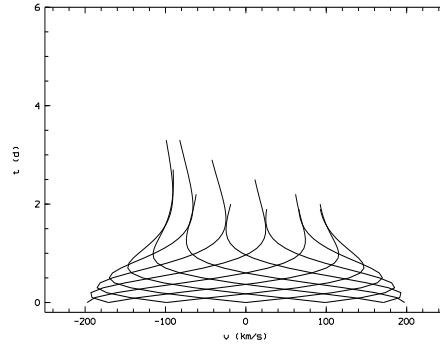


(f) $v_\infty = 150 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$

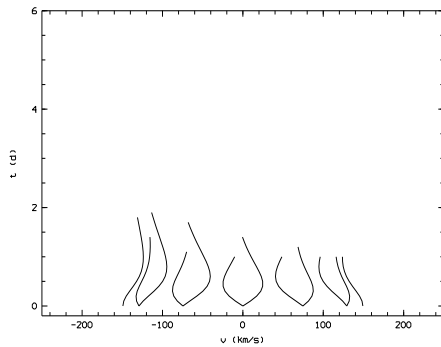
Abbildung E.2: Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme für eine Schar von Testteilchen verschiedener Startwinkel. Für die hier abgebildeten Diagramme ist $v_\infty = 150 \text{ km/s}$ und $\theta = 30^\circ$.



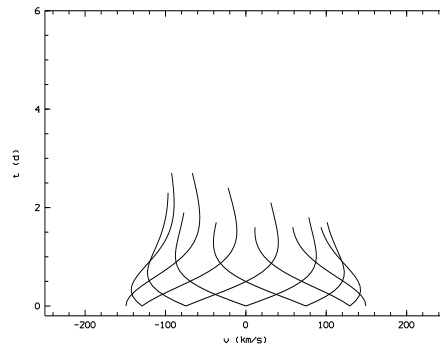
(a) $v_{\infty} = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_{\infty}/2} = 1 \text{ d}$



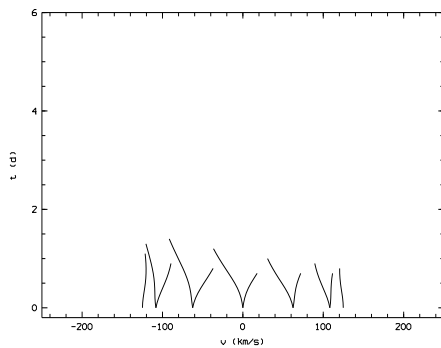
(b) $v_{\infty} = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_{\infty}/2} = 3 \text{ d}$



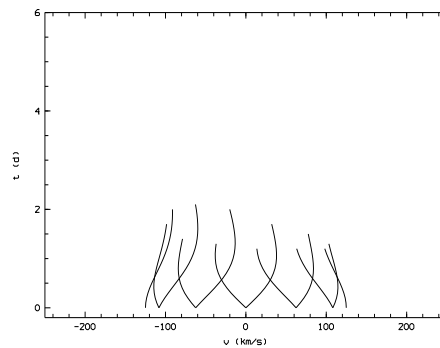
(c) $v_{\infty} = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_{\infty}/2} = 1 \text{ d}$



(d) $v_{\infty} = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_{\infty}/2} = 3 \text{ d}$

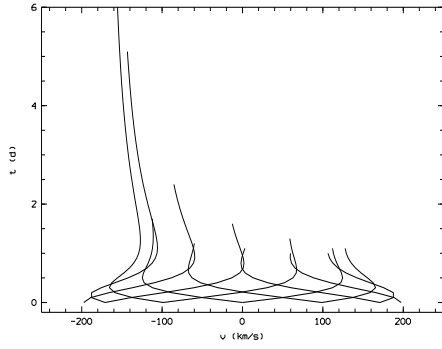


(e) $v_{\infty} = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_{\infty}/2} = 1 \text{ d}$

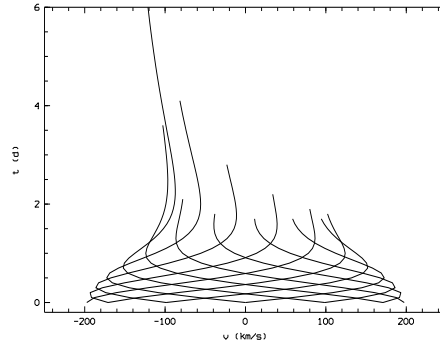


(f) $v_{\infty} = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_{\infty}/2} = 3 \text{ d}$

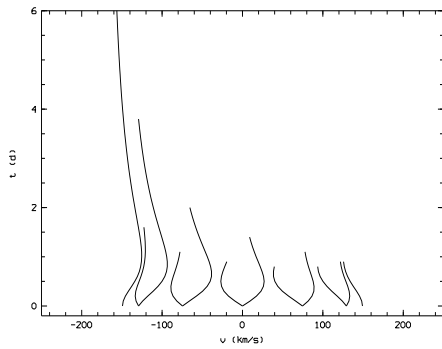
Abbildung E.3: Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme für eine Schar von Testteilchen verschiedener Startwinkel. Für die hier abgebildeten Diagramme ist $v_{\infty} = 200 \text{ km/s}$ und $\theta = 15^\circ$.



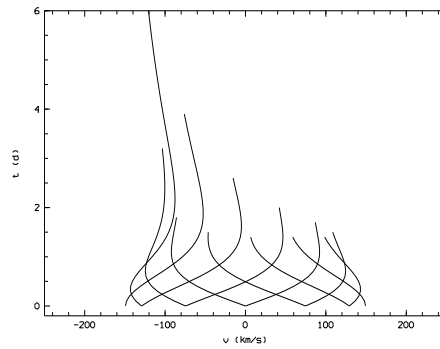
(a) $v_\infty = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



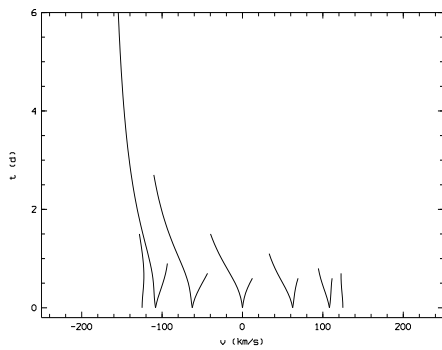
(b) $v_\infty = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



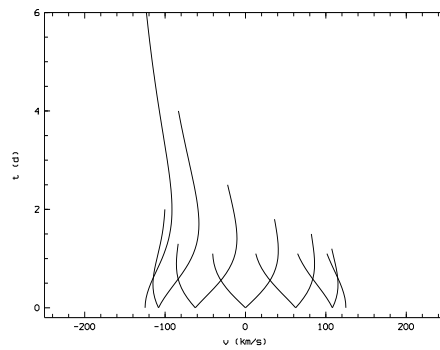
(c) $v_\infty = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



