INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät

der

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.–Phys. Sebastian G. Els
aus Dieburg/Hessen

Tag der mündlichen Prüfung: 05.02.2002

Detektion und Morphologie von jungen extrasolaren Planetensystemen.

Gutachter : Prof. Dr. Wolfgang J. Duschl
Prof. Dr. Immo Appenzeller

Zusammenfassung

Seit einigen Jahren wird die Suche nach extrasolaren Planetensystemen durch die Messung präziser stellarer Radialgeschwindigkeiten mit Erfolg betrieben. Die so gefundenen extrasolaren Planetensysteme erlauben es damit erstmals, auch von Seiten der Beobachtung die Szenarien der Planetenentstehung und –entwicklung zu untersuchen. Gerade bei jungen Sternen, welche einen zeitlich unmittelbaren Zugang zu den Frühstadien der Planetenentwicklung zulassen würden, ist die Detektion von planetaren Begleitern jedoch aufgrund des Einflusses von stellarer Aktivität auf die Radialgeschwindigkeitsmessung praktisch unmöglich. Anhand der Simulation des Einflusses von Sternflecken auf die Form von Absorptionslinien konnte gezeigt werden, daß eine Korrektur für derartige Effekte unter Anwendung einer Momentenentwicklung der Absorptionslinien theoretisch möglich ist. Um eine derartige Korrelation von Linienprofilvariationen und Radialgeschwindigkeiten empirisch zu suchen, wurden hochaufgelöste spektroskopische Beobachtungen von den aktiven Sternen ξ Bootis A, HD 166435 und ι Horologii mit guter Phasenüberdeckung einer Rotationsperiode gewonnen. Es konnten Korrelationen zwischen den Asymmetrien einzelner Linien und der Radialgeschwindigkeit bei ξ Bootis A und HD 166435 gefunden werden, die eine Korrektur der Radialgeschwindigkeit von 30% ermöglichen. Mittels Konstruktion eines mittleren Linienprofils konnte im Falle von HD 166435 eine Reduktion der Streuung der Radialgeschwindigkeit um 50%, in den Bereich der Meßgenauigkeit der Radialgeschwindigkeit, erzielt werden. Dies zeigt, daß präzise Radialgeschwindigkeiten von jungen, aktiven Sternen auch praktisch möglich sind.

Ebenfalls wird die Möglichkeit der Detektion von Planeten in der protoplanetaren Akkretionsscheibe mittels Maserstrahlung vorgeschlagen und diskutiert. Die Resultate weisen auf ein streng periodisches Auftreten von Maseremission hin, das mit der Radialgeschwindigkeit der Emission korreliert ist.

Schließlich wird eine Studie der Morphologie der zwei extrasolaren Planetensysteme ι Horologii und Gliese 86, durch Beobachtungen im Nahinfraroten– und Millimeterbereich, vorgestellt. Diese Studie führte zur Detektion eines bislang nicht detektierten Begleiters um Gliese 86. Ob es sich bei dem gefundenen Begleiter um einen Weißen oder Braunen Zwerg handelt, kann aus den vorgeliegenden Beobachtungsdaten nicht eindeutig geschlossen werden. Um ι Horologii konnte kein zirkumstellarer Staub nachgewiesen werden. Die mögliche Detektion einer schwachen Emission von Kohlenmonoxid könnte auf die Existenz von molekularem Gas um diesen Stern hindeuten. Jedoch bedürfen diese Beobachtungen zukünftiger Bestätigung.

Abstract

Since a couple of years the detection of extrasolar planets by measuring precision radial velocities is possible and has led to the detection of a number of extrasolar planetary systems. These systems allow for the first time to investigate various formation scenarious of planetary systems by means of observations. However, the detection of planets around young stars is hampered by the influence of stellar activity on the measurement of precise radial velocities. By simulating the variations of stellar absorption line profiles due to star spots a possible correction method was found by employing a momentum analysis of the absorption line profiles. To investigate the feasibility of the proposed method high resolution optical spectra of the active stars ξ Bootis A, HD 166435 and ι Horologii have been obtained covering a whole rotation period with good phase coverage. In the case of ξ Bootis A and HD 166435 a correlation between individual line profile asymmetry variations was found, which makes a correction of the radial velocities by 30% possible. By contstructing a mean line profile a correction by 50%, close to the level of measurement precision, is demonstrated for the case of HD 166435. This shows the possibility to correct for activity effects on the radial velocity measurements.

Also the possibility of detecting planets still embedded in the protoplanetary accretion disk by means of maser radiation is proposed and discussed. The results indicate that if a planets trigger maser emission in the surround disk, the signal would be periodic and correlated with the radial velocity at which the signal is observed.

Finally a study of the circumstellar environment of the extrasolar planetary systems Gliese 86 and ι Horologii using high resolution near infrared and submillimeter observing facilities is presented. This study led to the detection of a previously expected but undetected companion in the Gliese 86 system. The presented observations give no clear indication whether the found object is a brown or a white dwarf. The observations of the circumstellar enviroment did not result in the detection of dusty material around this star. A weak emission of carbon monoxide could have been detected indicating the presence of molecular material around this star. However this result needs future confirmation.

Inhaltsverzeichnis

1 Planeten außerhalb des Sonnensystems

Die vielleicht bedeutendste Frage der menschlichen Kultur ist die nach der Alleinexistenz des Lebens auf der Erde. Vom astronomischen Standpunkt läßt sich diese Frage direkt auf die nach der Existenz von weiteren planetaren Systemen ausserhalb des Sonnensystems zurückführen – den extrasolaren Planetensystemen. Diese Frage war noch bis vor wenigen Jahren unbeantwortet. Die Detektion des ersten extrasolaren Planeten (Mayor & Queloz 1995) und die darauf folgende Fülle von Entdeckungen solcher Systeme (z.B. Marcy et al. 2000) haben gezeigt, daß planetare Systeme eine im Kosmos häufige Erscheinung sind, wenn auch mit anderen Charakteristiken als unser Sonnensystem. Diese Einleitung soll zunächst einen kurzen Überblick über unser Sonnensystem geben. Danach werden die Entstehungszenarien eines Planetensystems erläutert.

1.1 Das Sonnensystem

Unser Sonnensystem besteht aus neun großen Planeten, die das Zentralgestirn, die Sonne, auf Keplerbahnen umlaufen und deren Bahnebenen nur gering, sieht man von Pluto ab, maximal 7° gegeneinander geneigt sind. Die vier innersten Planeten verfügen über eine feste Kruste, wohingegen die äusseren Planeten Gasriesen sind. Planeten mit fester Oberfläche werden als erdähnlich bezeichnet.

Der größte Planet des Sonnensystems ist der Jupiter. Dieser stellt den Prototyp der Gasriesen dar, die auch jupiterähnlich genannt werden. Es hat sich als sinnvoll herausgestellt die Massen solcher Planeten auf die Masse des Jupiters (Jupitermasse $\equiv$ M_{Jup} = 1898.6 10^{27} kg) zu normieren. In seiner Zusammensetzung ist Jupiter der Sonne ähnlich. Lediglich durch seine zu geringe Masse konnte bei Jupiter das Wasserstoffbrennen nicht zünden.

Es seien an dieser Stelle auch gleich die sogenannten Braunen Zwerge erwähnt. Nach heutiger Definition versteht man unter einem Stern ein Objekt welches über genügend Masse verfügt um das Wasserstoffbrennen – die Fusion von Wasserstoff zu Helium – zu zünden. Diese minimale Masse eines Sterns liegt bei 0.08 $M_\odot$ (Sonnenmassen) $\approx$ 80 M_{Jup}. Unterschreitet ein Objekt diese Masse, so kann es noch zur Zündung des Deuteriumbrennens kommen. Die untere Massengrenze für das Deuteriumbrennen ist nicht genau bekannt liegt jedoch im Bereich zwischen 11 und 13 M_{Jup}. Ein solches Objekt wird als Brauner Zwerg bezeichnet. Die Braunen Zwerge stellen somit eine Objektklasse dar, die zwischen den Planeten, die über keine Fusion als Energiequelle verfügen, und den Sternen liegt.

Im Sonnensystem sind des weiteren eine Vielzahl kleiner und kleinster Körper vorhanden, die Kometen und Asteroiden.

Am Rande des Sonnensystems, in einem Abstand ab etwa 30 AE (astronomischen Einheiten, oder auch AU) von der Sonne, bewegen sich die sogenannten Trans–Neptunischen Objekte (TNO). TNOs sind ein Hauptgebiet gegenwärtiger Forschung, da diese als Reste der Planetenentstehung angesehen werden und somit Auskunft über die Frühphasen des Sonnensystems geben könnten. Ihre Größe liegt im Bereich von einigen 10^2 km.

Eine dünne Staubschicht durchzieht ausserdem noch das Sonnensystem. Dieser Staub ist stark in der Bahnebene der Planeten konzentriert. In besonders klaren Nächten kann das gestreute Licht der Sonne als ein schwach leuchtendes Band in und nahe der Ekliptik am Himmel gesehen werden. Dieses Leuchten wird auch als Zodiakallicht bezeichnet.

1.2 Entstehungsszenarien

Wie solch ein System entsteht, ist eines der Hauptthemen astronomischer Forschung seit Jahrhunderten. Bereits Kant (1755) und später Laplace (1796) haben die sogenannte Nebelhypothese aufgestellt, welche im Prinzip noch bis heute Gültigkeit hat. Nach dieser entstehen die Planeten aus einem Urnebel, welcher rotiert und in dem die Planeten durch ein "zusammenziehen" der Materie "auskondensieren".

Die modernen Theorien der Stern– und Planetenentstehung liefern ein weitaus vollständigeres Bild dieser Prozesse (siehe zum Beispiel Kley 1999, Wuchterl 1999, Walter et al. 2000). Jedoch ist es nicht möglich Stern– und Planetenbildung getrennt zu betrachten. Beide Vorgänge sind stark miteinander verbunden, wenn auch die Planetenbildung den Stern erst im späteren Stadium beeinflusst. Deshalb soll hier eine kurze Übersicht über die Sternentstehung und daran anschliessend eine über die Planetenentstehung folgen.

1.2.1 Sternentstehung

Die Sternentstehung findet in Riesenmolekülwolken statt. Diese beginnen bei überschreiten ihrer Jeans–kritischen Masse zu kollabieren. Dieser Kollaps führt nach gegenwärtigen Modellen nicht direkt zum Stern, sondern während des Kollaps fragmentiert die Wolke in weitere Kerne, welche wiederum instabil werden und weiter kollabieren.

Durch die Erhaltung des Drehimpulses der ursprünglichen Wolke kommt es jedoch nicht zu einem direkten Einfall der Materie auf den Protostern. Es entsteht ein abgeflachtes, rotierendes Gebilde um den Protostern, die sogenannte Akkretionsscheibe. Diese transportiert die von aussen einfallende Materie auf den Protostern und Drehimpuls nach außen. Dieses Stadium der Sternentstehung ist nach außen hin im optischen Spektralbereich nicht beobachtbar, da der Protostern noch zu tief in der umgebenden Molekülwolke eingebettet ist und diese die von innen kommende Strahlung absorbiert. Man spricht von Klasse I Objekten. Diese Objekte haben Alter von einigen 10^5 Jahren. Es kommt auch zur Ausbildung sogenannter molekularer Ausflüsse. Hierbei handelt es sich um parallel zur Rotationsachse des Systems ausströmendem Material.

Im weiteren Verlauf nimmt die Dichte der umgebenden Molekülwolke ab, teils da das Material in Richtung Zentrum einfällt, teils da die Ausflüsse vom Zentralobjekt das umgebende Material fortblasen. Es wird nun der Protostern mit der ihn umgebenden Akkretionsscheibe, im optischen und infraroten Spektralbereich sichtbar. Die Ausflüsse sind in diesem Stadium stark kollimiert, verlaufen schubweise und zeigen hohe Geschwindigkeiten von 100 – 200 km/s, man spricht von Jets. Das Spektrum einer solchen Klasse II Quelle zeigt einen starken Exzess im Infraroten, welcher auf die Leuchtkraft der Akkretionsscheibe zurück geführt wird.

Schließlich nach etwa $10^6 - 10^7$ Jahren hört der Masseneinfall aus der Molekülwolke ganz auf. Der Stern akkretiert kein Material mehr und die Akkretionsscheibe, früher noch überwiegend aus molekularem Gas bestehend, verliert ihren Gasanteil und es bleibt in manchen Fällen eine Staubscheibe um den Stern zurück – die sogenannte Debris–Disk, ähnlich dem Zodiakalstaub im Sonnensystem. Jedoch ist nur selten ein Infrarotexzess zu beobachten und die Detektion solcher Staubscheiben ist extrem schwierig.

1.2.2 Planetenentstehung

Die Planeten entstehen in der oben erwähnten protostellaren Akkretionsscheibe[1]. Die hierbei ablaufenden Prozesse sind bisher nur zum Teil verstanden. Die zur Zeit erfolgreichste Theorie für die Bildung eines massiven Körpers in der ursprünglich homogenen Akkretionsscheibe ist die Planetesimaltheorie (Wuchterl 1999). Hierbei kommt es in der protoplanetaren Akkretionsscheibe, welche aus Gas und Staub besteht, in Folge der hohen Dichte nahe der Scheibenebene zu Koagulationsprozessen des Staubes. Staubteilchen lagern sich aneinander an und wachsen so zu zentimeter- bis metergroßen Objekten, den Planetesimalen. Diese Planetesimale sind die Bausteine für die späteren Planeten. Erreichen sie eine

[1] Im Falle der massearmen Sternentstehung werden die Begriffe der protoplanetaren und protostellaren Scheibe als gleichbedeutend verwendet.

gewisse Grenzmasse, so können sie das umgebende Material der Akkretionsscheibe akkretieren und sehr schnell an Masse zunehmen, was wiederum die Massenakkretionsrate auf den Protoplaneten ansteigen lässt. Es kommt zum *run–away* Wachstum. Ein solcher Prozeß hat der heutigen Vorstellung nach zur Bildung der jupiterähnlichen Planeten geführt.
Ein jupiterähnlicher Planet wird mit der ihn umgebenden Akkretionsscheibe wechselwirken. Der Planet wird Drehimpuls an die Scheibe verlieren und könnte so in der Scheibe in radialer Richtung wandern oder migrieren (Trilling et al. 1999).
Laufen die Planetesimale auf ihren zum Teil chaotischen Bahnen um das Zentralgestirn, so können sie stossen und erneut kleinere Staubteilchen (die Bruchstücke) erzeugen. Dieser Prozeß ist bis heute noch nicht völlig geklärt. Auch wie ein möglicherweise vorhandener Gasriese diese Entwicklung beeinflusst, ist nicht klar.

1.3 Methoden zur Detektion extrasolarer Planeten

Es soll nun auf die verschiedenen Möglichkeiten eingegangen werden, die zur Detektion von extrasolaren Planeten verwendet werden können.

1.3.1 Direkte Abbildung extrasolarer Planeten

Die direkte Abbildung extrasolarer Planeten ist bis heute noch nicht gelungen. Dies liegt an dem extrem großen Helligkeitsunterschied zwischen Hauptstern und dem Planeten, welcher auf extrem geringem Abstand überwunden werden muß. Das Verhältnis des Flusses vom Planeten zu dem des Sterns ist (Charbonneau et al. 1998):

$$\epsilon = \frac{2\eta}{3}\left(\frac{R_p}{D}\right)^2 \tag{1.1}$$

mit D als Abstand Stern–Planet, R_p dem Planetenradius und η als der Anteil des auf den Planeten fallenden Lichts, das in die Halbsphäre zurück gestrahlt wird. Für Jupiter ergibt sich ein $\epsilon = 10^{-9}$ und im Falle eines nahe zum Stern umlaufenden Planeten (z.B. 51 Pegasi: $D = 0.051$ AE) ist $\epsilon \approx 10^{-5}$ (Charbonneau et al. 1998). Ein solcher Kontrast über solch geringe Winkelabstände ist mit zur Zeit vorhandenen Beobachtungstechniken nicht zu überwinden.
Jedoch wird zur Zeit ein Projekt zum direkten Nachweis extrasolarer Planeten von Neuhäuser et al. (2000) betrieben. Da jupiterähnliche Planeten in der Frühphase ihrer Entwicklung noch durch Kontraktion eine hohe Eigenleuchtkraft entwickeln können (Wuchterl 1999), ist der Helligkeitskontrast wesentlich geringer und die direkte Detektion rückt in den Bereich des machbaren. Jedoch wird der Nachweis des substellaren Charakters eines so gefunden Kandidaten schwierig, da sich Braune Zwerge (hier vor allem die T–Zwerge, siehe Kapitel 4.2.4) im Spektrum wenig von dem eines jupiterähnlichen Planeten unterscheiden.
Als Beispiel zukünftiger Projekte mit dem Ziel der direkten Abbildung extrasolarer Planeten sei noch die Nulling–Interferometrie genannt. Hierbei wird das Licht des Zentralstern durch destruktive Interferenz eliminiert. Solche Projekte werden allerdings erst mit der Fertigstellung der Interferometer an den großen Teleskopen (Keck, VLTI, LBT) in einigen Jahren realisiert werden können.
Auch spektroskopisch könnte das vom Planeten reflektierte Sternlicht direkt nachgewiesen werden. Durch die Bewegung des Planeten auf seiner Bahn wird das vom Stern kommende Licht reflektiert und Doppler-verschoben. Dies hat dann ein mit der Bahngeschwindigkeit des Planeten verschobenes und wesentlich schwächeres zweites Sternspektrum zur Folge, welches im eigentlichen Sternspektrum vorhanden sein muß. Theoretisch wurde dieser Effekt von Charbonneau et al. (1998) untersucht und Collier Cameron et al. (1999) veröffentlichten in der Tat die wahrscheinliche Detektion des vom Planeten reflektierten Lichts um τ Bootis. Jedoch zeigten spätere Untersuchungen derselben Autoren, daß diese Detektion nicht real war.

1.3.2 Bedeckung eines Sterns durch seinen planetaren Begleiter

Hierbei sieht der Beobachter von der Erde genau in die Bahnebene des extrasolaren Planetensystems (Struve 1952). Dabei wird der planetare Begleiter schließlich einen Teil der projezierten Scheibe des Sterns bedecken und so zu einem Helligkeitsabfall führen. Dieser Helligkeitsabfall wird exakt periodisch verlaufen. Der besondere Vorteil dieses Effekts ist, daß er direkt Rückschlüsse auf den Radius des Planeten zulässt. Ist zudem noch die Masse des Planeten aus anderen Messungen bekannt (zum Beispiel aus den RVs, siehe unten) so wird noch die Abschätzung der Dichte des Planeten möglich. Ausserdem ist aus der Analyse der Lichtkurve noch der Nachweis von Ringen oder Satelliten um den Planeten und durch Spektroskopie während der Bedeckungsphase atmosphärische Eigenschaften des Planeten ableitbar (Charbonneau et al. 1998, Schneider 2000).
Zum Zeitpunkt dieser Arbeit ist lediglich ein solch bedeckendes Planetensystem (engl. *transit*) bekannt: HD 209458 (Charbonneau et al. 2000).
Dies liegt vor allem an der extrem geringen geometrischen Wahrscheinlichkeit eines solchen Systems ($\sin i = 1$). Des weiteren hängt der photometrische Effekt entscheidend von dem Abstand des Planeten vom Stern und von den Radien beider ab. Das System HD 209458 wurde jedoch nicht über Photometrie gefunden, sondern zunächst via präziser Radialgeschwindigkeitsmessung als extrasolares Planetensystem identifiziert.
Es sind auch in diesem Zweig Projekte in Vorbereitung und zum Teil in Durchführung, die in naher Zukunft hier weitere Detektionen erhoffen lassen.