(d) $v_\infty = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$

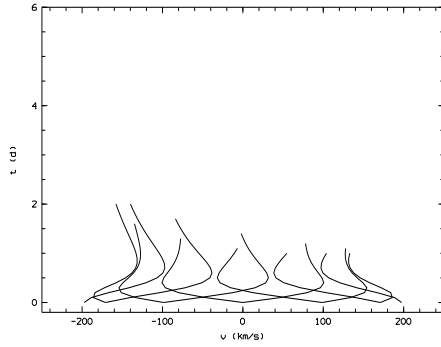


(e) $v_\infty = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$

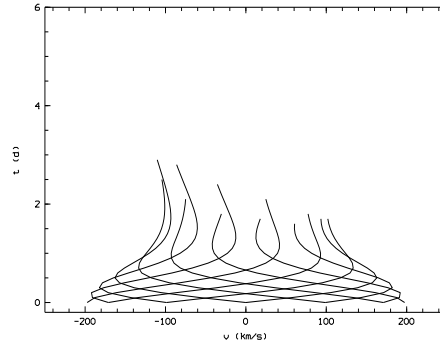


(f) $v_\infty = 200 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$

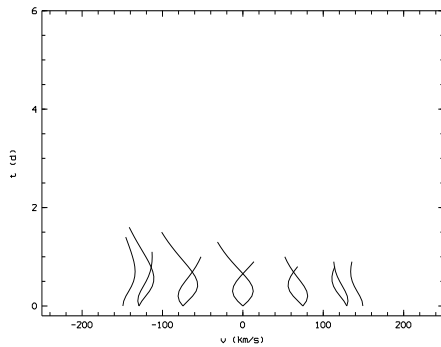
Abbildung E.4: Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme für eine Schar von Testteilchen verschiedener Startwinkel. Für die hier abgebildeten Diagramme ist $v_\infty = 200 \text{ km/s}$ und $\theta = 30^\circ$.



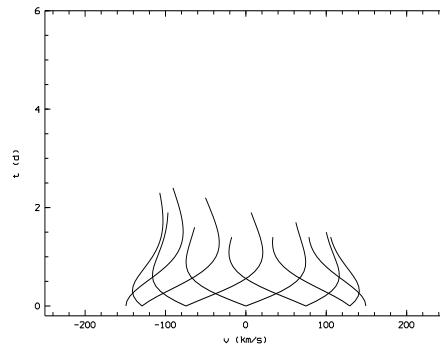
(a) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



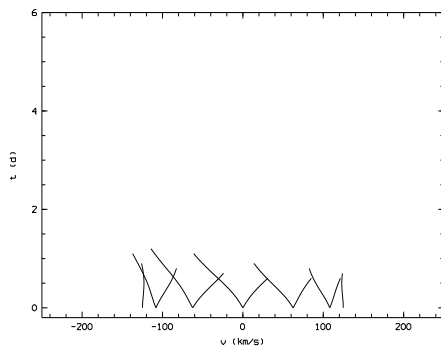
(b) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



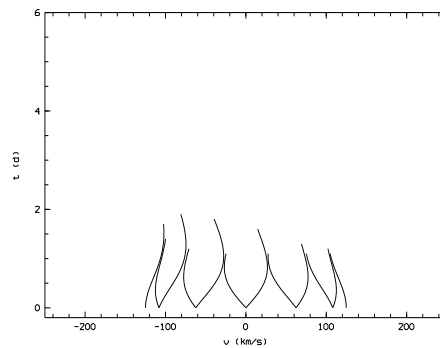
(c) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



(d) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$

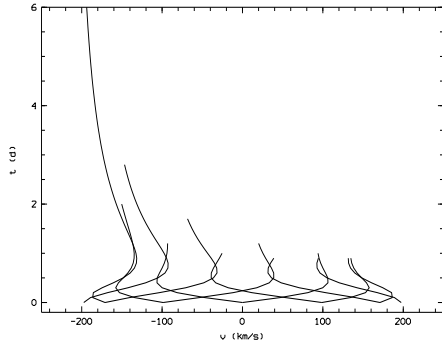


(e) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$

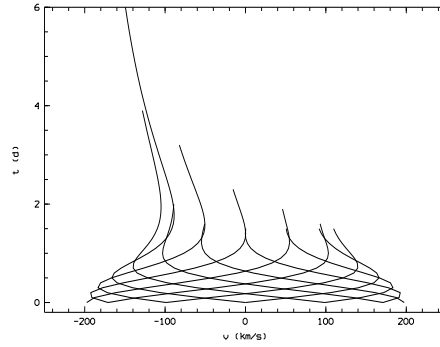


(f) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 15^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$

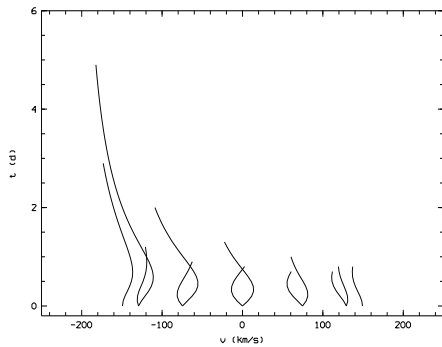
Abbildung E.5: Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme für eine Schar von Testteilchen verschiedener Startwinkel. Für die hier abgebildeten Diagramme ist $v_\infty = 250 \text{ km/s}$ und $\theta = 15^\circ$.



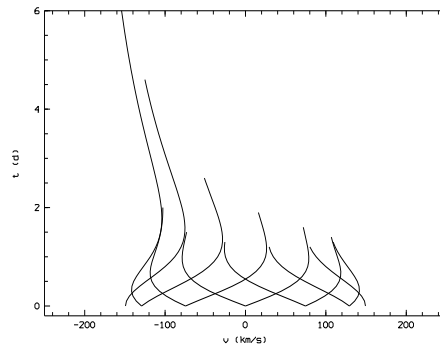
(a) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



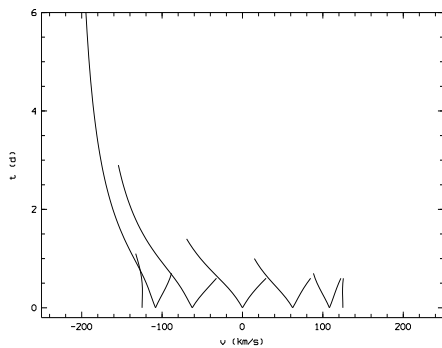
(b) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 4 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



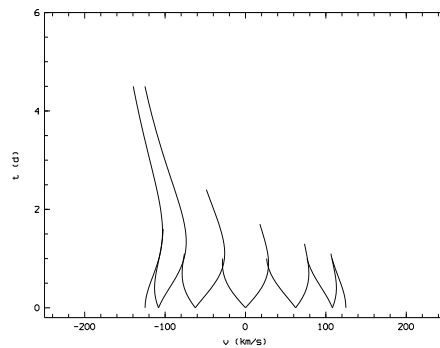
(c) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



(d) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 7 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$



(e) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 1 \text{ d}$



(f) $v_\infty = 250 \text{ km/s}$, $\theta = 30^\circ$, $r_0 = 10 R_*$,
 $t_{v_\infty/2} = 3 \text{ d}$

Abbildung E.6: Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme für eine Schar von Testteilchen verschiedener Startwinkel. Für die hier abgebildeten Diagramme ist $v_\infty = 250 \text{ km/s}$ und $\theta = 30^\circ$.

Anhang F

Diagramme zum Modell von Camenzind & Breitmoser

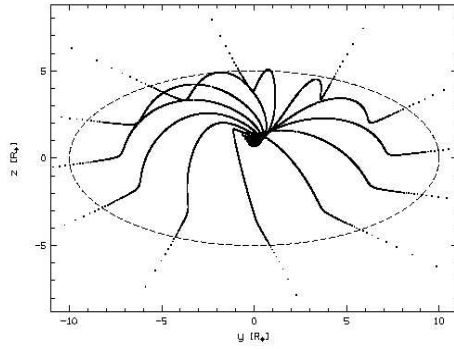
Im folgenden sollen die Ergebnisse der Rechnungen zum Sternwind-Modell von Camenzind & Breitmoser (siehe Kap. 4.3) vorgestellt werden.