1.3.3 Präzise Radialgeschwindigkeiten & Astrometrischer Nachweis

Die bis zum heutigen Zeitpunkt erfolgreichste Methode zur Detektion extrasolarer Planeten ist indirekter Natur. Hierbei wird der Planet über seinen gravitativen Einfluß auf den Hauptstern nachgewiesen. Das Stern–Planet System bewegt sich während eines Umlaufs um das gemeinsame Baryzentrum. Es bewegt sich also auch der Zentralstern um den Schwerpunkt des Systems. Diese Bewegung ist der Beobachtung auf zwei Arten zugänglich: zum einen wird die Bewegung des Sterns am Himmel direkt beobachtbar sein. Der Stern wird sich am Himmel auf einer Ellipse mit einer großen (Winkel–) Halbachse von $\alpha[''] = M_p/M_* \cdot a[\mathrm{AE}]/d[\mathrm{pc}]$ bewegen. Als Beispiel sei das Sonnensystem genannt: aus einem Abstand von 10 pc führt der Umlauf des Jupiter zu einer Amplitude der Sonne von $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}{}''$. Bisher konnte eine solche Meßpräzision nicht erreicht werden. In naher Zukunft werden jedoch bodengebundene Interferometer und mittelfristig weltraumgestütze Missionen Präzisionen erreichen, die dieses Verfahren tatsächlich erfolgversprechend machen (siehe z.B. Colavita 1999).
Die andere Methode, die Bewegung des Sterns um das Baryzentrum zu beobachten, hat bis zum heutigen Zeitpunkt zur Detektion von mehr als 70 planetaren Begleiter um sonnenähnliche Sterne (Marcy et al. 2000) geführt. Es ist dies die Messung präziser stellarer Radialgeschwindigkeiten (RVs $\equiv$ *radial velocities*). Bei diesem Verfahren wird die Geschwindigkeitsänderung des Sterns gemessen. Umläuft diesen Stern ein Begleiter, so wird der Stern relativ zum Beobachter eine Geschwindigkeitsänderung zeigen und zwar periodisch mit der Umlaufsfrequenz des Begleiters. Aus dem zweiten Kepler'schen Gesetz ergibt sich für die Radialgeschwindigkeitshalbamplitude K_j der j-ten Komponente des Systems:

$$K_j = 2\pi a_j \frac{\sin i}{P\sqrt{1-e^2}}. \tag{1.2}$$

Hierbei ist a_j die große Halbachse, i der Inklinationwinkel und e die Exzentrizität der Bahn. Im Falle des Zwei–Körper Problems kann man die Massen der beiden Komponenten (m_1, m_2) in Beziehung zueinander setzen

$$\frac{m_2 \sin i}{m_1 + m_2} = \frac{K_1^3}{2\pi G} P (1-e^2)^{3/2}. \tag{1.3}$$

Handelt es sich um einen Begleiter planetarer Masse, so lässt sich $m_2 \ll m_1$ setzen und es folgt:

$$m_2 \sin i \approx \left(\frac{P}{4\pi^2}\right)^{1/3} K_1 m_1^{2/3} \sqrt{1-e^2}. \tag{1.4}$$

Gleichung 1.4 besagt, daß man allein aus der Meßung der RV-Amplitude K_1 des Sterns die Masse des Begleiters m_2 bis auf einen Faktor $\sin i$ bestimmen kann. Im Falle des Jupiters ergibt sich eine RV-Amplitude der Sonne von 12.5 m s^{-1}, wenn man das System in der Bahnebene ($\sin i = 1$) beobachtet. Der $\sin i$ Faktor kann durch RV Messungen nicht bestimmt werden, jedoch zeigt eine rein geometrische Wahrscheinlichkeitsbetrachtung, daß zufällig verteilte Winkel zu 87% über $\sin i > 0.5$ liegen und die somit bestimmte Masse m_2 durchaus ein gutes Maß für die tatsächliche Masse des Begleiters darstellt.

1.4 Überblick über diese Arbeit

Diese Arbeit befasst sich vorwiegend mit der Methode der präzisen Radialgeschwindigkeiten zur Detektion von extrasolaren Planetensystemen.

Wie noch gezeigt werden wird ist dieses Verfahren heute überwiegend durch die Oberflächeneffekte des Sterns und nicht mehr durch Unzulänglichkeiten des Beobachtungsinstrumentariums limitiert. Aber gerade junge Sterne zeigen Aktivitäts– und Oberflächenerscheinungen die die Messung der RVs erheblich stören. Dies hat zur Folge, daß junge Sterne zur Zeit nicht oder nur sehr bedingt als Ziele der RV-Durchmusterungen auf der Suche nach planetaren Begleitern angesehen werden. Dies obwohl gerade junge Sterne einen zeitlich gesehen viel unmittelbareren Zugang zum Prozeß der Planetenentstehung ermöglichen würden.

Wie sich Aktivitätserscheinungen auf die RV Messung auswirken wird in 3 untersucht werden und ein mögliches Korrekturverfahren wird in 3.3.1 vorgestellt. Die praktische Anwendung wird am Beispiel einiger aktiver Sterne dargestellt.

Weiterhin wird ein neues Verfahren zur Detektion von Planeten, die sich noch im Entstehungsprozeß befinden, vorgestellt und diskutiert werden (2).

Um schließlich das Potential relativ junger extrasolarer Planetensysteme aufzuzeigen, wird eine Multiwellenlängen Studie des Systems ι Horologii vorgestellt (4). Dieser Stern war der erste jüngere Stern, mit einem Alter von weniger als 10^9 Jahren, um den ein planetarer Begleiter gefunden wurde (Kürster et al. 2000). Im Zuge dieser Beobachtungen konnte auch ein bisher vermuteter massiver Begleiter um das extrasolare Planetensystem Gliese 86 (Queloz et al. 2000) gefunden werden.

2 Maser als Indikatoren der Planetenbildung

Die Detektion von jungen Planetensystemen hat das Potential, die Entstehung und Entwicklung von Planetensystemen besser zu verstehen. Dies liegt an der raschen zeitlichen Entwicklung, der Planetensysteme unterworfen sind. Haben sich größere Körper in der protoplanetaren Akkretionsscheibe gebildet, so nimmt die Dichte der Scheibe sehr schnell ab, da das Scheibenmaterial von den Planetesimalen aufakkretiert werden wird. Numerische Simulationen deuten darauf hin, daß der eigentliche Entstehungsprozeß der Planeten innerhalb von wenigen 10^4 bis 10^5 Jahren abgeschlossen ist (Kley 1999, Nelson et al. 2000).

Wie bereits erwähnt (1.3.1) können Planeten in der Frühphase ihrer Entwicklung eine sehr hohe Leuchtkraft erreichen (Wuchterl 1999) [2]. Solch junge "heiße Jupiter" sind der direkten Beobachtung, zumindest theoretisch, zugänglich (Neuhäuser et al. 2000, Lagage 1999). Das Problem, welches sich jedoch stellt, ist der Zeitpunkt ab dem die Planetenbildung einsetzt. Es steht zu vermuten, daß die Sterne zwar schon die tiefeingebettete Phase (Klasse I, siehe 1.2.1) hinter sich haben, jedoch noch von soviel Material umgeben sind, daß selbst solch helle junge Planeten nicht beobachtet werden können. Weiterhin ist die Zeitspanne, in der der Planet hell aufleuchtet sehr kurz und eine Detektion nach diesem Zeitraum erscheint zumindest schwierig.

Eine bislang nicht diskutierte Möglichkeit der Detektion von Protoplaneten könnte in der Emission von Maser-Strahlung aus Gebieten der protoplanetaren Akkretionsscheibe bestehen. Diese Möglichkeit der Detektion von Protoplaneten soll hier nun diskutiert werden.

2.1 Maserstrahlung

Maser (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) Strahlung wird durch Besetzungszahleninversion hervorgerufen und kann somit nur in einem Medium auftreten, welches sich nicht im lokalen thermischen Gleichgewicht (NLTE) befindet. Es muß weiterhin eine kontinuierliche Hintergrundstrahlung vorhanden sein, welche die sogenannte *Pump*strahlung liefert, und ebenfalls müssen die Stoßraten zwischen den Teilchen hoch genug sein um die Besetzung der höheren Niveaus zu gewährleisten. Dann können metastabile Zustände von Molekülen besetzt werden, von denen aus keine erlaubten Dipolübergänge in energetisch tiefer liegende Zustände möglich sind. Die Intensität der Linie des Übergangs über den der Zerfall des Niveaus dann schließlich doch geschieht, wird damit verstärkt. Die Strahlungstransportgleichung im eindimensionalen Fall in Temperaturschreibweise kann dann beschrieben werden durch (siehe z.B. Elitzur 1992):

$$T_B = (T_{x0} + T_e)e^{\kappa_{0\nu} l} - T_{x0} \ , \qquad (2.5)$$

wobei T_B die Helligkeitstemperatur des Masers, T_{x0} die Anregungstemperatur (äquivalent zur Quellfunktion), T_e die Temperatur einer externen Quelle, die den Maser bescheint, $\kappa_{0\nu}$ den Absorptionskoeffizient der Frequenz ν und l die Maserlänge bedeuten. Diese hierbei frei werdenden Photonen werden vom umgebenden Medium praktisch nicht absorbiert und können daher auch aus dem Innersten von Molekülwolken dringen. Damit eine gute Verstärkung gewährleistet ist, ist es notwendig, daß die Moleküle, welche die Maserstrahlung emittieren, über kohärente Geschwindigkeiten verfügen. $\kappa_{\nu 0}$ erreicht bei der Frequenz ν_0 ein scharfes Maximum und deshalb kann nur in einem relativ schmalen Bereich um ν_0 herum die Verstärkung maximal werden. Die beobachteten Maserlinien sind daher schmal und bieten eine sehr gute Diagnostik für die Kinematik des Mediums in dem sie entstehen. Ebenfalls sind sie gute Indikatoren für dessen Dichte und Temperatur:

Maser Strahlung kann nur in einem Medium auftreten, welches in einem eng umgrenzten Dichtebereich liegt, da bei zu niedriger Dichte die Stoßraten nicht hoch genug sind, um

[2] Wuchterl (1999) erhält in Falle der Entstehung eines dem Saturn ähnlichen Planeten eine Leuchtkraft von über $10^{-4}L_\odot$ über einen Zeitraum von $3 \cdot 10^4$ Jahre

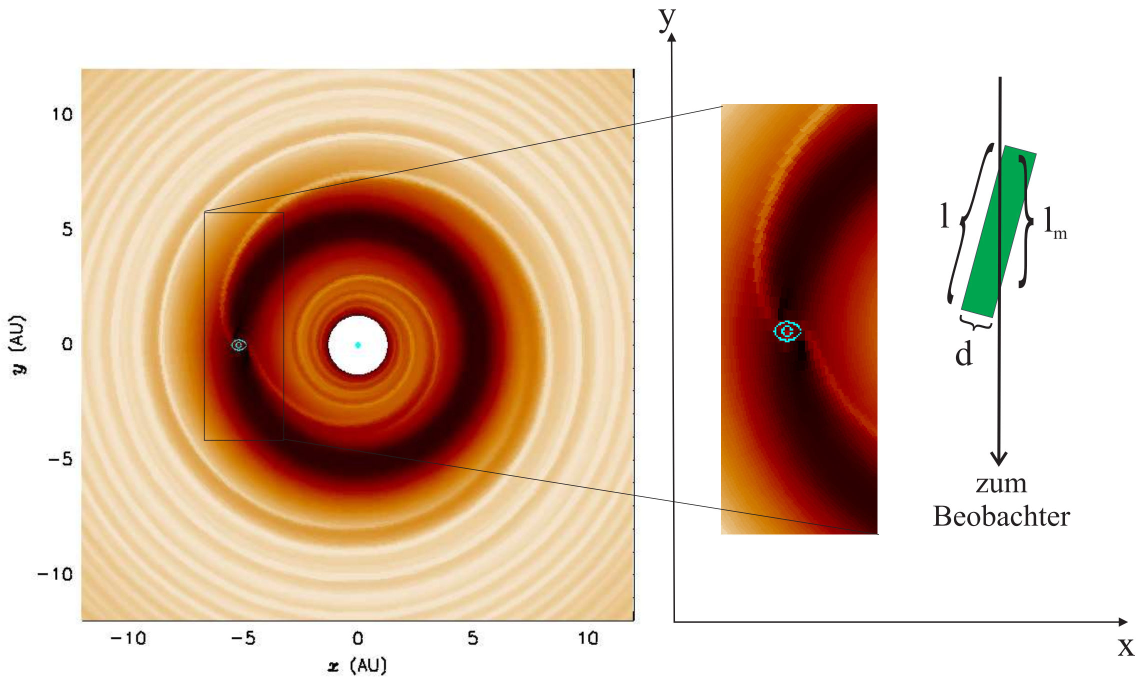


Abbildung 2.1
Schematische Darstellung des Modells zur Maserstrahlung durch Protoplaneten.
Links: Modellrechnung von Kley (1999) der Bildung eines jupiterähnlichen Planeten in einer protoplanetaren Akkretionsscheibe. Der Planet akkretiert das Scheibenmaterial aus seiner Umgebung (der Kreis markiert die Rochegrenze des Planeten) und öffnet so ein Gebiet mit sehr geringer Dichte (eine Lücke) in der Scheibe. Durch Gezeitenwechselwirkung des Planeten mit der Scheibe werden Dichtewellen in der Scheibe erzeugt. Der Planet befindet sich in diesem Bild bei der Phase $\Phi = 0.75$.
Rechts: Ausschnittsvergrößerung des links markierten Gebiets nahe dem Planeten. In einer Übergangsregion zwischen Lücke und Scheibe werden die Dichtebedingungen zur Anregung eines Masers erfüllt sein. In dieser Betrachtung sei das Gebiet in dem auch die Temperaturbedingung für den Maser erfüllt ist, als Zylinder (schattiert) der Länge l und dem Durchmesser d angenommen. Die vom Beobachter aus gesehene Tiefe des Masers ist l_m.

die Besetzungsinversion zu erzeugen. Bei zu hohen Dichten wiederum werden die angeregten Niveaus durch die hohen Stoßraten abgeregt und so die Besetzungsinversion wieder aufgehoben (man spricht vom *quenching*).
Auch muß die Temperatur hoch genug sein, damit der metastabile (der Maser) Zustand überhaupt erreicht und besetzt werden kann.
Im folgenden wird der Maserübergang des Wassermoleküls (H_2O), bei $\lambda_{H_2O} = 1.35$ cm oder $f_{H_2O} = 22$ GHz betrachtet werden. Bei diesem Übergang liegen die Temperatur– und Dichteanforderungen wie folgt (Goldreich & Kwan 1974):

$$\mathrm{T} \gtrsim 300\ \mathrm{K}\ , \quad 10^8\ \mathrm{cm}^{-3} \lesssim \mathrm{n}_{\mathrm{H}_2} \lesssim 10^{10}\ \mathrm{cm}^{-3}\ .$$

2.2 Plausibilitätsbetrachtung

Betrachtet man nun die Ergebnisse der hydrodynamischen Modellrechnungen von zum Beispiel Kley (1999) (siehe Abbildung 2.1) so erkennt man, daß der Planet in der Scheibe eine Lücke verursacht hat. Der Planet akkretiert während seines Umlaufs um den Zentralstern das ihn umgebende Scheibenmaterial auf. Hierdurch nimmt die Dichte (in den Graphen ist die Oberflächendichte angegeben, jedoch sind die Rechnungen in 3 Dimensionen ausgeführt, so daß tatsächlich die Teilchendichte angegeben werden kann) der Scheibe ab und es entsteht eine Lücke, in deren Mitte sich der Planet befindet und die Dichte auf oder nahe Null abgenommen hat. Typische Werte der Zentraldichte von Protoplanetaren

Akkretionsscheiben (ohne Planet) liegen im Bereich von $n_{H_2} \sim 10^{13}$ cm^{-3}. Verbindet man dies mit dem oben gesagten über die Anregungsbedingungen des 22 GHz Wassermasers, so ist klar, daß in dieser Umgebung auf jeden Fall ein Bereich existieren muß, in dem die Anregungsbedingung bezüglich der Dichte erfüllt ist.

Die Temperaturbedingung (T$\gtrsim$ 300 K) für H_2O Maser ist hingegen nicht offensichtlich erfüllt. Die momentan verfügbaren numerischen Modelle des Prozesses der Planetenbildung erlauben es nicht, eine realistische Temperaturverteilung der Scheibe zu berechnen. Zwar kann die durch die reine Hydrodynamik bestimmte Temperatur angegeben werden, jedoch sind Effekte wie der Einfluß einer nach außen hin ansteigenden Skalenhöhe der Scheibe (das sogenannte *flaring*: H/r), wodurch auch weiter aussen liegende Bereiche der Scheibe der Strahlung des Sterns ausgesetzt sind, nicht berücksichtigt (Wolf 2001, private Mitteilung). Weiterhin wird der Planet durch seine Leuchtkraft (auch wenn diese nicht mehr oder noch nicht im Maximum ist) das ihn umgebende Scheibenmaterial aufheizen. Die radiale Temperaturverteilung einer Akkretionsscheibe ist außerdem stark von ihrer Zusammensetzung abhängig. So hat zum Beispiel Finocchi (1996) gezeigt, daß die Temperatur der Ebene einer protoplanetaren Akkretionsscheibe stark ansteigt, wenn Staub vorhanden ist. Die Temperaturen erreichen dann bei einem Abstand vom Zentralobjekt von $r = 2$ AU durchaus Werte von über 500 K.

All dies zusammen legt die Vermutung nahe, daß vor allem nahe dem Protoplaneten, die Temperaturbedingungen für Maser vorliegen können. Hier kann lediglich diese qualitative Plausibilitätsbetrachtung für das Auftreten von Masern gegeben werden, da keine Simulationsrechnungen vorliegen, die hier verwendet werden könnten (Wolf 2001, private Mitteilung).

2.3 Ein einfaches Modell

Jedoch kann an dieser Stelle bereits ein sehr vereinfachtes, rein geometrisches Modell betrachtet werden, aus welchem Rückschlüsse für die Beobachtung gezogen werden können.

Es wird angenommen, daß sich am Rande der in Abbildung 2.1 sichtbaren Lücke eine Region befindet, in der die Bedingungen für die Anregung eines Masers gegeben seien. Es ist sofort einsichtig, daß man hier die Geometrie des Filamentmasers anwenden muß; da sich die Maserregion in dem Übergangsbereich Scheibe–Lücke befinden wird, wird es sich um eine elongierte Struktur handeln. Dabei sei die Maserregion durch einen Zylinder mit dem Durchmesser d und der Länge l beschrieben. Das sogenannte Ansichtsverhältnis ist dann definiert durch:

$$a = l/d \ . \tag{2.6}$$

Die Größe a ist für einen Maser von hoher Wichtigkeit, da a die Richtungscharakteristik der Maseremission (das *beaming*) bestimmt. Die Verstärkung eines Masers hängt entscheidend von der Weglänge ab, die das Maserphoton durch die Maserregion zurücklegt. Der Winkel, in den die Strahlung mit der höchsten Verstärkung gestrahlt wird ist $\theta_0 = 1/(2a)$.

Ein solches Filament wird sich auf einer Keplerbahn (ähnlich dem Planeten), mit einer Geschwindigkeit $v = \sqrt{Gm/r}$, um das Zentralgestirn bewegen. Somit wird der Beobachter im Laufe eines Umlaufs den Maser unter verschiedenen Winkeln betrachten und damit auch unterschiedliche Weglängen durch die Maserregion beobachten – das Filament dreht sich für den Beobachter. Die entsprechend beobachtete Maserlänge l_m zum Zeitpunkt t lässt sich damit direkt berechnen:

$$l_m(t) = \frac{d}{\cos(0.5\pi(t - t_0)/r\sqrt{Gm/r})} \ . \tag{2.7}$$

G ist die Gravitatationskonstante, m bezeichnet die Masse des Zentralsterns (die Masse des Planeten oder des Filaments sei vernachlässigbar) und r bezeichnet den Abstand des

Planeten vom Zentralstern. Es sei näherungsweise angenommen, daß das Filament im gleichen Abstand r wie der Planet um den Stern umläuft. Entsprechend ist der projezierte Durchmesser des Filaments

$$d_m(t) = d\cos((t-t_0)/r\sqrt{Gm/r}) + l\cos(0.5\pi(t-t_0)/r\sqrt{Gm/r}) \ . \tag{2.8}$$

Um hieraus nun eine beobachtbare Größe abzuleiten wird das Modell von Elitzur et al. (1989) für saturierte H_2O Maser verwendet. Dieses Modell nimmt als Anregungsmechanismus für die hohen Rotationszustände des H_2O Moleküls Stöße mit H und H_2 bei Temperaturen von $T \approx 300-400$ K an. Hierbei werden die Besetzungszahlen der 40 niedrigsten Niveaus des H_2O, unter Berücksichtigung der Stoß– und Strahlungswechselwirkung zwischen diesen Niveaus berechnet. Elitzur et al. (1989) geben einen analytischen Ausdruck für die Helligkeitstemperatur T_B eines solchen Masers an:

$$T_B = 1.34 \cdot 10^{11}\lambda^2\xi\eta_{-2}q_{-11}a_1^3 f[\mathrm{K}] \ . \tag{2.9}$$

Die skalierten Parameter sind: $q = 10^{-11}q_{-11}$ der Pumpraten Koeffizient, $\eta = 10^{-2}\eta_{-2}$ der Anteil dieser Rate, die ein Maserphoton erzeugen, $a = 10a_1$ das Ansichtsverhältnis, λ die Wellenlänge des Maserübergangs, f ist das Verhältnis des Öffnungswinkels des Filaments, vom einem zum anderem Ende gesehen, zum *Beaming*winkel. f ist im Falle eines Filamentmasers $f = 11/16$ (Elitzur 1992). Die Skalierungsvariable ξ setzt sich wie folgt zusammen:

$$\xi = x_{-4}(\mathrm{H_2O})n_9^2 d_{13}/\Delta v_5 \ , \tag{2.10}$$

mit $n_9 = n/10^9$ cm^{-3} als Teilchendichte, $n(\mathrm{H_2O}) = x_{-4}(\mathrm{H_2O}) \cdot n$ als H_2O Dichte, $d = 10^{13}d_{13}$ cm als Filamentlänge und $\Delta v = \Delta v_5$ [km/s] als die Linienbreite beziehungsweise die Geschwindigkeitsdispersion innerhalb des Masergebiets.

Es wurde nun mittels der Gleichungen 2.7 und 2.8 das Ansichtsverhältnis a während eines Umlaufs um das Zentralobjekt berechnet. Hiermit wurde dann unter Verwendung der Gleichungen 2.10 und 2.9 die Helligkeitstemperatur T_B des Masers berechnet. Numerisch kann a auch Werte kleiner als 1 erreichen, jedoch wird hierbei der Beamingwinkel so groß, daß die Intensität gegen Null geht. Deshalb wurde für Werte von $a < 1$, $T_B \equiv 0$ K gesetzt.