Es wurden insgesamt neun unterschiedliche Parameterkombinationen von σ , P und Ψ untersucht. Die jeweils gewählten Werte sind in Tabelle F.1 aufgeführt. Neben den aufgeführten Parametern sind noch weitere, nicht variierte, wie der innere Scheibenradius a ($2,0 R_\star$), die Masse M_\star ($2,4 M_\star$) und der Radius des Sterns R_\star ($2,2 R_\star$) in das Modell eingegangen (siehe Kap. 4.3.2). Die Ergebnisse der Rechnungen wurden für unterschiedliche Projektionen betrachtet. So sind für jeden Parametersatz die Verhältnisse für die beiden Inklinationen 45° und 60° und 12 äquidistante Startwinkel ϕ_0 untersucht worden.

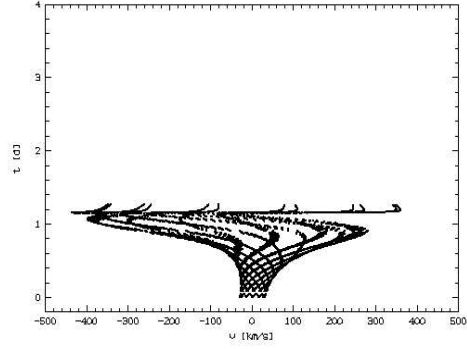
Tabelle F.1: Auflistung der für das Sternwind-Modell benutzten Parameterkombinationen. Es werden ausschließlich die variierten Parameter dargestellt.

Nr.	$-\lg(\sigma)$	P [d]	Ψ
1	8	1	1
2	8	1	0,979
3	9	1	1
4	9	1	0,979
5	9	1	0,841
6	9	1	0,703
7	9	3	1
8	10	0,5	1
9	10	1	1

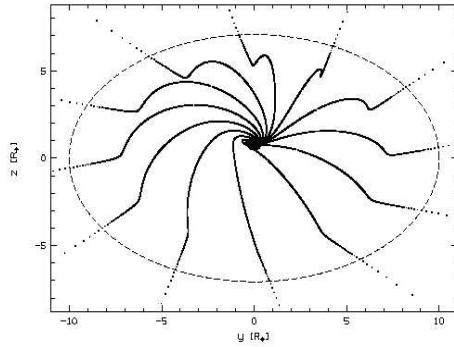
Die Ergebnisse der Rechnungen werden nun so dargestellt, daß für jede Kombination von σ , P und Ψ und i zwei Diagramme existieren, in denen die Werte für jeweils alle ϕ_0 eingetragen sind. Einerseits werden jeweils die auf die Sichte ebene projizierten Trajektorien veranschaulicht, andererseits wird jeweils das dazugehörige, durch die eingezeichnete $10 R_\star$ -Scheibe beschränkte Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm dargestellt (siehe Kap. 4.2.2).



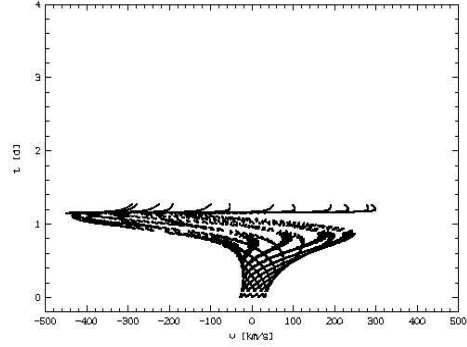
(a) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-8}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$



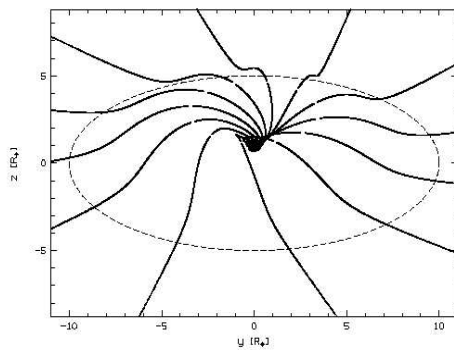
(b) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-8}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$



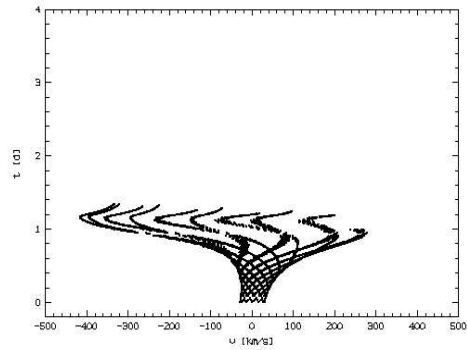
(c) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-8}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$



(d) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-8}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$

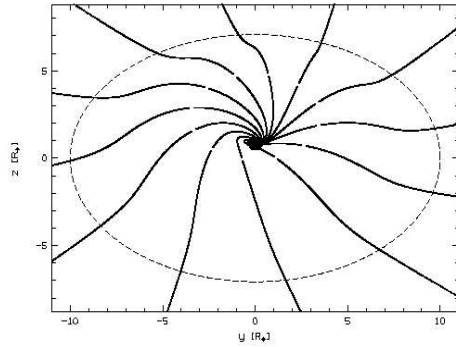


(e) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-8}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,979$ und $i = 60^\circ$

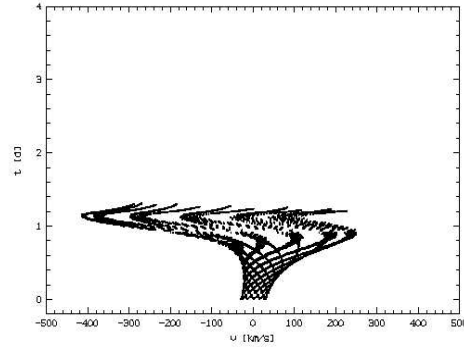


(f) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-8}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$

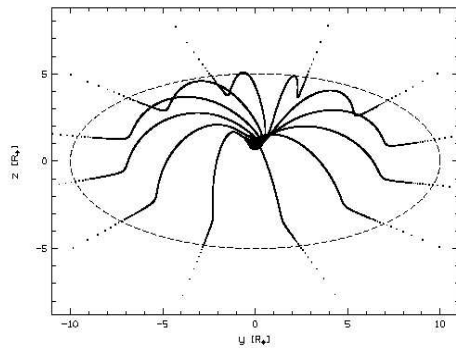
Abbildung F.1: Darstellung der projizierten Trajektorien (links) und der Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme (rechts) für verschiedene Parameterkombinationen des Modells von Camenzind & Breitmoser



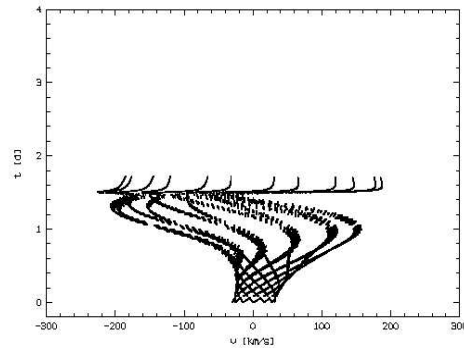
(a) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-8}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,979$ und $i = 45^\circ$



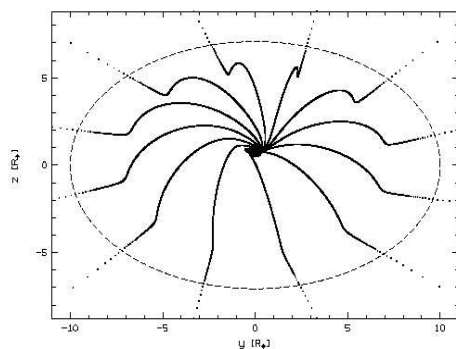
(b) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-8}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,979$ und $i = 45^\circ$



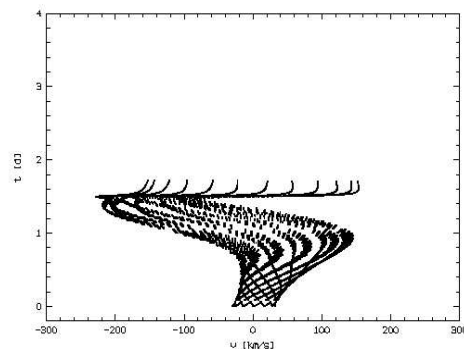
(c) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$



(d) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$

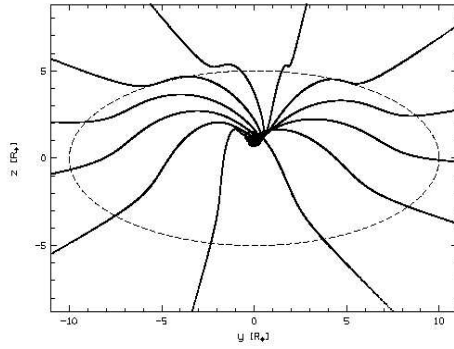


(e) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$

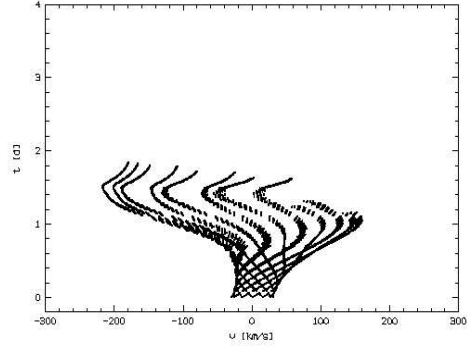


(f) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$

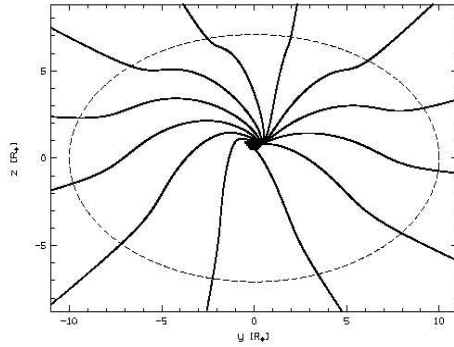
Abbildung F.2: Darstellung der projizierten Trajektorien (links) und der Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme (rechts) für verschiedene Parameterkombinationen des Modells von Camenzind & Breitmoser



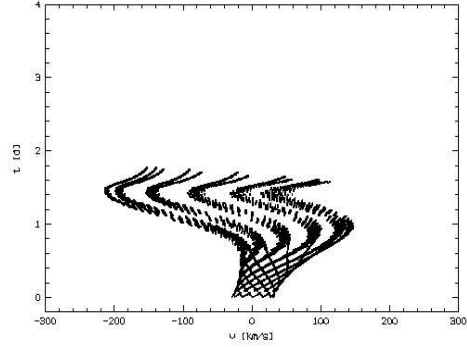
(a) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,979$ und $i = 60^\circ$



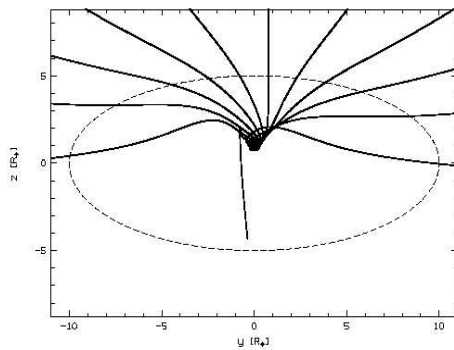
(b) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,979$ und $i = 60^\circ$



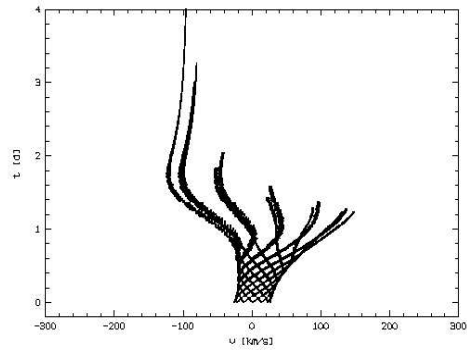
(c) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,979$ und $i = 45^\circ$



(d) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,979$ und $i = 45^\circ$

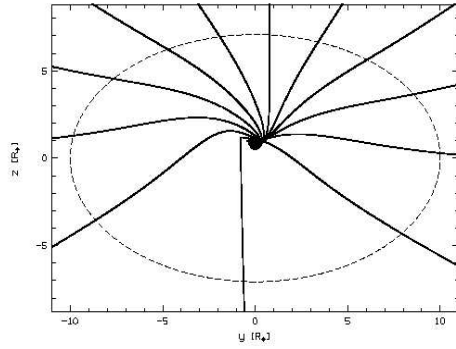


(e) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,841$ und $i = 60^\circ$

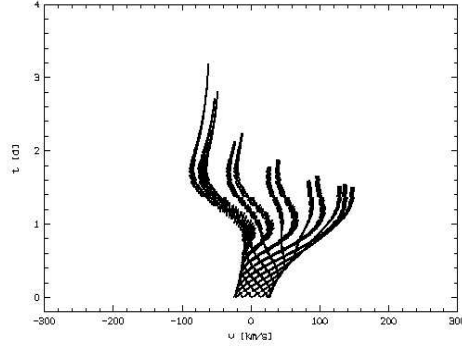


(f) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,841$ und $i = 60^\circ$

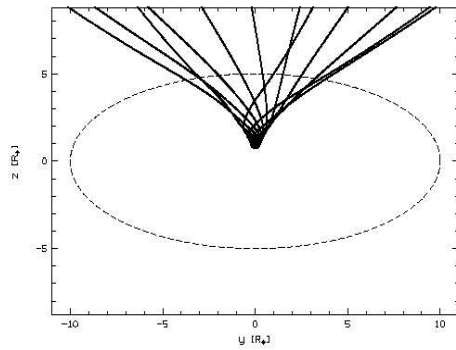
Abbildung F.3: Darstellung der projizierten Trajektorien (links) und der Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme (rechts) für verschiedene Parameterkombinationen des Modells von Camenzind & Breitmoser



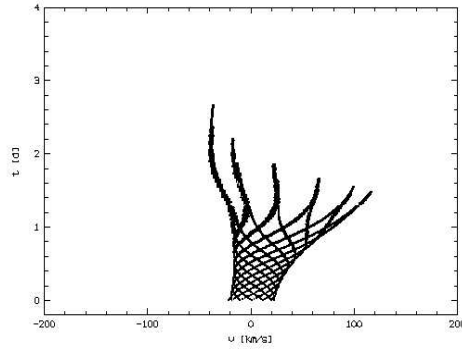
(a) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,841$ und $i = 45^\circ$