2.4 Ergebnisse und Diskussion

Die mit dem oben erläuterten Masermodell erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Hierbei wurde ein Zylindermaser mit einer Länge von 0.01 AU angenommen, welcher sich auf einer zirkularen Bahn um das Zentralgestirn bewegt. T_B wurde für die Ansichtsverhältnisse $a = 5$, 10 und 20 berechnet. Annahmen über die detaillierten physikalischen Bedingungen innerhalb des Maserfilaments werden hier nicht gemacht. Es soll lediglich das Verhalten von T_B im Verlauf des Umlaufs um den Zentralstern betrachtet werden.

In Abbildung 2.2 wurden die Helligkeitstemperaturen auf die maximale Helligkeitstemperatur T_B^{max} des Modells mit $a = 20$ normiert. Man erkennt die starke Abhängigkeit von T_B mit a, welches an der dritten Potenz, mit der a in Gleichung 2.9 auftritt, liegt.

Doch das wichtigste Ergebnis von Abbildung 2.2 ist das Verhalten der Helligkeitstemperaturen mit der Radialgeschwindigkeit RV. Es ist ersichtlich, daß T_B in Phasenintervallen von $\Delta\Phi = 0.5$ maximal wird. Man blickt einmal das Masergebiet von seiner schmalen Seite her ein. Durch die Drehung verbreitert sich der Maser für den Beobachter und damit nimmt das Ansichtsverhältnis a ab. Sobald $a < 1$ wird, verläßt der Beobachter den Beamingkegel ($\theta > \theta_0$), in den die Maserphotonen abgestrahlt werden – der Maser verschwindet. Bewegt sich das Masergebiet auf seiner Bahn weiter, so gelangt der Beobachter in den Bereich des Beamingkegels der "Rückseite" des Masergebiets. Und nach einer weiteren Phasenänderung um $\Delta\Phi = 0.5$ wird die Maseremission wieder maximal. Entsprechend der Position des Masergebiets auf seiner Bahn ist auch dessen Geschwindigkeit RV relativ zum Beobachter.

Die Beobachtung von derartig zyklischer Maseremission wäre nun nicht direkt ein Beweis der Existenz eines Planeten. Jedoch wäre dies ein Hinweis auf die Existenz einer stabilen Dichteanomalie[3]. Diese könnte auch zum Beispiel durch mehrere kleine Planetesimale erzeugt worden sein. Jedoch ist zum Pumpen eines Masers auch immer eine kontinuierliche Quelle von Pumpstrahlung notwendig. Und hierfür wäre ein junger Planet, welcher noch durch die Kontraktionsphase seiner Bildung heiß ist, eine einfache Erklärung.

Natürlich ist das hier verwendete Masermodell extrem vereinfacht. Wie die Morphologie der Maserregion letztlich sein würde, müssen weitere und erweiterte numerische Simulationen der Planetenentstehung zeigen. Die Geschwindigkeitsdispersion innerhalb der Maserregion ist ebenfalls ein offener Parameter. Und ob der Maser saturiert ist, wie hier angenommen, müssen detailierte Rechnungen der Besetzungszahlen der entsprechenden Moleküle erbringen. Jedoch wird im Falle eines nicht saturierten Masers das "Blinken" des Masers noch abrupter werden, da im nicht saturierten Fall T_B exponentiell von der Maserlänge l_m und a abhängt.

Die unterschiedlichen Maserübergänge verschiedener Moleküle würden es ermöglichen unterschiedliche Regionen innerhalb der protoplanetaren Scheibe zu untersuchen. So verdampft Silikatstaub nahe am Stern, sobald die Temperaturen über $\sim$ 1800 K steigen (Finocchi 1996). Hier könnten eventuell Si Maser angeregt werden. Ebenso würden zum Beispiel OH Maser die Untersuchung weiter aussen liegender Regionen der Scheibe zulassen.

Doch trotz allem muß nochmal betont werden, daß es sich hierbei lediglich um eine Plausibilitätsbetrachtung handelt und bis zum heutigen Zeitpunkt nur sehr wenige Maserquellen entdeckt wurden, bei welchen der Ursprung der Maseremission in einer zirkumstellaren Scheibe nachgewiesen werden konnte (zum Beispiel Fiebig 1997). Bei diesen Objekten handelt es sich aber um Klasse 0 bis Klasse I Quellen und hier sind noch andere Einflüsse auf die Scheibe zu erwarten.

Dennoch sind die hier gezeigten Ergebnisse vielversprechend und es könnten Beobachtungen zur Suche nach periodischer Maservariabilität begonnen werden. Als Beobachtungsobjekte für ein solches Projekt kommen junge Sterne, welche noch von einer Akkretionsscheibe umgeben sind und mit $\sin i \approx 1$ gesehen werden, in Frage.

[3]Hierunter sei ein Gebiet innerhalb einer Scheibe zu verstehen in welchem die physikalischen Bedingungen zur Anregung von Maseremission herrschen.

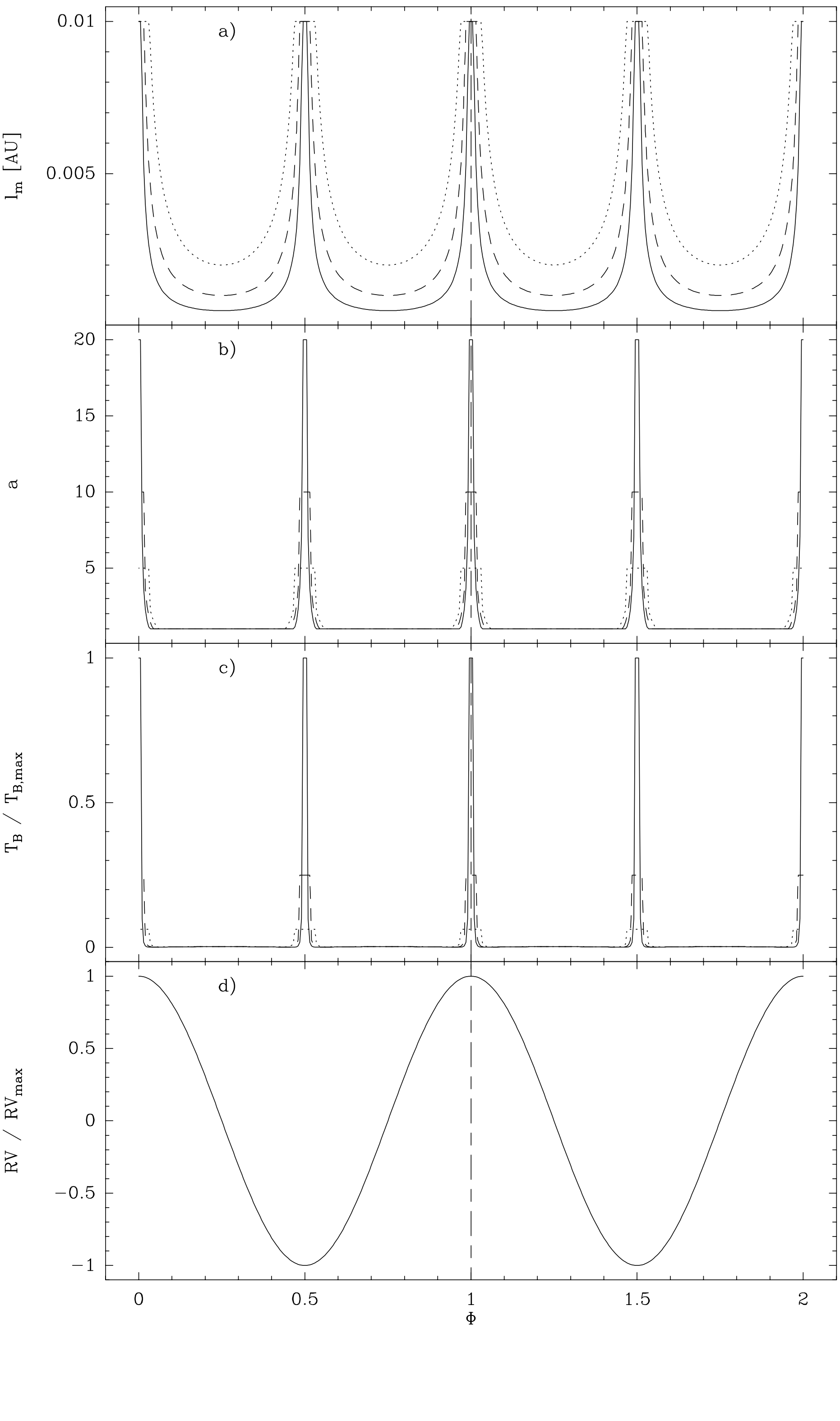


Abbildung 2.2
Verhalten der Parameter eines Filamentmasers beim Umlauf um einen Stern auf einer zirkularen Keplerbahn. Es wurde ein Zylinder mit einer Länge von $l = 0.01$ AU betrachtet. Es wurden Ansichtsverhältnisse a von 20 (durchgezogene Linie), 10 (gestrichelt) und 5 (punktiert dargestellt) angenommen. Φ verläuft zwischen 0 und 2. $\Phi = 1$ ist in allen Graphen durch die vertikale gestrichelte Linie markiert.
2.2 a Die vom Beobachter gesehene Maserlänge l_m (Gleichung 2.7).
2.2 b Das Ansichtsverhältnis a.
2.2 c Helligkeitstemperatur T_B, skaliert auf maximales T_B des Modells mit $a = 20$ (durchgezogene Linie).
2.2 d Radialgeschwindigkeit RV, skaliert auf die maximale Geschwindigkeit $\mathrm{RV}_{\max}$.

3 Präzise Radialgeschwindigkeiten von jungen Sternen

Sämtliche bisher entdeckten extrasolaren Planetensysteme wurden durch die präzise Messung von differentiellen stellaren Radialgeschwindigkeiten (RVs) gefunden. Die Meßgenauigkeit der RVs muß, um Begleiter mit planetarer Masse zu detektieren, erheblich sein. Als Beispiel wurde bereits das Sonnensystem genannt. Der 12 Jahre währende Umlauf von Jupiter bewirkt eine Geschwindigkeitsänderung der Sonne mit einer Halbamplitude von $K = 12.5\text{m s}^{-1}$.

In diesem Kapitel werden zunächst die instrumentellen Methoden aufgezeigt, mit denen es heute möglich ist, RVs mit zur Detektion von Planeten ausreichender Präzision zu bestimmen. Danach werden die Einflüsse der stellaren Aktivität auf die Messung diskutiert. Es wird ein Beobachtungsprogramm vorgestellt, mit dem dieser Einfluß direkt beobachtet und empirisch korrigiert werden sollte. Zwei unterschiedliche Arten der Linienprofilanalyse werden vorgestellt und auf die erhaltenen Daten angewendet.

3.1 Messung von RVs

Die Präzision, mit der die Radialgeschwindigkeit eines sonnenähnlichen Sterns über viele Jahre hinweg gemessen werden muß, liegt im Bereich von einigen ms^{-1}, um jupiterähnliche Planeten aufgrund ihrer gravitativen Wechselwirkung mit dem Stern zu detektieren. Dies stellt sehr hohe Anforderungen an das Meßverfahren, da das spektrale Auflösungsvermögen moderner hochauflösender Spektrographen bei $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 10^5$ liegt und somit das Geschwindigkeitsintervall eines Beobachtungspixels einen Bereich von einigen 10^2 ms^{-1} bis zu einigen 10^3 ms^{-1} einnimmt. Somit muß eine Präzision der Messung von mehr als 10^{-3} bis 10^{-4} der Auflösung erreicht, und über Jahre hinweg gewährleistet werden. Dies hat die Detektion von extrasolaren Planeten bis in die 80iger Jahre des letzten Jahrhunderts verhindert. Der Spektrograph dispergiert das vom Stern kommende Licht nicht perfekt – vielmehr wird das Sternspektrum durch das Instrument ausgeschmiert. Mathematisch kann dieser Vorgang durch eine Faltung beschrieben werden. Das Sternspektrum wird mit dem instrumentellen Profil (IP, oft auch Apparatefunktion genannt) gefaltet. Das IP stabil zu halten, ist die technische Herausforderung der RV Messung.

Es existieren zur Zeit zwei Verfahren, die es ermöglichen, stellare RVs mit für die Detektion von extrasolaren Planeten hinreichender Genauigkeit zu bestimmen:

- Die Selbstkalibration mittels Absorptionszelle
- Die Korrelationmethode unter Verwendung einer Thorium Referenz

Die Selbstkalibrationsmethode hat zum heutigen Zeitpunkt die höchste gemessene Präzision von RVs mit $\sigma_{RV} \approx 3$ ms^{-1} erbracht (Butler et al. 1996). In diesem Kapitel werden das Meßprinzip und die Grenzen des RV Verfahrens für die Suche nach substellaren Begleitern von Sternen anhand des Planetensuchprogramms beschrieben, welches seit 1992 bei der Europäischen Südsternwarte (ESO) auf La Silla durchgeführt wird (siehe Endl et al. 2000).

3.1.1 Selbstkalibration mittels Absorptionszellen

Dieses Verfahren beruht auf der Rekonstruktion des IPs zum Zeitpunkt der Beobachtung. Der Spektrograph faltet das Sternspektrum $\mathcal{S}$ mit dem IP $\mathcal{I}$. $\mathcal{S}$ und $\mathcal{I}$ sind Funktionen der Position auf dem Detektor x [4]. Es ergibt sich damit für das beobachtete Spektrum $\mathcal{F}$

[4] Dies ist sinnvoller als eine Funktion der Wellenlänge anzunehmen, da zwar Detektorposition und Wellenlänge äquivalente Größen sind, jedoch die Wellenlänge letztlich vom Detektor abhängt.

(siehe Valenti et al. 1995):

$$\mathcal{F}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{S}(x')\mathcal{I}(x - x')dx. \tag{3.11}$$

Das Verhalten des Instruments ergibt sich aus $\mathcal{I}(x)$. Kennt man diese Funktion zum Zeitpunkt der Beobachtung, so kann man für dessen Einfluß auf die Messung korrigieren. Praktisch erhält man $\mathcal{I}(x)$ wie folgt: man nimmt ein Spektrum einer Referenzquelle auf, von welcher bereits ein Spektrum mit höherer Auflösung vorliegt. Als Referenz haben sich die Linien von molekularem Iodgas (I_2) für astronomische Zwecke sehr bewährt (Butler et al. 1996). Hierbei wird in einem evakuierten Glaskolben Iod verdampft und dieses dann auf konstanter Temperatur gehalten. Sendet man Licht einer spektralen Kontinuumsquelle hindurch, so zeichnen sich im Spektrum die Absorptionslinien des molekularen Iods ab. Molekulares Iod I_2 zeichnet sich durch extrem viele und scharfe Absorptionslinien im optischen Bereich aus und ist sehr gut handhabbar. Man vergleiche diesbezüglich das Programm von Walker et al. 1995, bei dem Wasserstoff Fluorid (HF) als Referenz verwendet wurde. Typische Temperaturen, bei denen Iodzellen betrieben werden, liegen im Bereich von 50–100 °C. Ausserdem sind die Linien des I_2 sehr präzise vermessen worden (Gerstenkorn et al. 1978). I_2 wird auch als Sekundärstandard für die Absolutmessung von Frequenzen verwendet (Bodermann 1998).

Typische spektrale Auflösungswerte hochauflösender astronomischer Spektrographen liegen zwischen $R = 5 \cdot 10^4$ – $2 \cdot 10^5$. Verfügt man über ein in einem Labor gewonnenen Referenzspektrum der gleichen Iodzelle mit etwa $R = 5 \cdot 10^5$–$1 \cdot 10^6$, so lässt sich $\mathcal{I}(x)$ mittels einer Multiparameteroptimierung rekonstruieren. Es wird dabei eine Funktion $\mathcal{I}(x)$ angenommen und mit dem hochaufgelösten Spektrum gefaltet. Das Ergebnis wird mit dem am Instrument beobachteten Spektrum mittels χ^2 verglichen und $\mathcal{I}(x)$ solange variiert bis ein Optimum erreicht ist. Dieses Verfahren wurde von Valenti et al. (1995) beschrieben.

Um nun die RV eines Sterns zu bestimmen, bedarf es auch eines hochaufgelösten Referenzspektrums des Sterns selbst. Dies ist nicht ohne weiteres direkt beobachtbar, da die Beobachtung bereits mit den höchstauflösenden astronomischen Spektrographen durchgeführt wird. Man erhält das Referenzspektrum, indem zunächst aus einem Iodspektrum wie oben dargestellt das IP rekonstruiert und das Sternspektrum mit der so erhaltenen IP entfaltet wird. Kritisch hierbei ist die zeitliche Nähe der Stern– und Iodbeobachtung. Es wird hierbei angenommen, daß sich das IP zwischen den beiden Beobachtungen nicht verändert hat. Als Kontinuumsquelle für die Iodbeobachtung eignen sich am besten schnell rotierende B–Sterne. Diese Sterne verfügen praktisch über keine spektralen Linien und der Lichtweg für den Stern und das Iod sind identisch (Probleme die hierbei auftreten können sind in Anhang A.3 zu finden).

Die eigentliche Radialgeschwindigkeitsmessung bedarf dann nur noch der Beobachtung des Sterns durch die Iodzelle hindurch. Mit den beiden hochaufgelösten Referenzen kann nun wiederum eine Multiparameteroptimierung durchgeführt werden. Einer der zu optimierenden Parameter ist die Verschiebung zwischen Iod– und Sternspektrum, welche gerade die RV wieder gibt.

Das Prinzip der Beobachtung und des Iodverfahrens ist in Abbildung 3.1 schematisch am Beispiel des Coudé–Echelle-Spektrographen der ESO dargestellt. Der Vorteil der Iodzelle liegt in deren instrumentellen Einfachheit. Da das IP aus dem beobachteten Spektrum des Iods gewonnen wird und somit die Eigenschaften des Instruments zu jeder Zeit genau bekannt sind (zumindest im Prinzip) ist eine Stabilisierung des eigentlichen Spektrographen nicht mehr notwendig. Die Präzision des Verfahrens beruht auf der Stabiliät der Iodzelle – und die ist wesentlich einfacher, auch über Jahre hinweg zu gewährleisten, als die des Spektrographen. Des weiteren ist es nicht notwendig, den Spektrographen zu modifizieren. Lediglich muß Platz für die Iodzelle geschaffen werden.

Dies sind die Gründe, warum die ersten RV Durchmusterungen zur Suche nach extrasolaren Planetensystemen mit solchen Absorptionszellen begonnen wurden. Es wurden auf

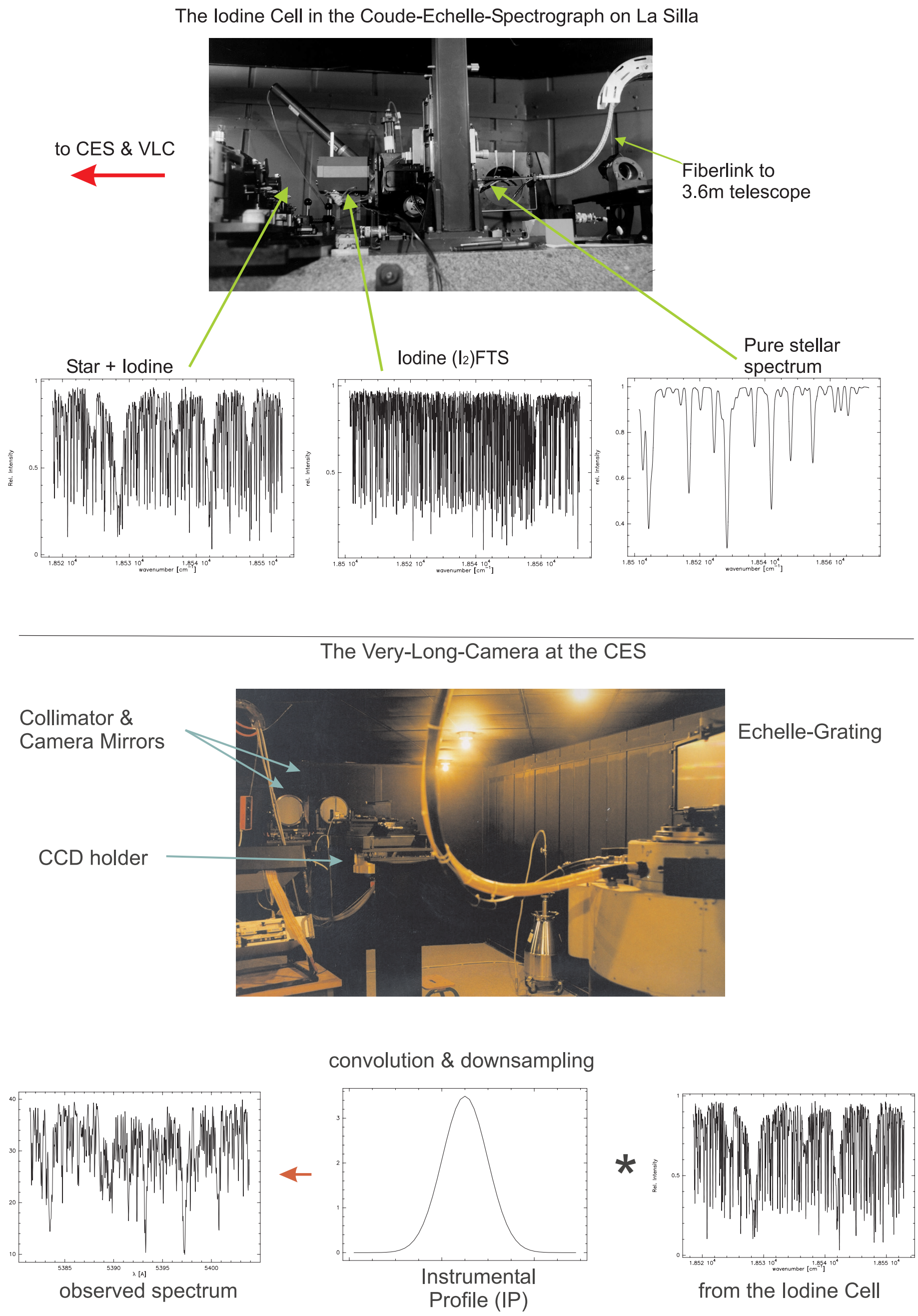


Abbildung 3.1
3.1 a (*oben*) Eingangsbereich des Coudé–Echelle–Spektrographs mit Iodzelle. Das Licht wird vom 3.6m Teleskop mittels Lichtleiterfaser in den Spektrographenraum gesandt. Nach der Auskopplung aus der Faser fällt das Licht durch die Iodzelle. Das voher "pure" Sternspektrum (kleine Graphik) ist nach dem Durchgang durch die Iodzelle mit den vielen Linien des Iods durchsetzt. Die Iodzelle ist beweglich und kann aus dem Strahlengang geschoben werden. Das Licht tritt dann in den Spektrograph ein (Spalt oder Slicer, siehe A.3).
3.1 b (*unten*) Blick in die Very–Long–Camera des CES. Das Licht wird durch ein Prismensystem (nicht zu sehen) vordispergiert. Nach Kollimation fällt das Licht auf das Dispersionsgitter (Grating). Das dann hoch dispergierte Licht wird vom Kameraspiegel mittels Faltspiegel auf den CCD reflektiert. Der gesamte optische Weg im System wirkt sich auf das instrumentelle Profil (IP) aus, mit welchem das Spektrum gefaltet und durch den Detektor auf den Beobachtungsmaßstab gebracht das beobachtete Spektrum ergibt.

diese Weise von Butler et al. (1996) RVs mit der höchsten Präzision von $\sigma_{RV} \approx 3\ \mathrm{ms}^{-1}$

gemessen. Ein analoges Verfahren wurde von Endl et al. (2000) für das Planetensuchprogramm, welches am CES der ESO durchgeführt wird (Kürster et al. 1994), entwickelt. Sämtliche in dieser Arbeit bestimmten RVs wurden mit dem von Endl et al. (2000) entwickelten Programmpaket AUSTRAL bestimmt.

3.1.2 Die Thorium Methode

Dieses Verfahren wählt einen anderen Weg. Hierbei wird der Spektrograph derartig konstruiert, daß das IP zeitlich als konstant angenommen werden. Derartige Spektrographen verwenden sämtlich eine Lichtleiterverbindung zum Teleskop, um das Instrument möglichst vollständig von der Umwelt abzuschirmen. Durch eine zweite Faser wird das Licht einer Thorium Referenzlampe parallel zur Beobachtung in den Spektrographen gebracht und aufgezeichnet. Um eventuelle Drifts während der Nacht zu kompensieren, werden Verschiebungen des Thoriumspektrums als Korrektur für die RVs der Sterne verwendet. Die RV Bestimmung wird mittels der Korrelationsfunktion des aktuell beobachteten Sternspektrums mit einem digitalen Referenzspektrum durchgeführt.

Diese Techik wird zur Zeit mit den Instrumenten ELODIE und CORALIE zur Planetensuche angewandt, welche Präzisionen im Bereich von $\sigma_{RV} \approx 5$ ms^{-1} erreichen.

3.2 Das Planetensuchprogramm am CES

Als Beispiel einer RV Durchmusterung zur Suche nach extrasolaren Planeten sei das Programm, welches seit 1992 mit dem Coudé–Echelle–Spektrograph der ESO auf La Silla durchgeführt wird, genannt (Kürster et al. 1994). Anhand dieses Projekts sollen die Auswahlkriterien der Programmsterne für die Suche mittels RV Messungen, sowie die Beobachtungsstrategie erläutert werden.

3.2.1 Objektauswahl

Im Rahmen der CES Durchmusterung werden 37 sonnenähnliche Sterne mit Spektraltypen zwischen F8V und M5V in der südlichen Hemisphäre beobachtet. Sterne in diesen Spektralbereichen haben Temperaturen der Photospäre von $T \lesssim 6500$ K und zeigen in Folge dessen in ihren Spektren eine Vielzahl von Absorptionslinien. Die Tiefe der Absorptionslinien nimmt als Folge der abnehmenden Temperatur zu späteren Spektraltypen hin zu. In den Flügeln der Linien wird der Gradient $(\partial F/\partial\lambda)\sqrt{F}$, wobei F den Fluß bei der Wellenlänge λ angibt, maximal. An diesen Stellen ist die meiste RV Information vorhanden (Connes 1985). Dies ist der Grund warum die sogenannten *schnellen Rotatoren* – Sterne mit $v \sin i \gtrsim 15$ kms^{-1} – nicht als Ziele für RV Durchmusterungen in Frage kommen.

Die RV Präzision hängt auch von der Anzahl der Absorptionslinien ab, die für die Bestimmung der RV verwendet werden. Hatzes & Cochran (1992) konnten zeigen, daß die RV Präzision $\sigma_{\rm RV}$ sich wie folgt verhält:

$$\sigma_{\rm RV} \propto B^{-0.5} R^{-1.5} S^{-0.5} \ . \tag{3.12}$$

Hierbei ist S der Fluß, B die Bandbreite oder Wellenlängenüberdeckung und R das Auflösungsvermögen ($R = \lambda/\Delta\lambda$) des Spektrographen. Diese Abhängigkeit der RV Präzision erklärt den weiteren Vorzug von späten Sternen: da bei Abnahme der photosphärischen Temperatur die Linien der neutralen Metalle (zum Beispiel: FeI, CaI) immer stärker werden, werden pro Bandbreite mehr Linien detektierbar sein. Damit erhöht sich der RV Informationsgehalt pro Wellenlängeneinheit.

Interessanterweise ist nach Gleichung 3.12 das Auflösungsvermögen R die Größe, welche die Meßpräzision am stärksten beeinflußt. Dies bedeutet, daß auch Spektrographen, die über eine äusserst beschränkte Bandbreite verfügen, für präzise RV Messungen verwendet werden können – insofern das spektrale Auflösungsvermögen hoch genug ist.

Der ESO-CES verfügte in der früheren LC (Long Camera) Konfiguration über $B \approx 4.8$ nm und $R = 10^5$ und in der heutigen VLC (Very Long Camera) Konfiguration über $B \approx 3.8$ nm und $R \approx 2.2 \cdot 10^5$ bei der für RV Messungen gewählten Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 539.5$ nm. In beiden Konfigurationen wurde eine *Arbeits*präzision von $\sigma_{\mathrm{RV}} \approx 8-12\ \mathrm{ms}^{-1}$ erzielt. Die Kurzzeitpräzision (aufeinanderfolgende Tage, ohne Veränderung der Einstellungen des Instruments) scheint aber in der VLC Konfiguration mit $\sigma_{\mathrm{RV}} \approx 5\ \mathrm{ms}^{-1}$ (Endl, 2001, private Mitteilung) wesentlich besser zu sein als in der früheren LC Konfiguration.

Ebenfalls wichtig ist die Qualität der Spektren. Diese wird durch das Signal-zu-Rausch Verhältnis S/N, dem Quotient aus Fluß F und dessen Fehler σ_F, ausgedrückt: $S/N = F/\sigma_F$. Für präzise RV Messungen mittels Iodzelle müssen S/N Werte von $S/N \gtrsim 100$ erzielt werden. Um solche S/N Werte zu gewährleisten wurden Sterne mit Helligkeiten von $m_V \lesssim 6$ mag ausgewählt[5].

Weitere Selektionskriterien für die Auswahl der Programmsterne waren:

Keine (zur Zeit der Auswahl) bekannten Doppelsterne.[6]

Keine (zur Zeit der Auswahl) bekannten aktiven Sterne.

Der erste Punkt ist sofort einsichtig, da bei Doppelsternen der Begleiter an dem Hauptstern eine starke RV Variation erzeugt, welche erst aus den Daten eliminiert werden muß. Dies ist nicht immer möglich, da die Bahnen oftmals nicht ausreichender Präzision bekannt sind. Auch stellt sich bei sehr nahen Doppelsternen die Frage nach der Stabilität der Bahnen von weiteren Komponenten. Sind diese Bahnen überhaupt auf lange Sicht stabil, oder werden Komponenten niedriger Masse schon in der Frühphase der Entwicklung aus dem System geschleudert? Daher wurden solche Objekte als Ziele ausgeschlossen.

Bei sehr engen Doppelsternen – den sogenannten SB2 – sind ausserdem die Spektrallinien des Begleiters und des Zielsterns gleichzeitig im Spektrum sichtbar. Dies hat zur Folge, daß es sehr schwierig sein wird, ein geeignetes Referenzspektrum für die Hauptkomponente des Systems zu konstruieren.

Der zweite Punkt, die stellare Aktivität, wird im nächsten Abschnitt eingehend untersucht werden. Es ist die bis heute stärkste Einschränkung für die Suche nach *jungen* extrasolaren Planetensystemen.

3.2.2 Das Instrument

Als Beobachtungsinstrument dieser RV Durchmusterung wird der CES auf La Silla verwendet. Eine Darstellung der Funktionsweise dieses Spektrographen wurde bereits weiter oben (Abschnitt 3.1.1) gegeben. Da der CES nicht stabilisiert ist, wird an diesem das oben beschriebene Selbstkalibrationsverfahren mittels Iodzelle angewendet. Die Iodzelle wird im Falle des CES bei $T = 50°$C betrieben. Als Referenzspektrum des Iods wird ein am Fourier-Transform Spectrometer des MacMath Sonnenobservatoriums aufgenommenes Spektrum dieser Zelle, mit $R = 4 \cdot 10^5$, verwendet.

Im Zeitraum von 1992 bis 1998 wurde der CES vom 1.4m CAT (Coudé-Auxilliery Telescope) mit Licht beschickt. Seit September 1998 ist der CES mit dem 3.6m Teleskop mittels Lichtleiterkabel verbunden.

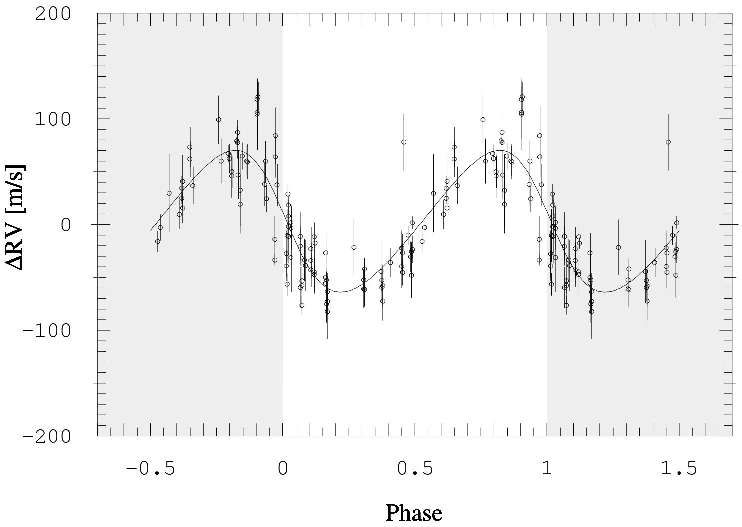


Abbildung 3.2
Radialgeschwindigkeitsdaten des Sterns ι Horologii, aufgenommen im Rahmen der CES RV Durchmusterung. Die Daten sind der an die Daten bestangepassten Bahn gefaltet. Die gefundenen Bahnparameter sind $P = 320$ Tage, $a = 0.93$ AE und $e = 0.16$. Der Begleiter hat demnach eine Masse von $m \sin i = 2.26$ $M_{\rm Jup}$. Die Graphik wurde Kürster et al. (2000) entnommen.

3.2.3 Ergebnisse der CES Durchmusterung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sämtliche Daten der CES Durchmusterung reduziert und zur Analyse vorbereitet[7]. Die RV Auswertung wurde von Michael Endl durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Kürster et al. (2000), Endl et al. (2000), Endl et al. (2001) und Endl (2001) zu finden.

Der Planet um ι Horologii

Als Hauptergebnis der CES Durchmusterung ist die Entdeckung des planetaren Begleiters von ι Horologii (HD 17951, HR 810) zu sehen (Kürster et al. 2000). Die gemessene RV Kurve ist in Abbildung 3.2 wiedergegeben. Als Bahnparameter des Planeten finden wir eine Umlaufsperiode von $P = 320.1 \pm 2.1$ Tage und eine Exzentrizität von $e = 0.161 \pm 0.069$. Die Masse des Planeten wurde zu $m \sin i = 2.26 \pm 0.18$ $M_{\rm Jup}$ gefunden. Die Beobachtungsdaten der in Abbildung 3.2 gezeigten Daten wurden im Zeitraum zwischen 1992 bis 1999 aufgenommen und überdecken somit mehr als 6 Umläufe des Planeten um den Mutterstern.

Worauf jedoch bei diesem Planetensystem besonders hingewiesen werden muß, ist das Alter des Sterns ι Horologii. ι Horologii ist vom Spektraltyp G0V und die stellaren Parameter deuten auf ein – für extrasolare Planetensysteme – geringes Alter zwischen 0.03–$1 \cdot 10^9$ Jahren dieses Sterns hin.

So finden Rocha-Pinto & Maciel (1998) durch Vergleich von chromospärischer Emission, Metalizität und Isochronen ein Alter zwischen $1.6 \cdot 10^6$ und $6 \cdot 10^9$ Jahren. Eine detaillierte chemische Analyse dieses Sterns von Porto de Mello und da Silva (2000, private Mitteilung) deutet jedoch eher auf ein Alter von weniger als $5 \cdot 10^8$ Jahren hin. Vor allem die relativ zur Sonne hohe Lithium und Barium Häufigkeit von $\log[n_{\rm Li}] = 2.45$ und $[{\rm Ba/Fe}] = +0.17$

[5] Die 3 Ausnahmen dieses Kriteriums sind die M Zwerge welche beobachtet wurden.

[6] Ausnahme hier: das α Centauri System

[7] Bis zum Ende des Jahres 1999 wurden mehr als 3567 Spektren für dieses Projekt aufgenommen. Davon allein mehr als 3021 bis Ende 1998 mit dem CAT Teleskop.

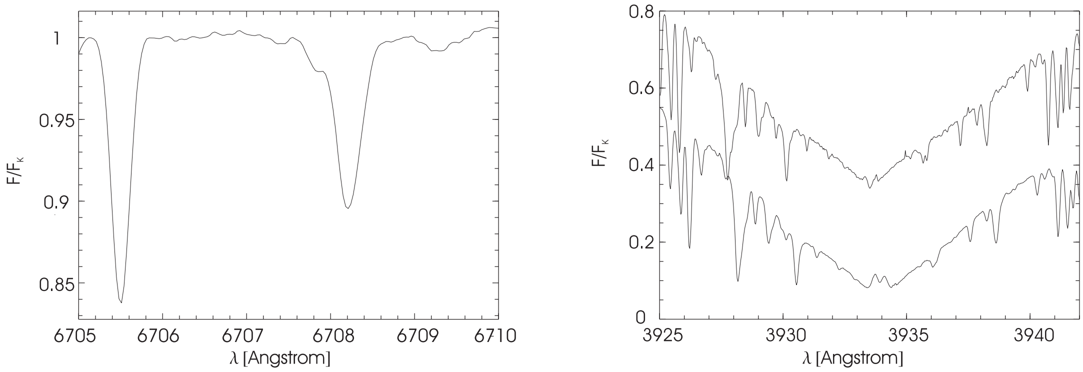


Abbildung 3.3
Spektren von ι Horologii. Aufgenommen mit dem FEROS Spektrographen auf La Silla. Summe von 3 Spektren mit je 5 Minuten Integrationszeit. Das Auflösungsvermögen $R \approx 50.000$. Die Wellenlängenskalern der Spektren wurden nicht ins Laborsystem transformiert.
3.3 a (*links*) Spektraler Bereich um die ^{7}LiI Linie bei $\lambda = 670.78$ nm. Die Li Absorptionslinie ist deutlich zu erkennen und weist auf ein geringes Alter von ι Hor hin. Die Linie ist durch die FeI Linie bei $\lambda = 670.74$ nm geblendet. **3.3 a** (*rechts*) Spektraler Bereich um die CaII K Linie. Das Spektrum von ι Hor ist das untere. Zum Vergleich ist das durch den Jupitermond Europa reflektierte Sonnenspektrum um 0.25 nach oben verschoben eingezeichnet. Die Sonne ist ein chromosphärisch inaktiver Stern und zeigt keine Emission im CaII Linienkern, wohingegen ι Hor diese aufweist.

weisen darauf hin. Diese Elemente werden durch Konvektion ins Innere des Sterns gemischt und am unteren Rand der Konvektionszonen aufgrund der hohen Temperaturen von $T \approx 2.5 \cdot 10^6$ K durch Protonenbeschuß vernichtet (Walter et al. 2000). In Abbildung 3.3a ist ein Spektrum von ι Horologii der Region um die LiI Linie bei $\lambda = 670.7$ nm dargestellt. Diese Linie ist deutlich zu erkennen. Dies ist bei alten sonnenähnlichen Sternen mit Wasserstoffkonvektionszone nicht zu erwarten. Die starke Röntgenleuchtkraft dieses Sterns mit $L_X = 68.3 \cdot 10^{27}$ erg/s (Hünsch et al. 1999) deutet, wie die chromosphärische Emission von CaII H+K (Abbildung 3.3b), auf magnetische Aktivität und damit auf ein niedriges Alter hin. Die Aktivität von ι Horologii ist auch der Grund für die, verglichen zum Meßfehler von 17.4 ms^{-1}, erhöhte Streuung der Daten um die bestangepasste Bahn von 27 ms^{-1} (Kürster et al. 2000).

Aus all diesen Daten lässt sich ι Horologii als Alter–Null–Hauptreihen Stern klassifizieren.

Bis zum jetzigen Zeitpunkt sind lediglich drei extrasolare Planetensysteme mit Altern von $\lesssim 1 \cdot 10^9$ Jahren bekannt: ι Horologii, ϵ Eridani (Hatzes et al. 2000 [8]) und GJ 3021 (Naef et al. 2001). Bei einer zum jetzigen Zeitpunkt Gesamtzahl bekannter extrasolarer Planetensysteme von mehr als 70 wird deutlich, daß die Messung von RVs gerade bei jungen Sternen problematisch ist.

3.3 Der Einfluß stellarer Aktivität auf RV Messungen

Seit einigen Jahren sind die instrumentellen Instabilitäten bei der Bestimmung der RVs soweit unter Kontrolle, daß extrasolare Planetensysteme mittels RVs gefunden werden können. Bei den heute erreichten Präzisionen werden nun aber auch Effekte detektierbar, die durch den Stern selbst hervorgerufen werden können. Zum einen kann dies durch Pulsationen, also durch die Bewegung der Photosphäre selbst geschehen (Hatzes & Cochran 2000). Zum anderen ist dies auch durch den Einfluß von Oberflächenstrukturen auf die Form der stellaren Absorptionslinien möglich.

[8] Es sei angemerkt, daß zum Nachweis dieses Planeten ebenfalls Daten der CES Durchmusterung verwendet wurden.

Im Folgenden soll vor allem diese Form der scheinbaren RV Variation untersucht werden. Als Oberflächenstrukturen von Sternen sind Flecken, Granulationen und Fackeln bekannt. Derartige Strukturen werden durch stellare Aktivität erzeugt. Unter stellarer Aktivität werden im weitesten Sinne sämtliche durch Magnetfelder hervorgerufenen Phänomene der Sternoberfläche bezeichnet[9]. Hierbei werden in der Konvektionszone des Sterns durch die turbulente Bewegung des Plasmas starke Magnetfelder in einzelnen Volumenelementen erzeugt. Ist der dadurch aufgebaute magnetische Druck klein gegen den thermischen und turbulenten Gasdruck, bleibt das Magnetfeld im Volumenelement eingeschlossen. Die Konvektion und die differentielle Rotation des Sterns bewirken eine Verdrillung der Magnetfelder in den Volumina, die durch die Konvektion aufsteigen. An der Oberfläche schliesslich wird die so aufgebaute magnetische Energie frei und führt zu heissen Ausbrüchen, den Eruptionen oder Flares.

Die bekanntesten Oberflächenstrukturen der Sonne sind die Sonnenflecken. Gebiete, die sich durch niedrigere Temperaturen gegenüber ihrer Umgebung und durch starke Magnetfelder auszeichnen. Solche Sonnenflecken entstehen wahrscheinlich durch unter der Photosphäre liegende magnetische Flußröhren. Diese Flußröhren werden durch die differenzielle Rotation "langgestreckt". Manche Teile dieser Flußröhren können durch die Photosphäre treten, da aufgrund der starken Magnetfelder innerhalb der Flußröhren das Plasma die Bewegung der Flußröhre nicht behindern kann – der magnetische Druck ist höher als der umgebende Gasdruck. Die Flußröhre hemmt damit auch die Konvektion und den Energietransport an die Oberfläche. Dies ist wahrscheinlich der Grund warum Sonnenflecken kühler als umliegende Gebiete sind.