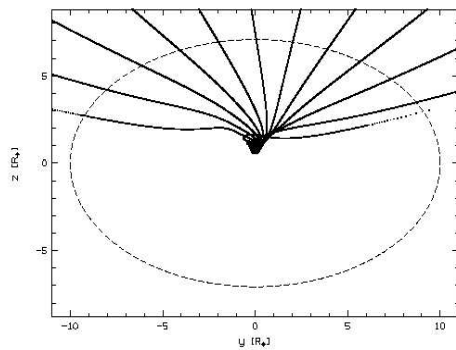
(b) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,841$ und $i = 45^\circ$



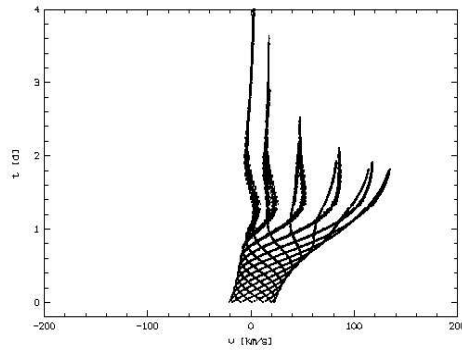
(c) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,703$ und $i = 60^\circ$



(d) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,703$ und $i = 60^\circ$

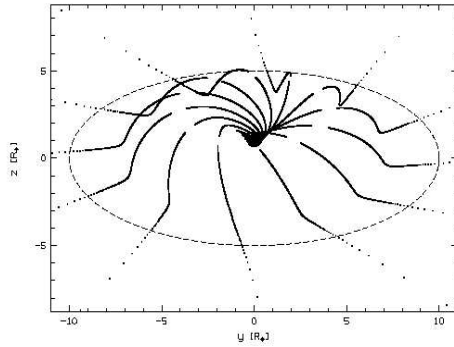


(e) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,703$ und $i = 45^\circ$

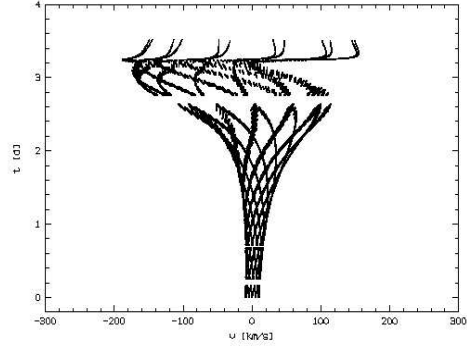


(f) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 1$ d, $\Psi = 0,703$ und $i = 45^\circ$

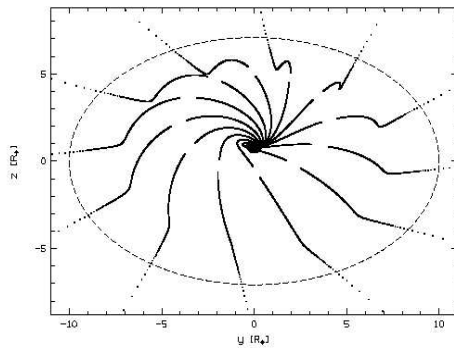
Abbildung F.4: Darstellung der projizierten Trajektorien (links) und der Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme (rechts) für verschiedene Parameterkombinationen des Modells von Camenzind & Breitmoser



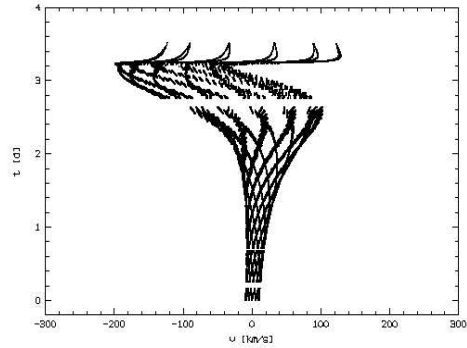
(a) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 3$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$



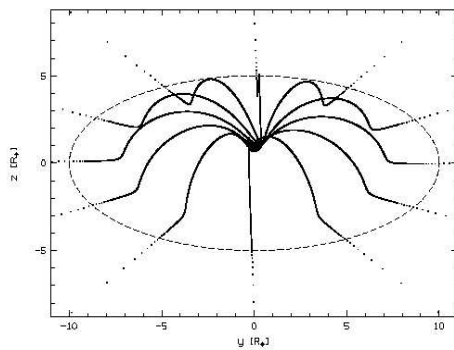
(b) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 3$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$



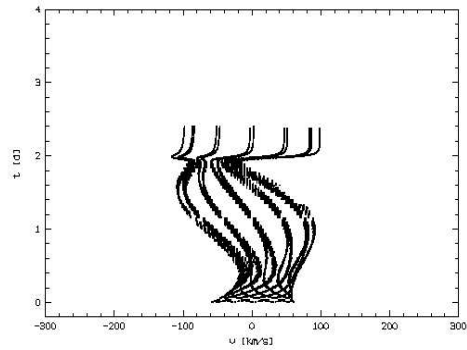
(c) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 3$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$



(d) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-9}$, $P = 3$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$

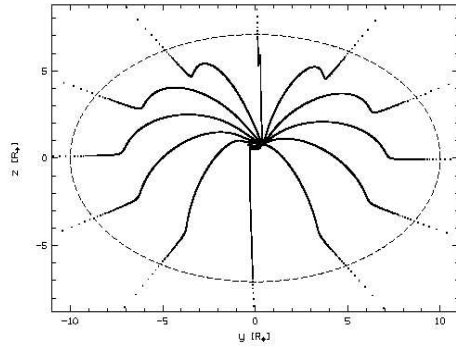


(e) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-10}$, $P = 0,5$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$

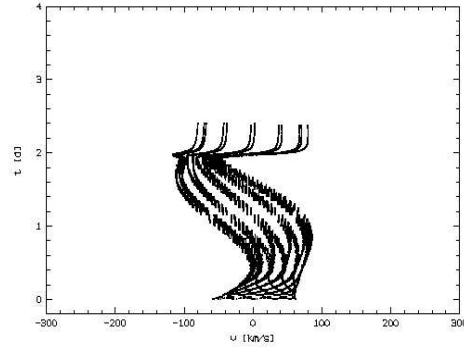


(f) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-10}$, $P = 0,5$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$

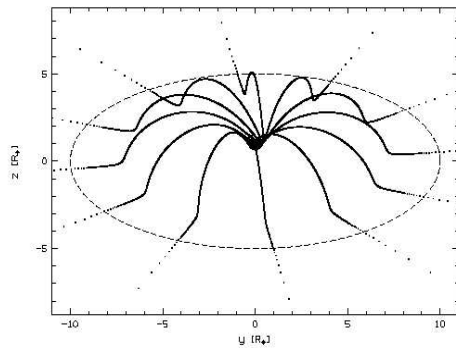
Abbildung F.5: Darstellung der projizierten Trajektorien (links) und der Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme (rechts) für verschiedene Parameterkombinationen des Modells von Camenzind & Breitmoser