Die auf anderen sonnenähnlichen Sternen nachgewiesenen Sternflecken, sind den Sonnenflecken ähnlich. Auch diese Flecken zeichnen sich durch, im Vergleich zur übrigen Photospäre, niedrigere Temperaturen aus. Jedoch sind diese Flecken wesentlich größer als Sonnenflecken. Während Sonnenflecken maximal 0.5% der Sonnenoberfläche bedecken, so können Sternflecken bis zu einigen 10% der Sternoberfläche einnehmen (Kürster 1991). Die Mechanismen, welche zu solch großen Sternflecken führen, sind zur Zeit noch unklar.

Jedoch ist klar, daß die Rotation der Sterne zu hohen Magnetfeldern und somit auch zu magnetischer Aktivität führt. Da nun gerade junge Sterne noch über einen hohen Drehimpuls verfügen und schnell rotieren, zeigen gerade diese eine besonders starke Aktivität (Noyes et al. 1984). Dies kann zum einen durch die Kernemission der CaII H+K Linien, welche in den heissen Gebieten der Chromosphäre entstehen, Helligkeitsvariationen, die durch Flecken verursacht werden oder eine erhöhte Röntgenleuchtkraft beobachtet werden. Das Wechselwirkungsszenario zwischen Stern und Planet wurde von Cuntz et al. (2000) untersucht. Danach könnte ein sehr nahe dem Stern umlaufender jupiterähnlicher Planet durch seine Gezeiten– und eventuelle magnetische Wechselwirkung mit dem Stern, dessen Dynamoaktivität verstärken und so die stellare Aktivität steigern. Jedoch bedarf dieses Gebiet weiterer Untersuchung sowohl von der Theorie als auch von den Beobachtungen her.

Daß diese Effekte tatsächlich die RV Messung beeinflussen, wurde von Saar & Donahue (1997), Saar et al. (1998), Saar & Fischer (2000) und Santos et al. (2000) anhand der Daten der laufenden RV Durchmusterungen nachgewiesen. Diese Autoren finden eine starke Korrelation der RV "Präzision". Besser wäre es, dies als RV Stabilität des Sterns zu bezeichnen. Analag den oben beschriebenen Aktivitätsindikatoren findet man: chromosphärische Emission (CaII H+K), Helligkeitsvariationen, kurze Rotationsperioden ($P_{rot} \lesssim 7 - 10$ Tage).

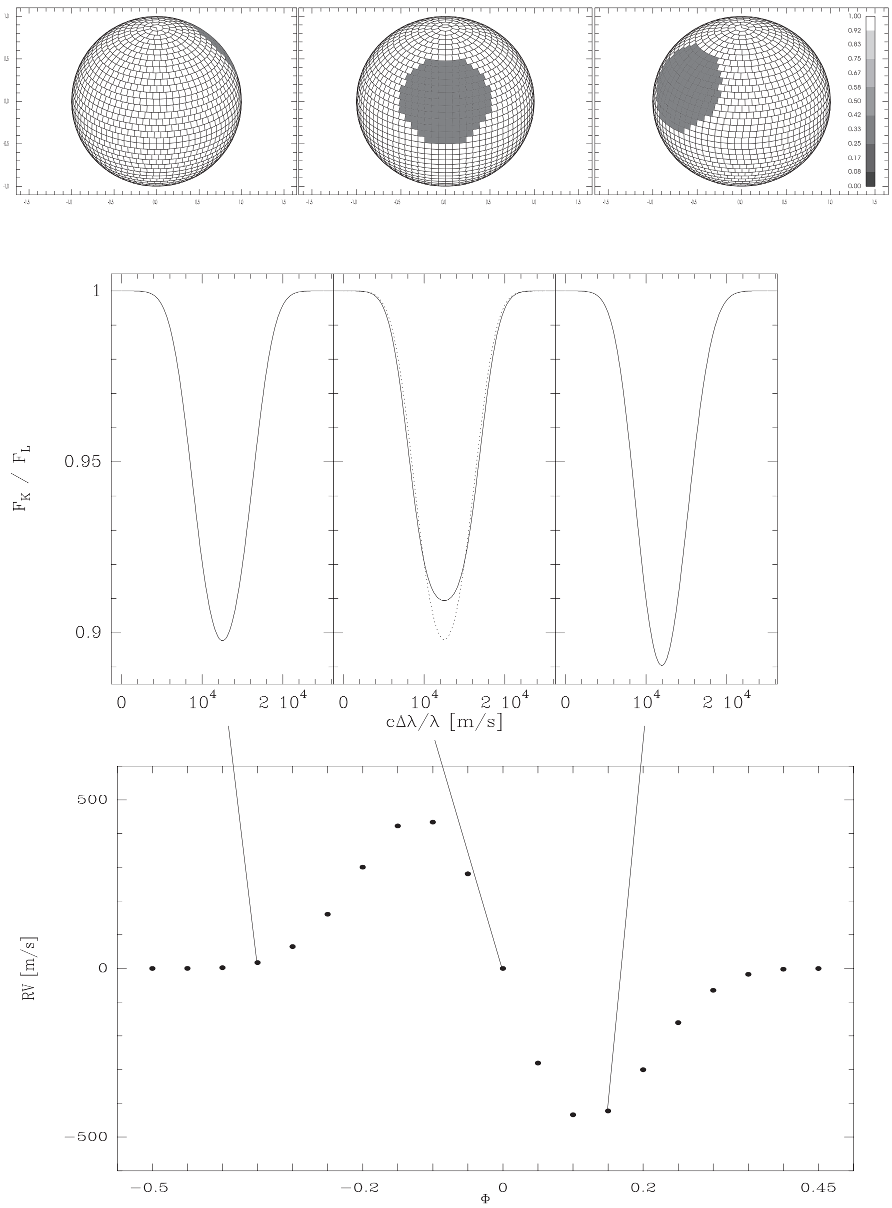


Abbildung 3.4
Simulation eines Flecks auf $\theta = 60°$ nördlicher Breite mit einem Radius von $\rho = 30°$. Die Inklination des Sterns ist $i = 60°$. Der Fleck ist 30% dunkler als die übrige Photosphäre.
3.4 a (*oben*) Oberflächenkarten zu drei verschiedenen Rotationsphasen Φ. Von links nach rechts ist $\Phi =$ 0.65, 0.0 und 0.15.
3.4 b (*mitte*) Absorptionslinienprofil des Sterns. Berechnet an den gleichen Phasenpunkten wie in a). Angenommen wurde ein $v \sin i = 5$ kms^{-1}. Die Linie liegt bei $\lambda_0 = 540$ nm. Im mittleren Bild ($\Phi = 0$) ist zum Vergleich das Absorptionsprofil des Sterns ohne Fleck ($\Phi = 0.5$) punktiert dargestellt. Man erkennt deutlich die durch den Fleck verursachte fehlende Absorption (Quasi-Emission). Asymmetrien der Profile bei $\Phi = 0.65$ (links) und $\Phi = 0.15$ (rechts) sind schwach erkennbar.
3.4 c (*unten*) RV (oder Schwerpunkts–) Veränderung über eine Rotationsperiode des Sterns. Die in b) dargestellten Linien sind mit den zugehörigen RV Punkten der Phase durch die Linien verbunden. Der betrachtete Fleck verursacht eine RV Amplitude von $K \approx 500$ ms^{-1}.

3.3.1 RV Variation durch Sternflecken

Welchen Einfluß haben nun derartige Sternflecken auf die Bestimmung der RV ?
Um dies für Fälle zu untersuchen, in welchen die Größe und Anzahl Flecken vorgegeben werden kann, wurden Simulationen von Flecken auf Sternen durchgeführt. Das Simulationsverfahren beruht auf dem sogenannten *Doppler Imaging.*

Betrachtet man die Scheibe eines rotierenden Sterns, so haben Linien parallel zur Rotationsachse die gleiche Geschwindigkeit relativ zum Beobachter. Wandert im Laufe einer Rotationsperiode ein Fleck über die dem Beobachter zugewandte Seite des Sterns, so kann jeder Position des Flecks auf der Oberfläche eine bestimmte Rot– oder Blauverschiebung zugeordnet werden.

Der Fleck, also eine kühle Region, hat einen geringeren Kontinuumsfluß als die sie umgebende Photosphäre des Sterns. Daher erscheinen diese Flecken auch dunkel im Vergleich zu ihrer Umgebung. In einer – *relativ* zum Kontinuum normierten – Spektrallinie wird der Fleck damit zu einer Quasi-Emission führen. Diese Quasi-Emission wird, bedingt durch die Rotation des Sterns, die Linie vom Blauen zum Roten hin durchlaufen. Die Spektrallinie ist damit eine 1 dimensionale Abbildung der 2 dimensionalen Sternoberfläche. Dies ist das Prinzip des Doppler Imagings. Diese Technik wird seit einigen Jahren mit Erfolg zur Kartierung von Sternoberflächen angewandt (Vogt & Penrod 1983, Kürster 1991).

Simulationen

Für die hier durchgeführten Simulationen wurde das Programm von Kürster (1991) zur Berechnung von Absorptionslinienprofilen von Sternen mit verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten $v \sin i$ und mit verschiedenen Fleckenkonfigurationen verwendet. Die dem Beobachter zugewandte Seite des Sterns wird hierbei mittels 2038 Zonen diskretisiert. Der Fleck wurde als in sphärischer Projektion kreisförmig, mit einem Radius ρ angenommen. Die Position des Flecks wird durch die stellare Breite Θ und Länge ϕ angegeben. Es wurden 20 Linienprofile in äquidistanten Zeitschritten, über eine volle Rotation verteilt, für jede Fleckenkonfiguration berechnet. Insgesamt wurden 25 verschiedene Fleckenkonfigurationen betrachtet. Eine Auflistung der betrachteten Fleckenkonfigurationen ist in Tabelle 3.1 gegeben. Diese wurden für Sterne mit $v \sin i$ = 2.5, 5.0, 7.5, 10.0 ,12.5 ,15.0 ,17.5 und 20 kms^{-1} berechnet. Als Inklination des Sterns wurde für alle Modelle $i = 60°$ angenommen.

Analyse der Simulationen

Um aus den erhaltenen Linienprofilen die RV zu ermitteln wurde der mit dem Fluß gewichtete Mittelwert der Linie verwendet:

$$RV \equiv \frac{1}{\sum_i f_i} \sum_i (x_i \cdot f_i) \ , \tag{3.13}$$

wobei f_i der Fluß an der Stelle x_i (der Wellenlänge) ist. Diese Definition der RV ist, wie noch gezeigt werden wird, nicht die wirklich gemessene RV. Jedoch ist auch die wahre RV Bestimmung eine Bestimmung des Schwerpunkts, der aber aus vielen Linien gemittelt wird. In erster Näherung wird aber diese Definition der RV das Verhalten der wahren RV richtig wiedergeben. Der Fluß der Linie f_i wird hier als das Residuum zwischen der berechneten Absorptionslinie $f_{i,a}$ und dem Kontinuum $f_{i,K}$ gesetzt: $f_i = f_{i,K} - f_{i,a} = 1 - f_{i,a}$. Dadurch wird aus der ursprünglichen Absorptionslinie eine Emissionlinie. Dieses Vorgehen hat rein technchnische Gründe.

[9]Die Begriffe der stellaren und magnetischen Aktivität werden oft als Synonyme gebraucht. Es werden in dieser Arbeit nur Sterne betrachtet die eine Konvektionszone haben, die für Aktivitätserscheinungen Vorraussetzung ist.

Anzahl Flecken	ϕ	θ	ρ	F_S/F_P
1	0	60	15	0.3
1	0	60	30	0.3
1	0	30	30	0.3
1	0	30	15	0.3
1	0	120	15	0.3
1	0	60	15	0.15
1	0	60	30	0.15
1	0	120	15	0.15
1	0	60	10	0.3
1	0	60	5	0.3
1	0	60	2.5	0.3
1	0	60	1	0.3
1	0	60	0.5	0.3
2	0 / 60	60 / 30	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 90	60 / 30	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 120	60 / 30	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 180	60 / 30	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 60	60 / 120	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 90	60 / 120	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 120	60 / 120	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 180	60 / 120	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 60	60 / 60	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 90	60 / 60	15 / 15	0.3 / 0.3
2	0 / 120	60 / 60	15 / 15	0.3 / 0.3

Tabelle 3.1 Liste der betrachteten Fleckenmodelle. ϕ und θ geben als Länge und Breite die Position des Flecks auf der Sternoberfläche an. ρ ist der Radius des Flecks und F_S/F_P gibt das Verhältnis des Flusses des Flecks zum Fluß der umgebenden Photosphäre an. Bei allen Modellen wurde eine Inklination von $i = 60°$ angenommen.

Der Effekt eines Flecks auf die RV während der Rotation des Sterns ist in Abbildung 3.4 exemplarisch dargestellt. Wird der Fleck auf der dem Beobachter zugewandten Seite sichtbar, so entsteht im blauen Bereich der Absorptionslinie die Quasiemission. Da bei langsam rotierenden Sternen mit $v \sin i \lesssim 15$ kms^{-1} das Profil nur wenig rotationsverbreitert ist, führt die Quasiemission in dem dargestellten Fall lediglich zu einer Asymmetrie und ist nicht als echter Buckel in der Linie zu erkennen. Wenn sich der Fleck auf der Sternscheibe weiterbewegt, wird die projezierte Fläche des Flecks größer und damit nimmt auch die Höhe des Buckels zu. Beziehungsweise wird die Asymmetrie der Linie stärker. Da der Buckel sich im Blauen befindet, wandert der Schwerpunkt (Gleichung 3.13) der Linie ins Rote – dies führt zu einer scheinbaren Änderung der RV. Passiert der Fleck den Meridian, befindet er sich im Kern der Linie. Der Buckel ist symmetrisch um den Linienkern und bewirkt damit auch keine Asymmetrie im Linienprofil – die RV geht auf Null zurück. Nach der Meridianpassage befindet sich der Fleck auf der Seite des Sterns, welche sich vom Beobachter wegbewegt und der Buckel wandert so auf die rote Seite der Linie. Die RV wird sich entsprechend zum Blauen hin verschieben.

Es ist offensichtlich, daß dieser Effekt zum einen von der Größe des oder der Flecken und von der Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i$ des Sterns abhängt. Wie sich die Größe des Flecks und das $v \sin i$ quantitativ auf die RV auswirkt, ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Es wurde lediglich ein Fleck mit unterschiedlichen Radien betrachtet und die maximale RV Amplitude aus den Linienprofilen nach Gleichung 3.13 bestimmt. Dies wurde für Werte im Bereich von 2.5 kms^{-1} $\leq v \sin i \leq$ 20.0 kms^{-1} in Schritten von 2.5 kms^{-1} durchgeführt. Die Kurven für einige $v \sin i$ Werte sind ebenfalls in Abbildung 3.5 gezeigt. Diese Ergebnisse

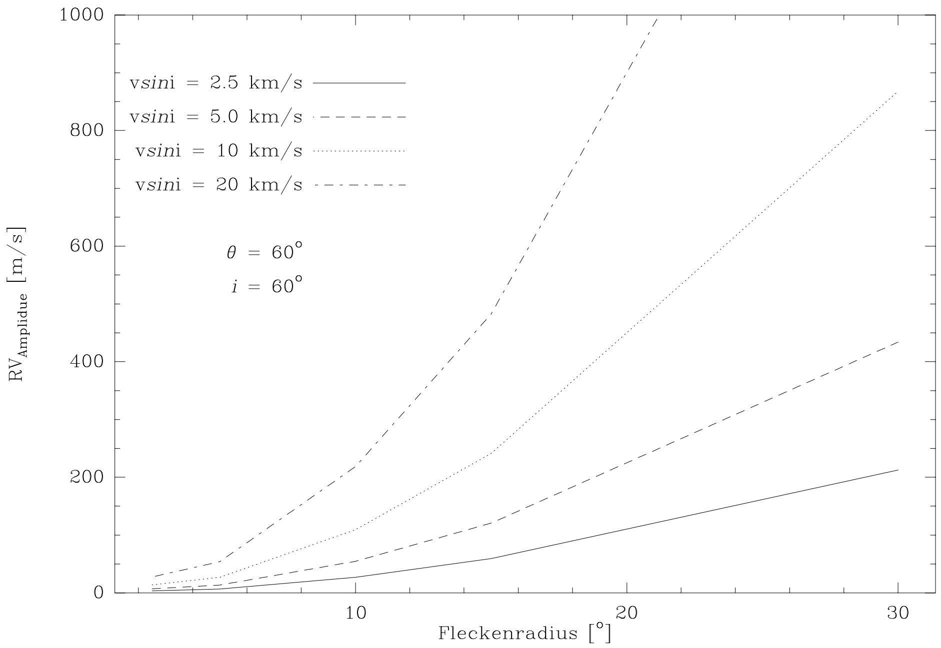


Abbildung 3.5
Abhängigkeit der RV (Halb-)Amplitude vom Fleckenradius ρ und von der Rotationsgeschwindigkeit des Sterns $v \sin i$. Aus Darstellungsgründen ist nur der Bereich bis $RV = 1000\ \mathrm{ms}^{-1}$ aufgetragen. Der maximale RV Ausschlag ist im Falle der Kurve für $v \sin i = 20\ \mathrm{kms}^{-1}$ $RV = 1735\ \mathrm{ms}^{-1}$. Es sind nur Rechnungen mit einem Fleck dargestellt.

lassen sich analytisch durch einen quadratischen Ausdruck in ρ approximieren:

$$RV_{Amplitude} \approx a + b\rho + c\rho^2 \ , \tag{3.14}$$

wobei sich die Koeffizienten als lineare Abhängigkeiten von $v \sin i$ schreiben lassen:

$$a = -0.45 + 1.02 \cdot v \sin i \ ,$$
$$b = 6.75 \cdot 10^{-2} + 8.87 \cdot 10^{-2} \cdot v \sin i \ ,$$
$$c = -4.63 \cdot 10^{-3} + 9.93 \cdot 10^{-2} \cdot v \sin i \ .$$

Diese Relation geht konform mit den Resultaten von Saar & Donahue (1997) und Hatzes (1998). Die lineare Abhängigkeit der $RV_{Amplitude}$ von $v \sin i$ und ein Potenzverhalten bei der Abhängigkeit von ρ.

Linienasymmetrien

Wie liesse sich nun die so erzeugte RV Variation korrigieren ? Diese Frage erhebt sich, will man RV Durchmusterungen nicht nur auf alte, langsam rotierende und inaktive Sterne beschränken.

Die scheinbare RV Variation ist eine durch den Fleck verursachte Asymmetrievariation im Absorptionslinienprofil. Es ist daher sinnvoll, das Asymmetrieverhalten der Linie durch andere Indikatoren zu untersuchen. Eine Untersuchung der stellaren Linien mittels Doppler Imaging Techniken liegt nahe. Jedoch ist diese Technik lediglich bei schnell rotierenden Sternen mit $v \sin i \gtrsim 15 - 20\ \mathrm{kms}^{-1}$ möglich. Damit kommen diese Objekte aber nicht als Ziele für hochpräzise RV Messungen in Frage, da durch die Rotationsverbreiterung die Linienprofile extrem “seicht” werden und der Gradient $|\partial F/\partial \lambda|$ klein ist.

In der Astronomie ist ein Standardverfahren für die Untersuchung von Linienasymmetrien die Konstruktion des sogenannten *Bisektors*. Dies geschieht durch die Verbindung der Mittelpunkte der Verbindungslinie zwischen zwei Punkten gleichen Flußes in einer Absorptionslinie. Als quantitatives Maß für Änderungen der Asymmetrie einer Linie wird oft der sogenannte *Span* verwendet (Toner & Gray 1988). Hierbei wird lediglich der Geschwindigkeitsunterschied zweier Punkte des Bisektors betrachtet und dessen Variation als quantitative Größe für die Asymmetrieänderung benutzt (Toner & Gray 1988). Hatzes (1998) konnte in Simulationen Span– und RV Variationen eines photosphärischen Flecks korrelieren und damit die RV korrigieren. Im Folgenden wird ein neuer Ansatz bezüglich der Definition des Asymmetriemaßes betrachtet. Eine Linie kann als eine Verteilung von Werten betrachtet werden. Jedem dieser Werte λ ist mit dem Fluß gewichtet (siehe Gleichung 3.13). Das $j-$te Moment einer Verteilung ist definiert als (Press et al. 1992):

$$M_i = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} (x_i - \bar{x})^j \ .$$

Der flußgewichtete Mittelwert nach Gleichung 3.13 entspricht also dem ersten Moment. Das Moment zweiter Ordnung M_2 gibt die Abweichung eines Werts vom Mittelwert an und ist somit ein Maß für die Breite der Linie. $\sqrt{M_2}$ wird als Standard Abweichung einer Verteilung bezeichnet. Die Momente höherer Ordnung geben weitere Eigenschaften der Verteilung an. So ist das Moment dritter Ordnung ein Indikator für Flügel der Verteilung in positive oder negative Richtung. Dies ist gerade ein Maß für die Asymmetrie der Verteilung. Das Moment dritter Ordung wird auch *Skewness* genannt und wird als dimensionslose Größe definiert (Press et al. 1992):

$$Skew = \frac{1}{\sum_i f_i} \sum_{i=1}^{n} (\frac{x_i f_i - \bar{x}}{\sigma})^3 \ . \tag{3.15}$$

Für die folgende Betrachtung sind diese ersten drei Momente ausreichend.

Wie die RV von der Breite σ und der Asymmetrie, ausgedrückt durch $Skew$, abhängt ist in Abbildung 3.6a und 3.6b gezeigt. Hier sind sämtliche in Tabelle 3.1 aufgeführten Fleckenkonfigurationen in je einem Bild zusammengefasst. Zu jedem Fleckenmodell wurden an je 20 Phasenpunkten das Absorptionslinienprofil berechnet. Aus diesen wurde dann RV, σ und $Skew$ bestimmt.

Es zeigt sich, daß $RV = f(\sigma)$ (Abbildung 3.6a) oder $RV = f(Skew)$ (Abbildung 3.6b) keine eindeutigen Abhängigkeiten wiedergeben und somit als Korrekturfunktion ungeeignet sind. Aber das Produkt von σ und $Skew$ zeigt eine eindeutige funktionale Abhängigkeit: $RV = f(\sigma \cdot Skew)$ (Abbildung 3.6 c). Das Verhalten von $RV = f(\sigma \cdot Skew)$ lässt sich in drei Gebieten stückweise durch Polynome approximieren:

$$\begin{aligned}
&-1500 \text{ ms}^{-1} \leq \sigma Skew \leq 120 \text{ ms}^{-1}: \ RV = a_1 + b_1(\sigma Skew) \ , \\
&-120 \text{ ms}^{-1} \leq \sigma Skew \leq 120 \text{ ms}^{-1}: \ RV = a_2 + b_2(\sigma Skew) + c_2(\sigma Skew)^2 + d_2(\sigma Skew)^3 \ , \\
&120 \text{ ms}^{-1} \leq \sigma Skew \leq 1500 \text{ ms}^{-1}: \ RV = a_3 + b_3(\sigma Skew) \ .
\end{aligned}$$

Die Parameter a_i, b_i, c_i, d_i können als Funktionen von $v \sin i$ dargestellt werden:

$$\begin{aligned}
&a_1 = -20.83 - 26.75 \cdot (v \sin i) \ , \ b_1 = -0.14 \cdot (v \sin i)^{-1} - 1.51; \\
&a_2 = -6.28 \cdot 10^{-2} + 2.60 \cdot 10^{-2} (v \sin i) \ , \ b_2 = -1.66 \cdot 10^{-2} (v \sin i)^{-1} - 0.43 \ , \\
&c_2 = -5.11 \cdot 10^{-5} (v \sin i)^{-1} - 1.07 \cdot 10^{-6} \ , \ d_2 = -7.90 \cdot 10^{-5} (v \sin i)^{-1.5} + 2.56 \cdot 10^{-7}; \\
&a_3 = -21.94 - 27.14 \cdot (v \sin i) \ , \ b_3 = -0.15 \cdot (v \sin i)^{-1} - 1.52.
\end{aligned}$$

Die Genauigkeit der angegebenen Funktionen hängt vor allem von der Parameterisierung in $v \sin i$ ab. So ist die Anpassung für ein gegebenes $v \sin i$ besser als 3 ms^{-1}, wohingegen die angegebene Formel mit der expliziten $v \sin i$ Abhängigkeit mit 8 ms^{-1} deutlich schlechter ist. Dennoch sei diese hier angegeben, da sie als eine nützliche Relation erscheint, welche eine extrem großen Parameterbereich abdeckt.

Es kann aufgrund der hier durchgeführten Simulationen festgestellt werden, daß sich die RV für den Einfluß von Flecken durchaus korrigieren lässt. Als guter Asymmetrieindikator wurde das dritte Moment einer Verteilung, die Skewness, gefunden. Diese in Verbindung mit dem zweiten Moment, der Standardabweichung σ, ergibt eine eindeutige Relation mit der RV.

3.4 Sind präzise RVs aktiver Sterne möglich ?

Die durchgeführten Simulationen zeigen, daß eine Korrektur der RVs für den Einfluß von Sternflecken – zumindest theoretisch – möglich ist. Ob sich eine solche Korrektur auch praktisch durchführen lässt soll im Folgenden untersucht werden. Die Ergebnisse von Saar & Fischer (2000) haben bereits angedeutet, daß es durchaus eine, wenn gleich nicht stark ausgeprägte, Korrelation zwischen chromosphärischer Emission und RVs gibt. Jedoch erhebt sich hierbei das Problem, daß für die Messung der RVs keine chromosphärischen Linien verwendet werden. Selbst wenn solche Linien im spektralen Bereich, der für die Bestimmung der RVs genutzt wird, vorhanden sein sollten, stellt sich die Frage, in wie weit solch vereinzelte Linien sich auf die RVs – welche ja eine Zahl ist die aus vielen Linien bestimmt wird – auswirkt. Dies mündet direkt in die Wechselwirkung von Photosphäre und Chromosphäre. Es ist nicht klar, ob photosphärische Flecken immer mit chromosphärischer Aktivität korreliert sind.

Ein direktes Vorgehen ist die Suche nach Linienprofilvariationen bei den Linien, die tatsächlich für die Messung der RV genutzt werden. Um dies zu untersuchen, wurde ein Beobachtungsprogramm mit dem Ziel durchgeführt, die Linien, welche für die RVs genutzt werden, praktisch zeitgleich auch auf ihr Asymmetrieverhalten hin zu untersuchen.

3.4.1 Beobachtungsprogramm und Strategie

Es wurden im Verlauf des Jahres 2000 drei aktive Sterne mit bekannter Rotationsperiode beobachtet. Die Beobachtungen wurden mit dem Ziel geplant, mindestens eine Rotationsperiode mit möglichst guter Phasenabdeckung zu überdecken. Da Flecken meist kurzlebige Erscheinungen sind, diese jedoch über eine Rotationsperiode als statisch angenommen werden können, wie man von der Sonne weiss, ist eine gute Phasenüberdeckung einer Rotationsperiode für dieses Programm absolut notwendig. Dies hat dann aus beobachtungstechnischen Gründen die Konsequenz, daß nur Sterne mit Rotationsperioden von $P_{rot} \lesssim 10$ Tagen beobachtet werden können. Zum anderen sind solche Sterne natürlich für dieses Projekt bevorzugt, da schnelle Rotation, also kurze Rotationsperioden, die magnetische Aktivität und so das Auftreten von Oberflächeneffekten fördert (Noyes et al. 1984, Kürster 1991).

Es wurden zwei Beobachtungskampagnen für dieses Projekt durchgeführt. Die Erste fand im Zeitraum vom 16.02.2000 bis zum 24.02.2000 während neun konsekutiver Nächte statt. Die Zweite wurde zwischen dem 12.Juli 2000 und dem 22. Juli 2000 während 10 aufeinanderfolgender Nächte durchgeführt. Die Nächte vom 12.–13. und vom 20.–21. Juli 2000 wurde nicht beobachtet.

Von den Programmsternen mussten zweierlei Art Daten möglichst zeitgleich gewonnen werden: präzise RVs und präzise Linienprofile. Für die präzise Messung von Linienasymmetrien ist eine hohe Dispersion notwendig. Das spektrale Auflösungsvermögen des Spektrographen muß $R \gtrsim 10^5$ betragen (siehe zum Beispiel Gray 1997). Üblicherweise wird in anderen derartigen Untersuchungen der Bisektor betrachtet. Die genannte Anforderung an das spektrale Auflösungsvermögen ist der allgemeine Konsens für Bisektoranalysen. In der

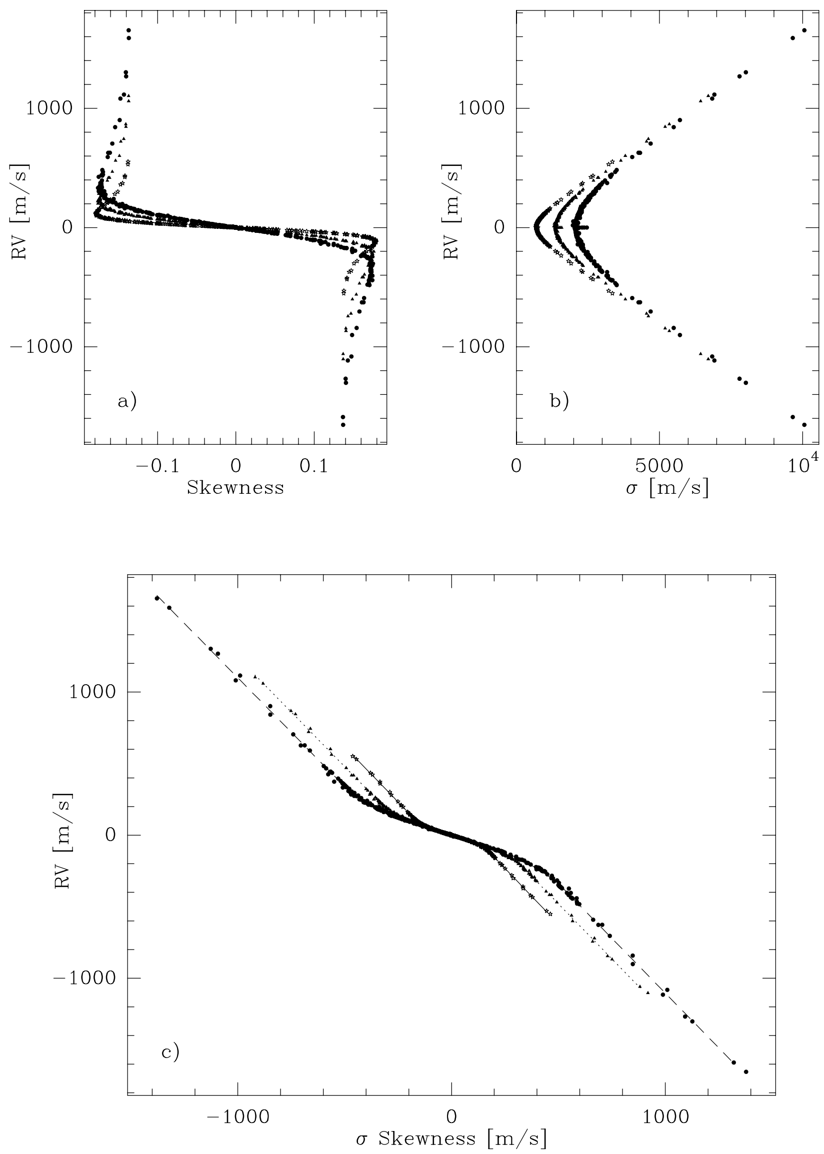


Abbildung 3.6
Asymmetrie– und Radialgeschwindigkeitsänderungen durch Flecken.
3.6 a (*oben, links*) RV über Skewness für alle 25 Fleckenkonfigurationen aus Tab.3.1. Jeder Punkt gibt einen Phasenpunkt einer Rotationperiode wieder. Gezeigt sind Modelle für $v \sin i$ = 5 (Sternchen), 10 kms^{-1}(Dreiecke) und 15 kms^{-1} (Punkte).
3.6 b (*oben, rechts*) RV als Funktion von σ. Symbole wie in a).
3.6 c (*unten*) RV als Funktion von $\sigma \cdot Skew$. Es ergibt sich eine eindeutige Relation. Symbole wie in a) und b). Die Linien zeigen die stückweise angepassten Funktionen (siehe Text) der unterschiedlichen $v \sin i$ Werte: durchgezogene Linie: 5 kms^{-1} gepunktet: 10 kms^{-1}; gestrichelt: 15 kms^{-1}.

hier vorgestellten Arbeit soll aber erstmalig die oben beschriebene Momentenentwicklung der Spektrallinien durchgeführt werden. Ob dieses Verfahren auch bei geringerer Auflösung durchgeführt werden kann, ist nicht klar. Tests diesbezüglich wurden nicht durchgeführt, wären jedoch für zukünftige Anwendungen nützlich, da eine geringere spektrale Auflösung ein höheres Signal des Spektrums zur Folge hätte. Weiterhin sind für diese Form der Analyse höchste Signal zu Rausch Verhältnisse erforderlich. Für die Bisektoruntersuchung gilt als minimales $S/N \gtrsim 200$ (Toner & Gray 1988, Gray & Hatzes 1997)

Für diese Untersuchung wurde der CES verwendet. Dieser bietet in der aktuellen Konfiguration mit der "Very Long Camera" VLC (siehe A.3) ein $R \approx 2.0 - 2.3 \cdot 10^5$. Durch die Verbindung mit dem 3.6 m Teleskop ist auch ein guter Fluß gewährleistet. Somit bietet der CES für Bisektoruntersuchungen optimale Bedingungen.

Ebenfalls bietet der CES eine sehr gute RV Präzision. Standardmässig können mit diesem Instrument in Verbindung mit der Iodzelle RVs mit einer Präzision von ~ 10 ms^{-1} gemessen werden (Endl et al. 2001, Endl 2001) – ein gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis und einen inaktiven, RV konstanten Stern vorrausgesetzt.

Die Daten müssen so gut wie möglich zeitgleich aufgenommen werden, damit die RVs und die Linienprofile die gleiche Rotationsphase des Sterns abbilden. Die stellaren Linienprofile werden durch die Verwendung der Iodzelle durch die Absorptionslinien des Iods kontaminiert und können nicht für die Asymmetriebetrachtung verwendet werden. Es ist daher nötig, Spektren mit und ohne Iodlinien aufzunehmen. Dies bedeutet im Falle des CES lediglich das Einbringen in den, oder Entfernen der Iodzelle aus dem Strahlengang im Eingangsbereich des Spektrographen (siehe Abbildung 3.1). Dieser Vorgang bedarf im Falle eines geübten Beobachters – inklusive dem Weg vom Kontrollraum – weniger als 2 Minuten.

Damit ergibt sich die Beobachtungsstrategie wie folgt: zunächst werden mehrere Spektren des Sterns mit Iodzelle gewonnen. Danach wird die Iodzelle entfernt und dann werden Spektren ohne Iodzelle aufgenommen. Nimmt man als typische Rotationsperiode der hier betrachteten Sterne ein $P_{rot} = 5$ Tage an, dann entspricht ein Zeitraum von einer Stunde einer Phasenänderung von weniger als 1%. Da mit der vorgestellten Beobachtungsstrategie die Daten für die RV– und Linienprofilmessung meistens in weniger als einer Stunde aufgenommen werden können, ist die Phasenänderung durch die Rotation des Sterns innerhalb dieses Zeitraums vernachlässigbar.

Um nächtliche Mittelwerte erhalten zu können, wurden jeweils meherere Spektren mit und ohne Iodzelle in jeder Nacht aufgenommen. Bei den ersten Messungen im Februar wurden jeweils drei Spektren mit und ohne Iodzelle aufgenommen. Es hat sich jedoch gezeigt, daß die Identifikation eines Ausreißers besser gelingt, wenn mehrere solche Spektren aufgenommen werden. Daher wurden bei den Beobachtungen im Juli und August fünf Spektren mit und drei ohne Iodzelle aufgenommen. Die Spektren mit Iodzelle sollten um die höchste RV Präzision zu gewährleisten, nicht länger als $\sim$20 Minuten integriert werden. Bei längeren Belichtungszeiten ist die Erdrotation nicht mehr vernachlässigbar und das Spektrum wird "ausgeschmiert". Um diesen Effekt auch in den Spektren ohne Iod nicht in Betracht ziehen zu müssen, ist auch die Integrationszeit dieser Spektren nicht länger als 20 Minuten gewählt worden. Damit werden auch Kurzzeitphänomene der Sterne, wie Flares, praktisch kaum in Erscheinung treten[10]. Um das notwendig Signal-zu-Rausch Verhältnis für präzise RVs in solch kurzer Zeit zu erhalten, kommen als Programmsterne lediglich Objekte mit V$\lesssim$ 9 mag in Betracht. Die Anforderungen an das Signal sind für Bisektormessungen erheblich höher. V$\lesssim$ 7 mag ist für die Progammsterne hierfür im Falle des CES ein optimistischer Anhaltswert.

Die Liste der Programmsterne mit deren wichtigsten Eigenschaften ist in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

[10]Kurzzeitphänomene mit Zeitskalen von wenigen Minuten sind zwar durchaus möglich und von der Sonne her auch bekannt, jedoch handelt es sich dabei in den allermeisten Fällen um lokal stark begrenzte Erscheinungen. Daher ist es zumindest unwahrscheinlich, daß sich diese auf das über die gesamte Sternoberfläche integrierte Lininenprofil auswirken.

Stern mit Referenz	Spektr. Typ	V [mag]	$P_{\rm rot}$ [Tage]	vsin i [km s^{-1}]
HD 131156, ξ Bootis A I	G8V	6.12	6.2	3
HD 166435 II	G0	6.85	3.8	7.6 ± 0.5
HD 17051, ι Hor III	G0V	5.40	~8	5.5 ± 0.5

Tabelle 3.2
Daten der im Rahmen dieses Programms untersuchten aktiven Sterne. Die Daten wurden den folgenden Referenzen entnommen: I– Toner & Gray (1988), II–Queloz et al. (2001), III–Kürster et al. (2000).

Im Folgenden wird zunächst anhand der Beobachtungen von ξ Bootis A exemplarisch das Analyseverfahren demonstriert werden und dann die weiteren Programmsterne betrachtet werden.

3.4.2 ξ Bootis A

Frühere Messungen

Der Stern ξ Bootis A (HD 131156) gehört zu den am besten untersuchten sonnenähnlichen Sternen. Walker et al. (1995) haben für diesen Stern über mehr als 10 Jahre hinweg RVs gemessen und keinen Hinweis auf eine, im Vergleich zu ihrer Meßpräzision von 16 ms^{-1}, erhöhte RV Variation gefunden. Betrachtet man jedoch die von Walker et al. (1995) publizierten Daten (Abbildung 3.7a), wird auch offensichtlich, daß dieser Stern während einiger Zeiten stärker variiert als zu anderen. So "springt" die RV zum Beispiel in der Nacht mit BJD=2446538 um über 30 ms^{-1}. Da diese Durchmusterung mit dem Ziel begonnen wurde, ein dem Sonnensystem ähnliches Planetensystem zu finden, also ein Signal mit einer Periode von mehreren Jahren zu detektieren, wurden die Beobachtungen nicht im Hinblick auf Kurzzeitvariationen durchgeführt und analysiert.

ξ Bootis A ist auch Objekt des Planetensuchprogramms des Lick Observatoriums. Eine Analyse der ersten 11 Jahre dieses Programms seit Ende der 80iger Jahre durch Cumming et al. (1999) zeigt für ξ Bootis A eine erhöhte Streuung von $rms_{\xi{\rm BooA}} = 34.1$ ms^{-1} [11]. Als wahrscheinlichste Periode finden diese Autoren $P = 3.78$ Tage.

ξ Bootis A wird besonders interessant durch die Beobachtungen von Toner & Gray (1988). Diese haben Bisektorvariationen mit einer Periode von $P_{\rm bisek} = 6.43 \pm 0.01$ Tagen bei diesem Stern detektiert. Toner & Gray (1988) führen die von ihnen gefundenen periodischen Bisektorvariationen auf eine Region mit ~ 200 K geringerer Temperatur und stark erhöhter Geschwindigkeitsdispersion der Granulationen im Vergleich zur umgebenden Photosphäre zurück. Toner & Gray (1988) bezeichneten diese Region des Sterns als *Starpatch*, da sich diese Region nicht als Fleck oder Plage charakterisieren lässt. Die gefundenen Bisektorvariationen waren über mehr als 3 Jahre hinweg stabil und lassen diesen Starpatch als eine langlebige Struktur erscheinen.

Langzeitvariationen dieses Sterns wurden von Gray et al. (1996) untersucht. ξ Bootis A ist photometrisch Variabel und zeigt auch Variationen der chromosphärischen Aktivität. Weder Gray et al. (1996) noch Walker et al. (1995) untersuchten ihre Datensätze auf eventuelle Korrelationen. Bisektorvariationen sollten sich eingentlich direkt auf die RV Messung auswirken. Dies scheint bei ξ Bootis A aber nicht der Fall zu sein.

Die Daten von Walker et al. (1995) sind über SIMBAD verfügbar und können untersucht werden. Abbildung 3.7a zeigt die von Walker et al. (1995) gemessenen RVs. Führt man eine Periodogrammanalyse nach Scargle (1982) dieser Daten im Periodenbereich von 1 bis 20 Tagen durch, so ergibt sich Abbildung 3.7b.

[11] Cumming et al. (1999) berücksichtigen bei der für einen Stern erwarteten Streuung intrinsische Variabilitäten.