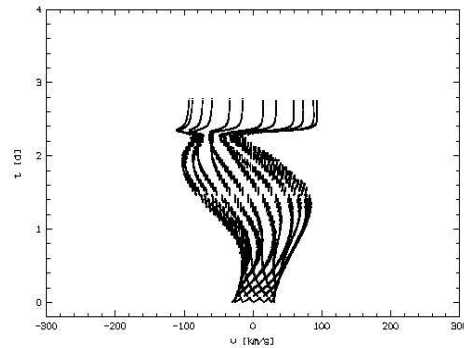
(a) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-10}$, $P = 0,5$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$



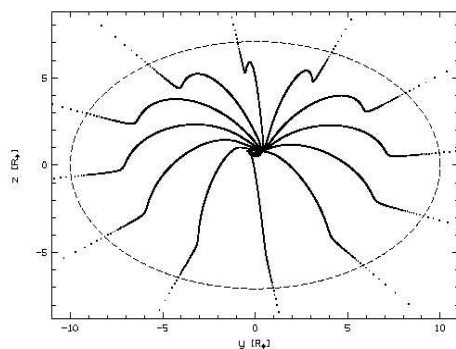
(b) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-10}$, $P = 0,5$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$



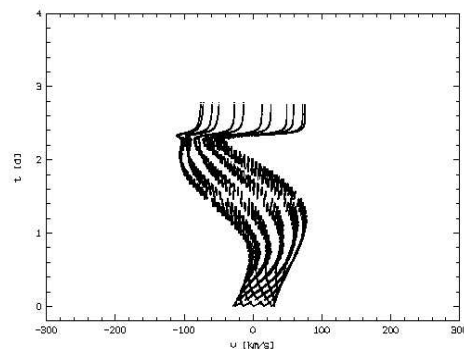
(c) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-10}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$



(d) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-10}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 60^\circ$



(e) Projizierte Trajektorien für $\sigma = 10^{-10}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$



(f) Zeit-Geschwindigkeits-Diagramm für $\sigma = 10^{-10}$, $P = 1$ d, $\Psi = 1$ und $i = 45^\circ$

Abbildung F.6: Darstellung der projizierten Trajektorien (links) und der Zeit-Geschwindigkeits-Diagramme (rechts) für verschiedene Parameterkombinationen des Modells von Camenzind & Breitmoser

Literaturverzeichnis

- André, P., Deeney, B.D., Phillips, R.B., Lestrade, J.-F., 1992, ApJ 401, 667
- Appenzeller, I., 1994. Siehe Thé et al., 1994b, 12
- Appenzeller, I., Östreicher, R., Jankovics, I., 1984, A&A 141, 108
- Artymowicz, P., 1997, AREPS 25, 175
- Aumann, H.H., Beichmann, C.A., Gillett, F.C., de Jong, T., Houck, J.R., et al., 1984, ApJ 278, 23
- Baade, D., Stahl, O., 1989a, A&A 209, 255
- Baade, D., Stahl, O., 1989b, A&A 209, 268
- Backman, D.E., Paresce, F., 1993. In: Levy, E.H., Lunine, J.I., eds., *Protostars and Planets III*, Tucson, University of Arizona Press, S. 1253
- Beaver, M.L., Morrison, N.D., 1995, BAAS 187, 22.03
- Berghöfer, T.W., Schmitt, J.H.M.M., Danner, R., Cassinelli, J.P., 1997, A&A 322, 167
- Berrilli, F., Corciulo, G., Ingrassio, G., Lorenzetti, D., Nisini, B., et al., 1992, ApJ 398, 254
- Berrilli, F., Lorenzetti, D., Saraceno, P., Strafella, F., 1987, MNRAS 228, 833
- Beskrovnaya, N.G., Pogodin, M.A., Tarasov, A.E., Sherbakov, A.G., 1991, SvAL 17, 349
- Beskrovnaya, N.G., Pogodin, M.A., Yudin, R.V., Franco, G.A.P., Vieira, S.L.A., et al., 1998, A&AS 127, 243
- Bibo, E.A., Thé, P.S., 1990, A&A 236, 155
- Bibo, E.A., Thé, P.S., 1991, A&AS 89, 319
- Bjorkman, K.S., Meade, M.R., Babler, B.L., Anderson, C.M., Code, A.D., et al., 1995, BAAS 187, 106.04
- Blondel, P.F.C., Talavera, A., Tijn A Dije, H.R.E., 1993, A&A 268, 624
- Blondel, P.F.C., Tijn A Dije, H.R.E., 1994. Siehe Thé et al., 1994b, 211
- Böhm, T., Catala, C., 1993, A&AS 101, 629
- Böhm, T., Catala, C., 1994, A&A 290, 167
- Böhm, T., Catala, C., 1995, A&A 301, 155
- Böhm, T., Catala, C., 1995, Donati, J.-F., Welty, A., Baudrand, J., et al., 1996, A&AS 120, 431
- Böhm, T., Hirth, G.A., 1997, A&A 324, 177

- Brooke, T.Y., Tokunaga, A.T., Strom, S.E., 1993, AJ 106, 656
- Brown, D.A., Pérez, M.R., Yusef-Zadeh, F., 1993, AJ 106, 2000
- Camenzind, M., Breitmöser, E., 1999, A&A, in Vorbereitung
- Catala, C., 1989. In: Reipurth, B., ed., *Proceedings of the ESO Workshop on Low Mass Star Formation and Pre-main Sequence Objects*, Garching, European Southern Observatory, S.471
- Catala, C., Böhm, T., Donati, J.-F., Simon, T., Jiang, S., et al., 1997, A&A 319, 176
- Catala, C., Felenbok, P., Czarny, J., Talavera, A., Boesgaard, A.M., 1986, ApJ 308, 791
- Catala, C., Kunasz, P.B., 1987, A&A 174, 158
- Catala, C., Simon, T., Praderie, F., Talavera, A., Thé, P.S., et al., 1989, A&A 221, 273
- Cohen, M., Kuhl, L.V., 1979, ApJS 41, 743
- Corcoran, M., Ray, T.P., 1994. Siehe Thé et al., 1994b, 151
- Corcoran, M., Ray, T.P., 1997, A&A 321, 189
- Corcoran, M., Ray, T.P., 1998, A&A 331, 147
- Corcoran, M., Ray, T.P., Bastien, P., 1995, A&A 293, 550
- Crovisier, J., Leech, K., Bockelée-Morvan, D., Brooke, T.Y., Hanner, M.S., et al., 1997, Science 275, 1904
- Damiani, F., Micela, G., Sciortino, S., Harnden, F.R. jr., 1994, ApJ 436, 807
- Davies, J.K., Evans, A., Bode, M.F., Whittet, D.C.B., 1990, MNRAS 247, 517
- Deeming, T.J., 1975, A&AS 36, 137
- Di Francesco, J., Evans, N.J. II., Harvey, P.M., Mundy, L.G., Butner, H.M., 1994, ApJ 432, 710
- Di Francesco, J., Evans, N.J. II., Harvey, P.M., Mundy, L.G., Guilloteau, S., et al., 1997, ApJ 482, 433
- Edwards, S., Ray, T., Mundt, R., 1993. In: Levy, E.H., Lunine, J.I., eds., *Protostars and Planets III*, Tucson, University of Arizona Press, S. 567
- Fendt, C., Camenzind, M., Appl, S., 1995, A&A 300, 791
- Ferlet, R., Lagrange-Henri, A.M., Beust, H., Vitry, R., Zimmermann, J.P., et al., 1993, A&A 267, 137
- Finkenzeller, U., 1985, A&A 151, 340
- Finkenzeller, U., Mundt, R., 1984, A&AS 55, 109
- Garrison, L.M., Anderson, C.M., 1977, ApJ 218, 438
- Ghandour, L., Strom, S., Edwards, S., Hillenbrand, L., 1994. Siehe Thé et al., 1994b, 223
- Gehrz, R.D., Hackwell, J.A., Jones, T.W., 1974, ApJ 191, 675
- Geisel, S.L., 1970, ApJ 161, L105
- Glass, I.S., 1977, MNRAS 178, 9
- Goodrich, R.W., 1993, ApJS 86, 499