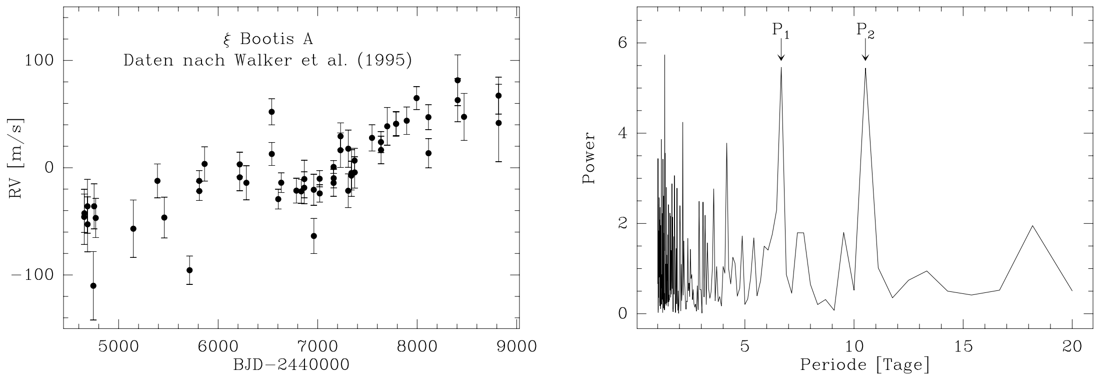


Abbildung 3.7
3.7 a (*links*) RVs Messungen von Walker et al. (1995) im Zeitraum von 1980 bis 1992.
3.7 b (*rechts*) Periodogramm der RVs Messungen von Walker et al. (1995) im Periodenbereich von 1 bis 20 Tagen. Zwei Signale mit $P_1 = 6.6$ Tagen und $P_2 = 10.5$ Tagen sind zu erkennen. Beide Signale sind kompatibel mit früher publizierten Variabilitätszeitskalen (Gray et al. 1996).

Man erkennt zwei Signale, die sich durch eine hohe Power auszeichnen. Die erste Periode liegt bei $P_1 = 6.66$ Tagen. Diese Periode ist damit sehr ähnlich der Periode der Bisektorvariationen $P_{\rm bisek} = 6.43$ Tagen. Das zweite Signal liegt bei einer Periode von $P_2 = 10.52$ Tagen. Eine ganz ähnliche Periode mit $P \approx 10.15$ Tagen wurde in einer frühen Studie von Rucinski (1980) für die Variabilität von ξ Bootis A angegeben.

Diese neue Analyse legt also in der Tat einen Zusammenhang zwischen Bisektor– und RVs Variationen nahe.

Neu gewonne Radialgeschwindigkeiten

Die hier gezeigten Daten von ξ Bootis A wurden in der Juli–August Beobachtungskampagne gewonnen. Es wurden in jeder Nacht 5 Spektren durch die Iodzelle hindurch mit einer Belichtungszeit von 5 Minuten aufgenommen. Aus diesen Daten wurden mit dem Programmpaket AUSTRAL (Endl et al. 2000) die RVs bestimmt. Die in jeder Nacht gewonnenen 5 RVs Meßwerte wurden gemittelt und die rms dieser Daten als Meßfehler angesetzt[12] Das Ergebnis ist in Abbildung 3.8 dargestellt.
Im Verlauf der 12 Nächte zeigt ξ Bootis A eine signifikante RV Änderung von 45 ms^{-1}. Daß diese Datenpunkte keine Ausreisser sind, zeigt der Vergleich mit im selben Zeitraum aufgenommenen Daten von GJ 570 A, einem RV konstanten Stern (Endl et al. 2000), in Abbildung 3.9. In der letzten Beobachtungsnacht zeigt sich ein RV Ausschlag in positive Richtung mit einer Amplitude von 82 ms^{-1}.

Linienprofilvariationen

Es soll nun eine Korrelation zwischen Asymmetrievariationen der stellaren Absorptionslinien und der RV gesucht werden. Um dies direkt auf den einzelnen Linien der Spektren durchführen zu können, ist zunächst eine Verschiebung der Spektren auf einen gemeinsamen Nullpunkt notwendig. Durch die Rotation der Erde und deren Bewegung um die Sonne werden die Spektren Dopplerverschoben sein. Es wurde die zum Beobachtungszeitpunkt baryzentrische Geschwindigkeit im Rahmen der Datenreduktion berechnet (siehe Anhang A). Alle Spektren wurden um diese baryzentrische Korrektur verschoben und

[12]Dies ist eine andere Fehlerdefinition als sie sonst für mit der Iodzelle gewonnene RVs üblich ist. Die Streuung der einzelnen spektralen Abschnitte eines Spektrums die für die Bestimmung der RV genutzt werden wird sonst als Fehler der Messung angegeben. Der hier angegebene Fehler des nächtlichen Mittelwerts ist jedoch realistischer, da dieser mehrere individuelle und vollständig unabhängige RV Messungen beinhaltet.

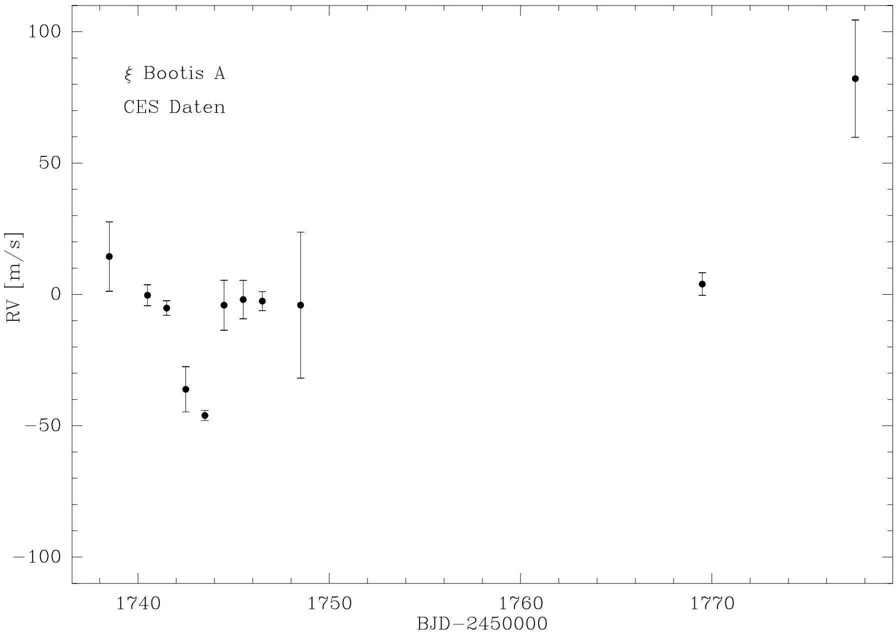


Abbildung 3.8
RVs von ξ Bootis A gemessen mit dem CES im Juli und August 2000. Die Punkte sind nächtliche Mittelwerte und wurden aus fünf konsekutiven Spektren bestimmt. Die Fehlerbalken geben die rms der fünf RVs Messungen der Nacht wieder. Die Streuung aller Werte beträgt $rms = 30.8$ ms^{-1}. Betrachtet man nur die Juli Daten (bis BJD=2451750) beträgt die $rms = 17.9$ ms^{-1}. Der mittlere Fehler der RV beträgt für alle Daten $\sigma_{RV} = 9.5$ ms^{-1}, nur für die Juli Daten beträgt der mittlere Fehler $\sigma_{RV} = 8.7$ ms^{-1}.

die Wellenlängenskala in Geschwindigkeiten relativ zu $\lambda_0 = 537.68$ nm umgerechnet. Die Spektren wurden schliesslich durch eine Splineinterpolation (Press et al. 1992) auf Pixelbreiten mit 200 ms^{-1} gebinnt. Ein ξ Bootis A Spektrum ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Typischerweise beträgt das Signal zu Rausch Verhältnis dieser Spektren $300 \lesssim S/N \lesssim 500$.

Es wurden danach die Positionen der Linien bestimmt, für welche eine Analyse sinnvoll erscheint. Im Gegensatz zur Bisektorenanalyse können auch sich überlagernde, oder *geblendete*, Linien ausgewählt werden. Dies ist im Falle der CES Spektren auch praktisch unvermeidbar. Um gute RVs bestimmen zu können, müssen im betrachteten spektralen Bereich möglichst viele Linien vorhanden sein. Zum anderen muß das Instrument möglichst effizient sein, also im Blazemaximum betrieben werden. Aus diesem Grunde wurde als Zentralwellenlänge $\lambda = 539.5$ nm gewählt [13]. Bei dieser Zentralwellenlänge beträgt die Wellenlängenüberdeckung des CES nur 3.8 nm. Da bei sonnenähnlichen Sternen relativ viele Linien in diesen Bereich fallen, sind Blends die natürliche Folge.

Die Ausschnitte, die für die einzelnen Linien ausgewählt wurden, sind ebenfalls in Abbildung 3.10 markiert. In Tabelle 3.3 sind diese Linien mit den für die Analyse gewählten Intervallen angegeben. Im folgenden werden die Linien mit der in Tablle 3.3 gegebenen Nummerierung bezeichnet werden. Im ganzen Spektralbereich finden sich für sonnenähnliche Sterne $\sim 20 - 30$ Linien, die für die Bestimmung der RV verwendet werden. Für die Asymmetrieuntersuchung sind es weniger, da für Linien deren Tiefe weniger als 10% des Kontinuums beträgt, das Rauschniveau hoch ist. Diese Linien können deshalb für diese Analyse nicht verwendet werden. Als mittlere Steigung jeder Linie wurde der Quotient aus Tiefe d und voller Breite bei halber Höhe $FWHM$ verwendet: $\Delta = d/(0.5 \cdot FWHM)$. Es

[13] Diese Wellenlänge wird auch als Zentralwellenlänge des CES Planetensuchprogramms verwendet

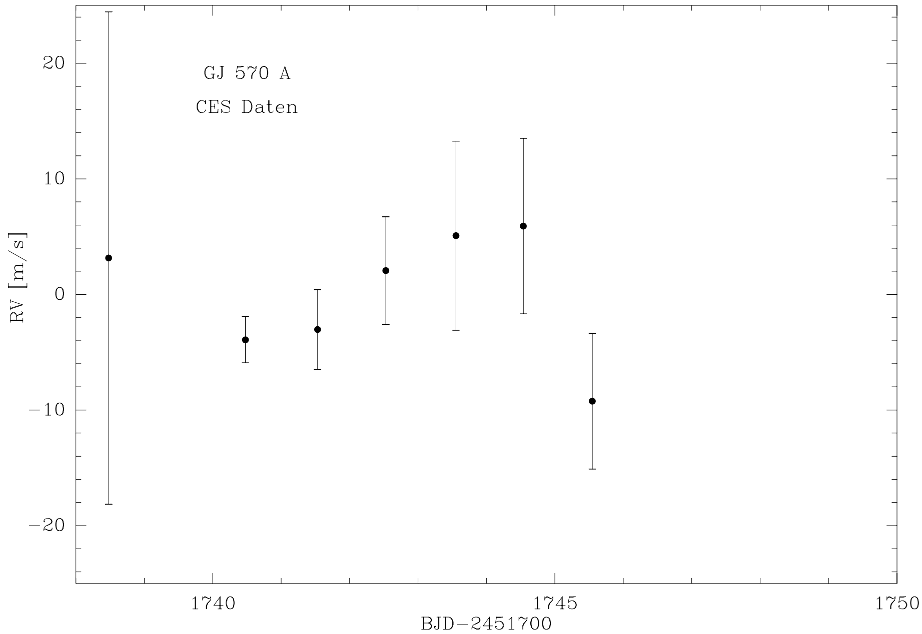


Abbildung 3.9
Nächtliche mittlere RVs von GJ 570 A vom Juli 2000. Dieser Stern wurde im Rahmen der CES Planetensuche als RV konstant identifiziert (Endl et al. 2000). Die gesamte Streuung der Daten beträgt $rms = 5.9$ ms^{-1}. Der mittlere Fehler liegt bei $\sigma_{RV} = 7.6$ ms^{-1}. Die Skala wurde zum besseren Vergleich mit den Daten der Programmsterne bis BJD=2451750 gewählt.

wurde eine Gaußanpassung an jede Linie vorgenommen um die entsprechenden Linienparameter d und $FWHM$ zu bestimmen.

Die Linien wurden in den angegebenen Intervallen extrahiert und invertiert. Das heißt, der Fluß jedes Pixels wurde vom Fluß des ersten Pixels des Intervalls abgezogen. Damit wird das erste Pixel auf Null gesetzt. Dieses Vorgehen ist in gewisser Weise riskant, da wie in A.3 erläutert wird, die Daten nicht für Cosmics korrigiert werden. Da jedoch in jeder Nacht drei Spektren ohne Iodzelle aufgenommen wurden und Cosmics sporadisch auftreten, wird ein solcher Fall als Ausreisser einfach zu identifizieren sein.

Zu jeder so erhaltenen Linie wurden die Momente dieser Verteilung bestimmt: der flußgewichtete Mittelwert, σ und $Skew$, entsprechend den Gleichungen 3.13, 3.15.

In Abbildung 3.11 ist der flußgewichtete Mittelwert der Linie 11 aller einzelnen Spektren eingezeichnet. Vergleicht man diese Graphik mit Abbildung 3.8 so ist die Ähnlichkeit bemerkenswert. Der flußgewichtete Mittelwert dieser Linie zeigt einen der RV sehr ähnlichen Verlauf. Hier zeigt sich sehr anschaulich, daß die RV aus einer gewichteten Summe der flußgewichteten Mittelwerte der einzelnen Linien konstruiert wird. Es ist jedoch nicht klar, wie diese Gewichtung der einzelnen Linien aussieht. In Abbildung 3.11 ist die “RV” Amplitude mit $M_1 \approx 200$ ms^{-1} wesentlich höher als die der mittels Iodzelle bestimmten RV. Das Verhalten des flußgewichteten Mittelwerts der verschiedenen Linien ist sehr unterschiedlich. Während einige Linien nur schwach mit der RV korrelieren, zeigen andere Linien gute Korrelationen mit der RV. Dies ist kein neues Verfahren zur Bestimmung der RV – aber es zeigt die Richtigkeit der früher gemachten Annahme, daß der flußgewichtete Mittelwert ein Maß für die RV darstellt.

Auch ist bemerkenswert, daß diese Meßwerte erstaunlich langzeitstabil sind. Es wurde, um diese Messung zu erhalten, lediglich die baryzentrische Bewegung korrigiert. Instrumentelle Effekte wurden – und konnten – nicht korrigiert werden. Dies kann nur mit der Iodzelle

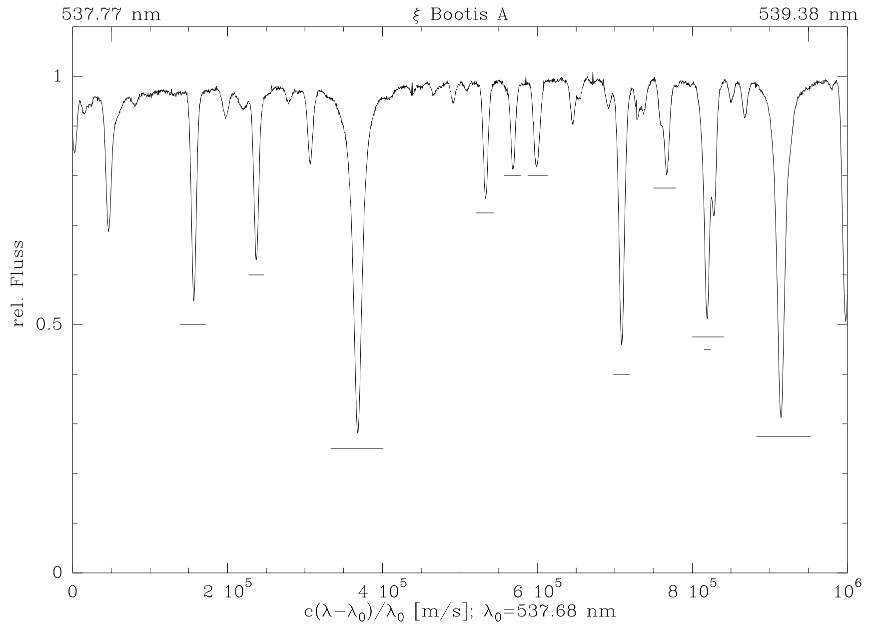
Linie#	$c(v_1 - v_0)/\lambda_0$ [ms^{-1}]	$c(v_2 - v_0)/\lambda_0$ [ms^{-1}]	Δ [1/ms^{-1}]
1	138700	171500	$1.18 \cdot 10{-}4$
2	227400	246700	$9.87 \cdot 10{-}5$
3	333500	400100	$1.05 \cdot 10{-}4$
4	520600	543700	$6.47 \cdot 10{-}5$
5	557200	578400	$5.35 \cdot 10{-}5$
6	588000	613100	$3.87 \cdot 10{-}5$
7	698000	719200	$1.29 \cdot 10{-}4$
8	750000	778900	$3.47 \cdot 10{-}5$
9	800100	840600	$6.43 \cdot 10{-}5$
10	883000	952500	$1.09 \cdot 10{-}4$
11	985300	1014200	$1.03 \cdot 10{-}4$
12	1114300	1156300	$1.01 \cdot 10{-}4$
13	1184900	1215400	$1.21 \cdot 10{-}4$
14	1253500	1278300	$4.50 \cdot 10{-}5$
15	1303100	1345100	$9.11 \cdot 10{-}5$
16	1352700	1377500	$4.95 \cdot 10{-}5$
17	1497700	1543500	–
18	1583500	1640700	–
19	1661700	1686500	$7.35 \cdot 10{-}5$
20	1690300	1734200	$4.59 \cdot 10{-}5$
21	1793300	1818100	$9.17 \cdot 10{-}5$
22	1818100	1867700	$1.29 \cdot 10{-}4$
23	1883000	1940200	–
24	815100	823900	–
25	151500	1535200	$1.12 \cdot 10{-}4$
26	1601500	1632800	$9.99 \cdot 10{-}5$
27	1892300	1914400	$1.23 \cdot 10{-}4$

Tabelle 3.3
Linienliste mit der zur Bestimmung der Asymmetrien verwendeten Absorptionslinien von ξ Bootis A im vom CES abgedeckten Wellenlängenbereich. Es sind die Grenzen v_1, v_2 der Intervalle angegeben, in denen sich die Linien befinden. Die Position ist in Geschwindigkeiten bezogen auf $\lambda_0 = 537.68$ nm angegeben ($v_0 = 0$). Die Linienposition wurde für die baryzentrische Bewegung korrigiert. Die Linien 24–27 sind Teile von geblendeten Linien. Vergleiche mit Abb.3.10. Δ ist ein Maß für die Steigung der Flanken der jeweiligen Linie.

geschehen. Da während jeder Beobachtungsnacht die Instrumenteneinstellung geändert[14] und über fast einen Monat hinweg das Instrument gar nicht verwendet wurde, bedeutet dies eine erhebliche intrinsische Stabilität und Reproduzierbarkeit der Instrumenteneinstellung des CES von etwa 50 bis 100 ms^{-1} (entsprechend etwa 0.1–0.2 Pixel), die auch über längere Zeiträume gewährleistet bleibt. Auf der anderen Seite zeigt dies den erheblichen Gewinn in Präzision durch Verwendung der Iodzelle.

Um das Verhalten der höheren Momente der einzelnen Linien im Vergleich zur RV zu untersuchen, wurden analog zur Bestimmung der RV nächtliche Mittelwerte der Momente gebildet. Der Fehler ergibt sich damit wieder als die rms der einzelnen Messungen. Es wurde der lineare Korrelationskoeffizient r zwischen den RVs und Momenten bestimmt, da ja die Abhängigkeit $RV = f(M_i)$ gesucht wird. r lässt sich dann mit den Mittelwerten der j-ten Nacht der Radialgeschwindigkeit RV_j und des i-ten Moment $M_{i,j}$ für jede Linie

[14] Für dieses Projekt wurden halbe Nächte vergeben.