- Grady, C.A., Devine, D., Woodgate, B., Boggess, A., Bruhweiler, F.C., et al., 1998, BAAS 193, 73.04
- Grady, C.A., Pérez, M.R., Talavera, A., Bjorkman, K.S., de Winter, D., et al., 1996, A&AS 120, 157
- Graham, J.A., 1992, PASP 104, 479
- Grinin, V.P., 1988, SvAL 14, 27
- Grinin, V.P., 1992, A&AT 3, 17
- Grinin, V.P., Kiselev, N.N., Chernova, G.P., Minikulov, N.K., Voshchinnikov, N.V., 1991, Ap&SS 186, 283
- Grinin, V.P., Kiselev, N.N., Minikulov, N.K., Chernova, G.P., 1988, SvAL 14, 219
- Grinin, V.P., Natta, A., Tambovtseva, L.V., 1996, A&A 313, 857
- Grinin, V.P., Tambovtseva, L.V., 1995, A&A 293, 396
- Grinin, V.P., Thé, P.S., de Winter, D., Giampara, M., Rostopchina, A.N., et al., 1994, A&A 292, 165
- Gummersbach, C.A., Kaufer, A., 1996, The Hot Star Newsletter 22, 16
- Hamann, F., 1994, ApJS 93, 485
- Hamann, F., Persson, S.E., 1992, ApJS 82, 285
- Hanner, M.S., Brooke, T.Y., Tokunaga, A.T., 1995, ApJ 438, 250
- Hartmann, L., Kenyon, S.J., Calvet, N., 1993, ApJ 407, 219
- Henning, T., Launhardt, R., Steinacker, J., Thamm, E., 1994, A&A 291, 546
- Henning, T., Burkert, A., Launhardt, R., Leinert, C., Stecklum, B., 1998, A&A 336, 565
- Herbig, G.H., 1960, ApJS 4, 337
- Herbig, G.H., Bell, K.R., 1988, *Third catalog of emission-line stars of the Orion population*, Lick Obs. Bull. 1111, 1
- Hillenbrand, L.A., 1997, AJ 113, 1733
- Hillenbrand, L.A., Meyer, M.R., Strom, S.E., Skrutskie, M.F., 1995, AJ 109, 280
- Hillenbrand, L.A., Strom, S.E., Vrba, F.J., Keene, J., 1992, ApJ 397, 613
- Hirth, G.A., Mundt, R., Solf, J., 1994, A&A 285, 929
- Houk, N., Smith-Moore, M., 1988, *Michigan catalogue of Two-Dimensional spectral types for the HD stars, vol. 4*, Michigan Spectral Survey vol. 4, Ann Arbor, Dept. of Astronomy, Univ. Michigan
- Jain, S.K., Bhatt, H.C., Sagar, R., 1990, A&AS 83, 237
- Kaufer, A., 1996, Dissertation, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Knacke, R.F., Fajardo-Acosta, S.B., Telesco, C.M., Hackwell, J.A., Lynch, D.K., et al., 1993, ApJ 418, 440
- Kundt, W., Robnik, M., 1980, A&A 91, 305

- Kurucz, R.L., Bell, B., 1995, *Atomic Line List*, Kurucz CD-Rom No. 23, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge
- Kwan, J., Tademaru, E., 1988, ApJ 332, L41
- Lada, C.J., Alves, J., Lada, E.A., 1996, AJ 111, 1964
- Leinert, C., Richichi, A., Weitzel, N., Haas, M., 1994. Siehe Thé et al., 1994b, 155
- Lomb, N.R., 1976, Ap&SS 39, 447
- Malfait, K., Bogaert, E., Waelkens, C., 1998, A&A 331, 211
- Mandel, H., 1988a, Dissertation, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Mandel, H., 1988b, *High Resolution Spectroscopy with a fiber-linked Echelle Spectrograph*. In: Cayrel de Strobel, G., Sipte, M., eds., IAU Symp.132, Kluwer, S.9
- Mannings, V., 1994, MNRAS 271, 587
- Mannings, V., Sargent, A.I., 1997, ApJ 490, 792
- Marsh, K.A., Van Cleve, J.E., Mahoney, M.J., Hayward, T.L., Houck, J.R., 1995, ApJ 451, 777
- Meeus, G., Waelkens, C., Malfait, K., 1998, A&A 329, 131
- Merrill, P.W., Humason, M.L., Burwell, C.G., 1925, ApJ 61, 389
- Moore, C.E., ed., 1945, *A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Part I – Table of Multiplets*, Contrib. Princeton Univ. Obs. No. 20, Princeton, Princeton University Observatory
- Moore, C.E., ed., 1952, *An Ultraviolet Multiplet Table*, Circular of the National Bureau of Standards 488 Section 2, Washington, United States Department of Commerce
- Miroshnichenko, A., Ivezić, Z., Elitzur, M., 1997, ApJ 475, L41
- Mitskevich, A.S., 1995, A&A 298, 219
- Mundt, R., Ray, T.P., 1994. Siehe Thé et al., 1994b, 237
- Narayan, R., Popham, R., 1994. In: Duschl et al., eds., *Theory of Accretion Disks – 2*, Dordrecht, Kluwer, S. 293
- Natta, A., Palla, F., Butner, H.M., Evans, N.J. II., Harvey, P.M., 1993a, ApJ 406, 674
- Natta, A., Prusti, T., Krügel, E., 1993b, A&A 275, 527
- Natta, A., Grinin, V.P., Mannings, V., Ungerechts, H., 1997, ApJ 491, 885
- Paatz, G., 1994, Dissertation, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Paatz, G., Camenzind, M., 1996, A&A 308, 77
- Palla, F., Stahler, S.W., 1993, ApJ 418, 414
- Pelletier, G., Pudritz, R.E., 1992, ApJ 394, 117
- Pérez, M.R., 1994. Siehe Thé et al., 1994b, 331
- Pérez, M.R., Grady, C.A., Thé, P.S., 1993, A&A 274, 381

- Pogodin, M.A., 1994, *A&A* 282, 141
- Ponz, D., Brinks, E., 1983, *ESO Messenger* 43, 31
- Praderie, F., Catala, C., Simon, T., Boesgaard, A.M., 1986, *ApJ* 303, 311
- Prusti, T., Natta, A., Palla, F., 1994, *A&A* 292, 593
- Ray, T.P., Bührke, T., Mundt, R., 1988. In: Dupree, A.K., Lago, M., eds., *Formation and Evolution of Low Mass Stars*, NATO ASI, Kluwer, S. 281
- Ray, T.P., Poetzel, R., Solf, J., Mundt, R., 1990, *ApJ* 357, L45
- Reipurth, B., Pedrosa, A., Lago, M.T.V.T., 1996, *A&AS* 120, 229
- Roberts, D.H., Lehar, J., Dreher, J.W., 1987, *AJ* 93, 968
- Roche, P.F., Allen, D.A., Bailey, J.A., 1986, *MNRAS* 220, 7
- Rogerson, J.B. jr., 1987, *ApJS* 63, 369
- Saidel, A.K., Prokofiev, V.K., Raiski, S.M., eds., 1961, *Tables of Spectrum Lines*, London, Pergamon Press
- Scargle, J.H., 1982, *ApJ* 263, 835
- Schwarz, U.J., 1978, *A&A* 65, 345
- Schwarzenberg-Czerny, A., 1993, *Analyses of Astronomical Time Series*. In: Grosbøl, P.J., de Ruijscher, R.C.E., eds., *ESO Conference and Workshop Proceedings*, S. 47
- Sitko, M.L., 1981, *ApJ* 247, 1024
- Sitko, M.L., Grady, C.A., Lynch, D.K., Russell, R.W., Hanner, M.S., 1999, *ApJ* 510, 408
- Skinner, S.L., Brown, A., Stewart, R.T., 1993, *ApJS* 87, 217
- Skinner, S.L., Yamauchi, S., 1996, *ApJ* 471, 987
- Sorelli, C., Grinin, V.P., Natta, A., 1996, *A&A* 309, 155
- Stahl, O., Mandel, H., Wolf, B., Gäng, T., Kaufer, A., et al., 1993, *A&AS* 99, 167
- Stahler, S.W., 1983, *ApJ* 271, 632
- Thé, P.S., Cuypers, H., Tijn A Dije, H.R.E., Felenbok, P., 1985, *A&A* 149, 429
- Thé, P.S., de Winter, D., Pérez, M.R., 1994a, *A&AS* 104, 315
- Thé, P.S., Pérez, M.R., van den Heuvel, E.P.J., eds., 1994b, *The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ASP Conference Series Vol. 62, San Francisco, Astronomical Society of the Pacific
- Tijn A Dije, H.R.E., Thé, P.S., Andersen, J., Nordström, B., Finkenzeller, U., et al., 1989, *A&AS* 78, 1
- van den Ancker, M.E., Thé, P.S., Feinstein, A., Vázquez, R.A., de Winter, R.A., et al., 1997a, *A&AS* 123, 63
- van den Ancker, M.E., Thé, P.S., Tijn A Dije, H.R.E., Catala, C., de Winter, D., et al., 1997b, *A&A* 324, L33
- van den Ancker, M.E., de Winter, D., Tijn A Dije, H.R.E., 1998, *A&A* 330, 145
- van Dishoeck, E.F., Thi, W.F., Blake, G.A., Mannings, V., Sargent, A.I., et al., 1998, *Ap&SS* 255, 77

- Vigneron, C., Mangeney, A., Catala, C., Schatzman, E., 1990, *Solar Physics* 128, 287
- Vrba, F.J., Schmidt, G.D., Hintzen, P.M., 1979, *ApJ* 227, 185
- Waelkens, C., Waters, L.B.F.M., de Graauw, M.S., Huygen, E., Malfait, K., et al., 1996, *A&A* 315, L245
- Waters, L.B.F.M., Waelkens, C., 1998, *ARA&A* 36, 233
- Wenzel, W., 1968. In: Detre, L., ed., *Non-Periodic Phenomena in Variable Stars*, IAU Colloq. 4, 61
- Wesseliuss, P.R., van den Ancker, M.E., Young, E.T., Clark, F.O., Prusti, T., et al., 1996, *A&A* 315, L197
- Whittet, D.C.B., Williams, P.M., Zealey, W.J., Bode, M.F., Davies, J.K., 1983, *A&A* 123, 301
- Wilson, R.E., Joy, A.H., 1952, *ApJ* 115, 157
- Wood, K., Bjorkman, K., Bjorkman, J., 1996, *BAAS* 188, 57.07
- Wooden, D.H., 1994. Siehe Thé et al., 1994b, 138
- Yudin, R.V., Evans, A., 1998, *A&AS* 131, 401
- Zaitseva, G.V., 1973, *Variable Stars* 19, 63
- Zellner, B., 1970, *AJ* 75, 182
- Zinnecker, H., Preibisch, T., 1994, *A&A* 292, 152

Abkürzungen

A&A	Astronomy and Astrophysics
A&AS	Astronomy and Astrophysics Supplement Series
A&AT	Astronomy and Astrophysics Transactions
AJ	Astronomical Journal
Ap&SS	Astrophysics and Space Science
ApJ	Astrophysical Journal
ApJS	Astrophysical Journal Supplement Series
ARA&A	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
AREPS	Annual Review of Earth and Planetary Sciences
BAAS	Bulletin of the American Astronomical Society
ed./eds.	Herausgeber
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
SvAL	Soviet Astronomy Letters

Danksagung

Die Diplomarbeit war für mich eine schöne und — schaut man sich die vorliegende Arbeit an — wohl auch produktive Zeit. Das dies so gewesen ist kommt nicht von ungefähr. Deshalb möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken bei

Prof. Dr. Bernhard Wolf für die Möglichkeit dieses interessante und ergiebige Thema im Rahmen einer Diplomarbeit bearbeiten zu dürfen sowie die Gelegenheit eines Beobachtungsaufenthalts auf dem Calar Alto;

Prof. Dr. Immo Appenzeller für die Erstellung des zweiten Gutachtens und der Ermöglichung einer Doktorarbeit unter seiner Betreuung an der mir lieb gewordenen Landessternwarte;

Dr. Otmar Stahl für die gute Betreuung, das große Interesse und das stets offene Ohr;

Prof. Dr. Max Camenzind für die fruchtbaren Diskussionen und den Anstoß zur Benutzung des Sternwind-Modells;

Elena Breitmoser ganz besonders für das aufopferungsvolle Investieren ihrer Zeit in die von mir benötigten Modellrechnungen und der geduldigen Beantwortung meiner zahlreichen Fragen;

Dr. Thomas „Rivi“ Rivinius für die bereitwillige Hilfe bei meinen ersten Schritten an der Landessternwarte, der Reduktion der HEROS-Spektren und der Hilfe bei der Erlangung der IUE-Spektren;

Dr. Andreas Kaufer für die Möglichkeit sein für mich unverzichtbares Programmpaket benutzen zu können und die Bereitschaft sich mit meiner Diplomarbeit auseinanderzusetzen;

Dr. Dietrich Baade für das große Interesse an meiner Arbeit;

Dominik Schäfer für die gemeinsame und lehrreiche Zeit auf dem Calar Alto;

den Beobachtern für die Schaffung der Grundlage dieser Arbeit;

Christian Maier, Sascha Tubbesing und Andreas Korn für die freundschaftliche und besonders hilfreiche Atmosphäre in „unserem Büro“;

allen Mitarbeitern der Landessternwarte für das tolle Arbeitsklima;

meiner Familie für die wohlwollende Unterstützung meines Studiums und insbesondere meiner Mutter für das intensive Korrekturlesen;

meinen Freunden für das Verständnis der mir für gemeinsame Unternehmungen oft fehlenden Zeit und des unerschütterlichen Interesses an meinem Schaffen und

Irina Kretz unermesslich für das große Verständnis was sie meiner Arbeit entgegen gebracht hat, auch wenn ich nur selten daheim war und vieles ohne meine Hilfe erledigt werden mußte.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 12. Juli 1999

.....
(Stefan Noll)