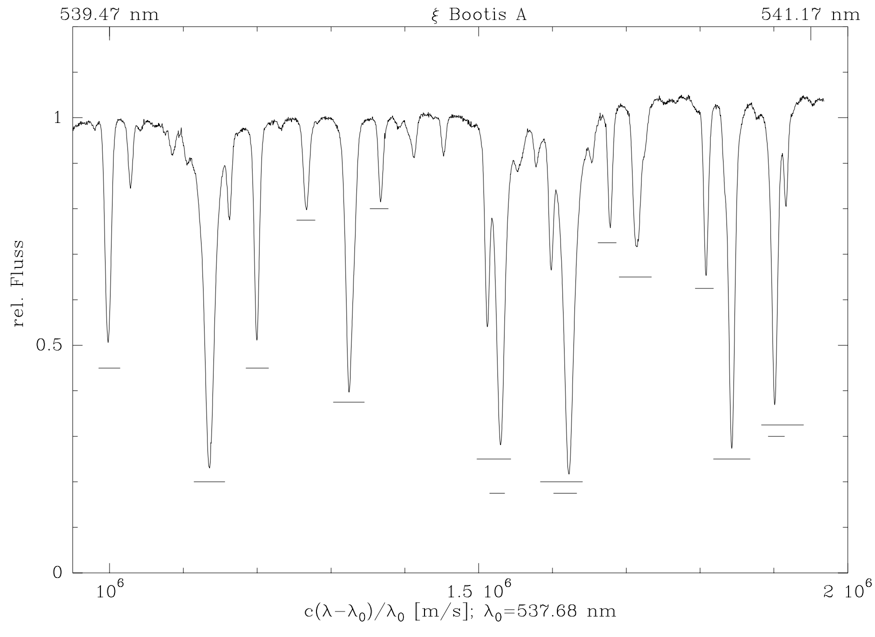


Abbildung 3.10
Spektrum von ξ Bootis A aufgenommen mit dem CES. Die spektrale Auflösung beträgt $R = 210000$. Die Geschwindigkeitsskala ist auf $\lambda_0 = 537.68$ nm bezogen. Das Spektrum wurde um die baryzentrische Bewegung zum Zeitpunkt der Beobachtung auf Null verschoben. Es wurde keine Kontinuumsanpassung vorgenommen. Die Absorptionslinien, welche auf Asymmetrievariationen untersucht wurden, sind durch horizontale Linien markiert. Aufgrund des geringen Werts von $v \sin i = 3$ kms^{-1} dieses Sterns wurden auch in einigen starken Blends versucht, die Komponenten zu untersuchen – an diesen Stellen sind zwei Linien untereinander eingezeichnet. Die Breite der Linien bezeichnet das Intervall, über welches die Analyse durchgeführt wurde. Aus Gründen der Darstellung wurde das Spektrum bei $v = 10^6$ ms^{-1} geteilt.

schreiben als

$$r = \frac{\sum_j (M_{i,j} - < M_i >)(RV_j - < RV >)}{\sqrt{\sum_j (M_{i,j} - < M_{i,j} >)^2} \sqrt{\sum_j (RV_j - < RV >))^2}} \; , \tag{3.16}$$

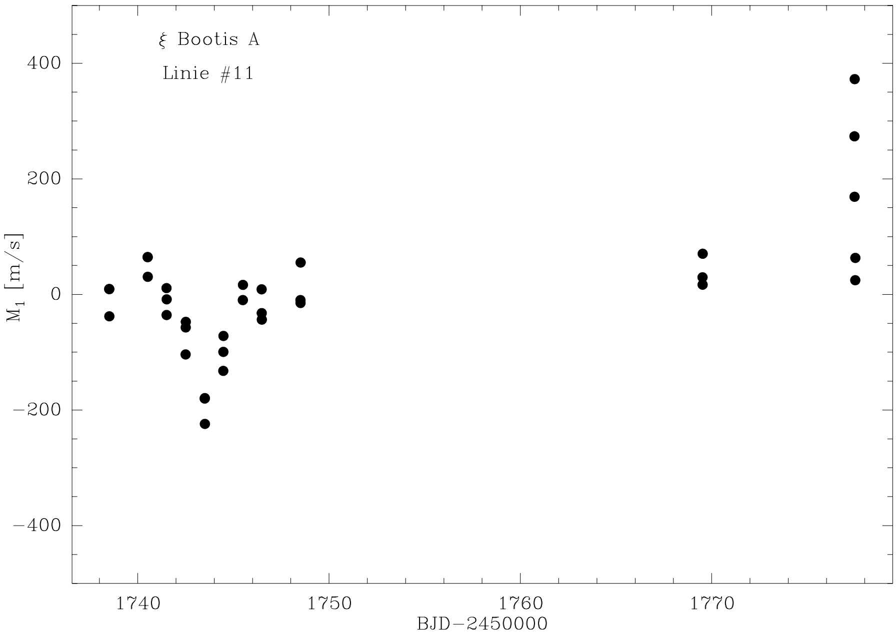


Abbildung 3.11
Das erste Moment M_1 der Linie 11 von ξ Bootis A. Man vergleiche dies mit Abbildung 3.8. Es wurde der Mittelwert aller Punkte abgezogen. Die hohe Streuung der letzten Nacht ist auf den Einfluß von Wolken zurückzuführen.

wobei $< M_{i,j} >$ und $< RV >$ das Mittel aller Nächte der Momente und RVs bezeichnet. Es werden lediglich die lineare Korrelationen betrachtet. Dies erscheint zunächst nicht gerechtfertigt, da, wie in Abschnitt 3.3.1 gezeigt wurde, der Zusammenhang zwischen der RV (dem ersten Moment) und der Asymmetrie im Falle von Sternflecken sich in dem RV Bereich, der hier betrachtet wird, gut durch ein Polynom dritter Ordnung anpassen lässt. Jedoch sind wenige Datenpunkte vorhanden und die RV von ξ Bootis A zeigt sich überwiegend konstant – lediglich drei Nächte weichen signifikant ab. Daher wird letztlich nur eine Korrelation zwischen diesen drei Punkten erwartet. Die restlichen Meßwerte der RV streuen innerhalb ihrer Fehler um den Nullpunkt. Es wird dann keine signifikante Streuung in den Linienasymmetrien zu erwarten sein.

Abbildung 3.12 zeigt den Korrelationskoeffizienten r aller Nächte als Histogrammdarstellung von der jeweils betrachteten Linie. In diesem Histogramm ist zum einen die Korrelation zwischen RV und der Skewness $Skew$, zwischen RV und $\sigma \cdot Skew$ als auch zwischen RV und σ wiedergegeben.

Man erkennt, daß die Korrelation der RVs mit Skewness allein deutlicher ausfällt. Zum einen ist dies auf den geringen Ausschlag der RVs zurückzuführen. Wie aus Abbildung 3.6a entommen werden kann, wird die Skewness erst ab RVs mit großen Ausschlägen nicht eindeutig. Es muß darauf hingewiesen werden, daß diese Simulationen nicht ohne weiteres auf die hier gezeigten Beobachtungen angewendet werden können. Die simulierten Linienprofile berücksichtigen lediglich die durch die Rotation des Sterns verursachte Verbreiterung der Linie und die Mitte–Rand–Verdunklung. Linienblends werden nicht berücksichtigt. Damit ist aber auch der direkte Vergleich mit den Beobachtungen nur mittelbar möglich. Da geblendete Linien schon von vorn hinein eine, im Vergleich zu ungeblendeten Linien, erhöhte Skewness aufweisen werden, wird auch die funktionelle Abhängigkeit eine andere sein[15].

[15]Dies wird schon aus Abb.3.11 deutlich, da hier der Ausschlag des flußgewichteten Mittelwerts größer ist als die RV, aber einen analogen Verlauf zeigt.

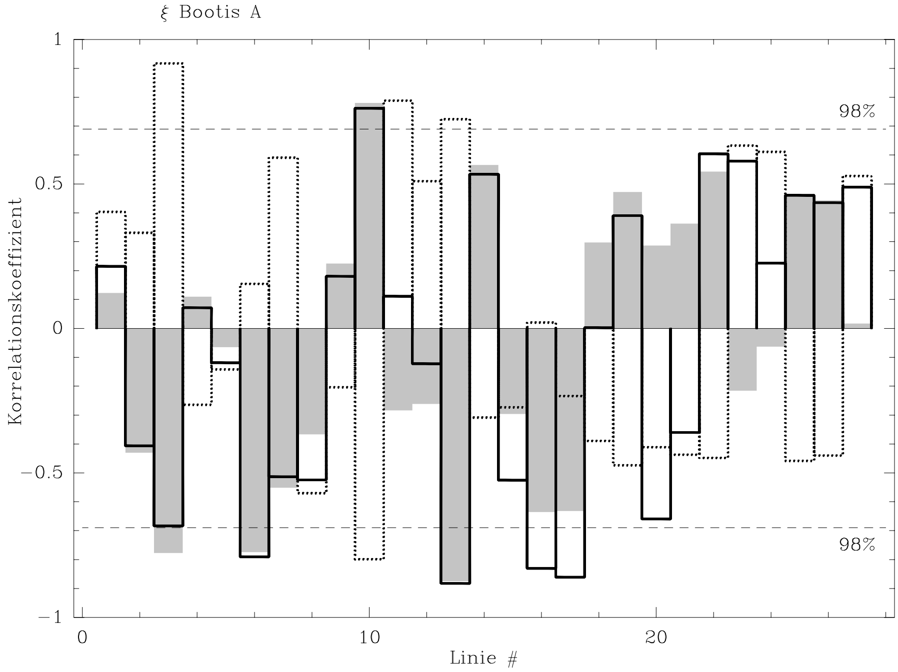


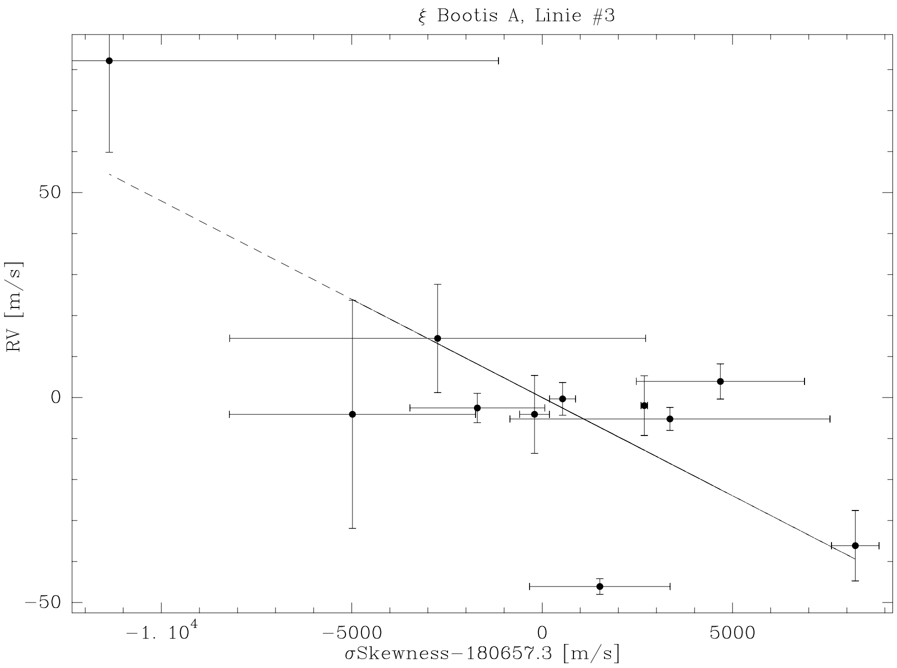
Abbildung 3.12
Korrelationskoeffizient r für die einzelnen betrachteten Linien aus Tabelle 3.3. Dargestellt ist die Korrelation zwischen RV und ($\sigma \cdot Skew$) (schattiert), $Skew$ (dick umrandet) und σ (gepunktet). Die gestrichelte Linie markiert die 98% Wahrscheinlichkeit für eine lineare Korrelation.

Dies ist auch von der unterschiedlichen Temperatursensitivität der Linien abhängig. Wie sich ein Linienblend aus zwei Linien verhält, deren Temperaturverhalten unterschiedlich ist, muß für den Einzelfall simuliert und betrachtet werden. Die deutlichsten Korrelationen zeigen in Abbildung 3.12 auch vorwiegend Linien mit hoher mittlerer Steigung Δ (vergleiche mit Tabelle 3.3). Dies ist zum einen ein Indiz für das deutlichere Zutagetreten von Linienprofilvariationen bei ungeblendeten, beziehungsweise schwächer geblendeten Linien. Zum anderen bestätigt dies die Richtigkeit der Resultate von Connes (1985), nach denen die RVs Information in Linien mit steilen Flanken $|\partial F/\partial \lambda|\sqrt{F}$ maximal wird.

Zum anderen – und vor allem – sind die durchgeführten Simulationen rauschfrei. Das bedeutet, da die vorliegenden Beobachtungen keinesfalls perfekt sind, daß die Korrelation nicht so deutlich zu Tage treten wird wie in den Simulationen. Da im Produkt von ($\sigma \cdot Skew$) beide Größen aus der Beobachtung bestimmt werden und mit dem Fehler der Beobachtung behaftet sind, wird die Korrelation nur mit der Skewness deutlicher ausfallen[16]. Für die Korrektur der RVs für Linienprofilvariationen ist es jedoch zunächst unerheblich welche Größe zur Korrelation verwendet wird.

Die gewonnenen Daten sind zur Bestimmung eines Korrekturverfahrens problematisch. Lediglich drei Nächte zeigen einen signifikanten RV Ausschlag und die gesuchte Korrelation kann somit letztlich nur aus Daten dieser drei Nächte konstruiert werden. Vor allem die Daten der letzten Nacht, welche gleichzeitig als einzige einen RV Ausschlag zu positiven Werten hin zeigt, litten unter den schlechten Witterungsbedingungen. Starke Wolken erlaubten es nicht, Signal-zu-Rausch Verhältnisse mit $S/N \gtrsim 200$ zu erreichen. Dennoch ist es, da in dieser Nacht fünf Spektren ohne Iodzelle aufgenommen wurden, möglich, diese Daten zu verwenden. In Abbildung 3.13 ist die RV als Funktion von ($\sigma \cdot Skew$) exemplarisch der Linien #3 und #6 dargestellt. Der große Meßfehler der Skewness des Punktes mit

[16]Die Definition der Skewness nach Gl.3.15 enthält bereits σ. Durch die Multiplikation mit σ wird dessen Fehler nochmals eingebracht.



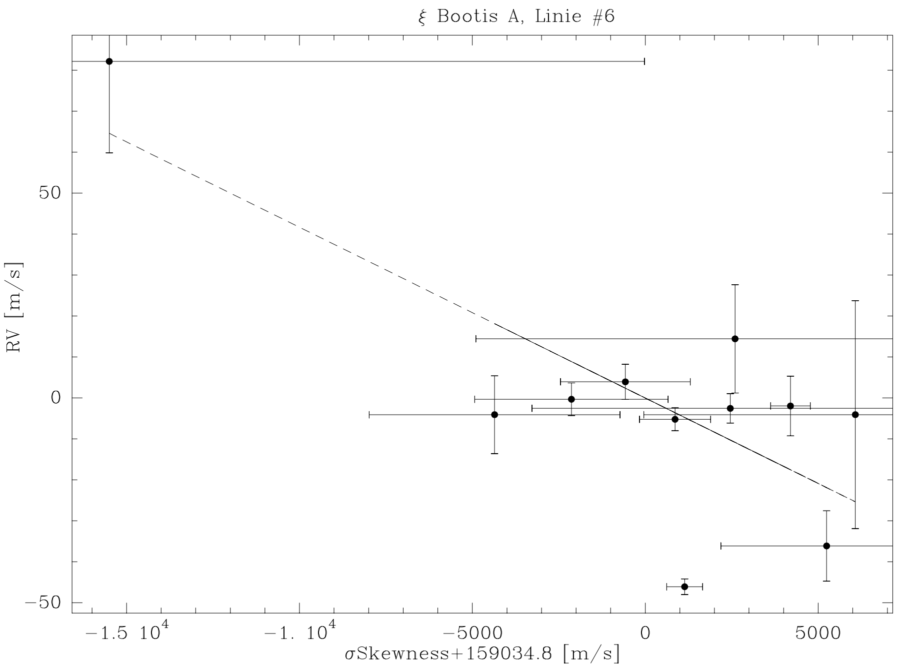


Abbildung 3.13
Korrelationen zwischen RV und $\sigma \cdot Skew$ einzelner Linien von ξ Bootis A.
3.13 a (*oben*) Für Linie #3.
3.13 b (*unten*) Für Linie #6.

$RV = +84$ ms^{-1} wurde bereits angesprochen. Dennoch ist $(\sigma \cdot Skew)$ dieses Punktes im Vergleich zu den übrigen Meßwerten stark verschoben. Die in Abbildung 3.13 gestrichelt eingezeichneten Geraden sind angepasste lineare Funktionen. Für Linie #3 ergibt sich

$RV = 3.696 \cdot 10^{-3} - 4.793 \cdot 10^{-3}(\sigma Skew + 180657.3)$
und für Linie #6
$RV = 1.518 \cdot 10^{-3} - 4.171 \cdot 10^{-3}(\sigma Skew + 159034.8)$.
Die Streuung der Daten um diese angepassten Geraden beträgt in beiden Fällen $rms \approx 19.5$ ms^{-1}. Dies entspricht einer Reduzierung von der ursprünglichen Streuung $rms = 30.8$ ms^{-1} um etwa 30%. Dennoch ist der große Fehler des Asymmetriemaßes des RV Punktes mit hoher RV Amplitude unbefriedigend, da die Korrelation stark von diesem Punkt abhängig ist.

Daten vom Februar 2000

Es konnten auch Daten im Februar 2000 während drei konsekutiver Nächte aufgenommen werden. Die Analyse dieser Daten wurde analog dem oben beschriebenen Verfahren durchgeführt. Die nächtlichen Mittelwerte der RVs sind in Abbildung 3.14a dargestellt. Die beobachteten RVs zeigen über den Verlauf der drei Beobachtungen einen kontinuierlichen Anstieg von 32 ms^{-1}. Dieser Anstieg ist im Vergleich zum Meßfehler von $\sigma = 5.5$ ms^{-1} signifikant und auch der deutliche Verlauf lässt hier auf eine Systematik schliessen. Die Berechnung des Korrelationskoeffizienten nach Gleichung 3.16 ist bei drei Meßwerten nicht aussagekräftig. Doch zeigt die Skewness einiger Linien eine sehr deutliche Korrelation mit den RVs. In Abbildung 3.14 b zum Beispiel sind die RVs dieser Nächte über die Skewness der Linie#6 aufgetragen. Es lässt sich ein deutlicher Zusammenhang erkennen. Nach Abzug der angepassten Gerade reduziert sich die Streuung der RVs von $rms = 13.8$ ms^{-1} auf $rms \lesssim 1$ ms^{-1}. Dies ist zwar keineswegs die letztlich gesuchte Korrekturfunktion, drei Meßwerte sind hierfür zu wenig, jedoch sind diese Daten vielversprechend.

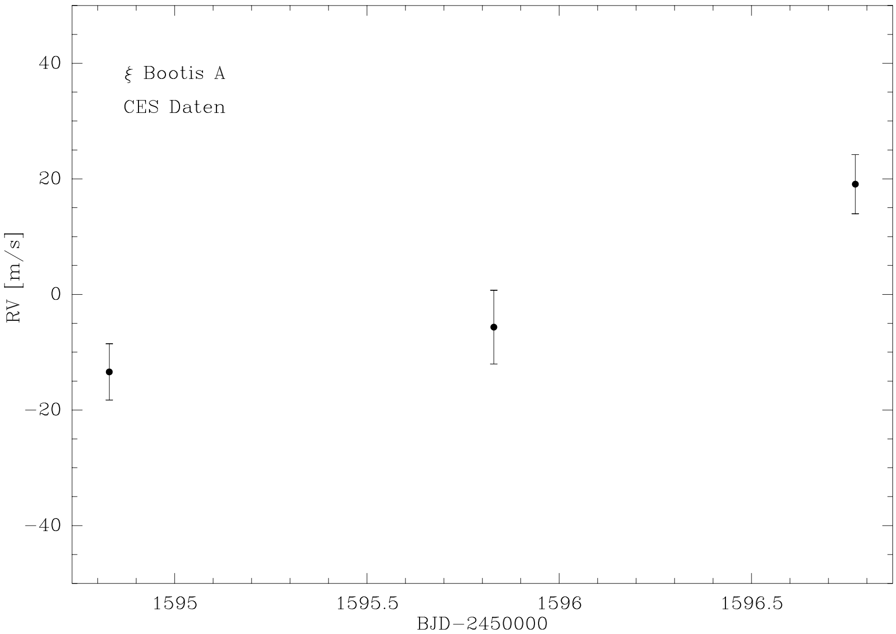
Ein Vergleich mit den Daten von Juli–August ist problematisch, da nicht klar ist, ob und in wie weit sich die Oberfläche des Sterns verändert hat. Zwar haben Toner & Gray (1988) gezeigt, daß die ausgedehnte Granulation über einige Jahre hinweg vorhanden ist, jedoch bedeutet dies nicht, daß diese Granulation ein statisches Objekt ist. Die gewonnen Daten lassen jedenfalls keinen Schluß hierrüber zu.

3.4.3 HD 166435

Frühere Messungen

Bei HD 166435 handelt es sich um einen G0 Zwerg, welcher zwar chromosphärisch aktiv ist – Queloz et al. (2001) detektieren CaII H Emission – welcher jedoch keinerlei Hinweise auf das Vorhandensein von LiI zeigt. Queloz et al. (2001) geben jedoch aufgrund der erhöhten Aktivität ein Alter von etwa $200 \cdot 10^6$ Jahren für diesen Stern an.

Dieser Stern wurde von Queloz et al. (2001) im Rahmen des ELODIE Planetensuchprogramms als RV variabel gefunden. Die RV Variabilität zeigt eine Periode von 3.9 Tagen und eine Amplitude von 120 ms^{-1}. Aufgrund der Konstanz dieses Signals wurde zuerst auf die Existenz eines planetaren Begleiters geschlossen, jedoch zeigt HD 166435 auch photometrische Variationen. Tatsächlich liegt die Periode der photometrischen Variation von HD 166435 auch im Bereich von vier Tagen und es ist somit mehr als wahrscheinlich, daß die RV Variation eine direkte Folge von Oberflächenstrukturen ist. Die Bestimmung der RVs mittels ELODIE erfolgt unter Anwendung der Thorium Technik (siehe 3.1.2). Queloz et al. (2001) untersuchten Asymmetrien in der Korrelationsfunktion, die zur Bestimmung der RV aus der Beobachtung und einer numerischen Maske konstruiert wird. Der Bisektor der Korrelationsfunktion variiert phasengleich mit der RV. Diese Korrelationsfunktion ist eine Funktion, die allen Linien, die zu deren Bestimmung verwendet wurden ähnlich ist. Da die Bisektorvariation im Kern der Linie erfolgt, schlossen Queloz et al. (2001) auf die Existenz eines langlebigen Sternflecks. Es wurde auch eine eindeutige Korrelation von RV



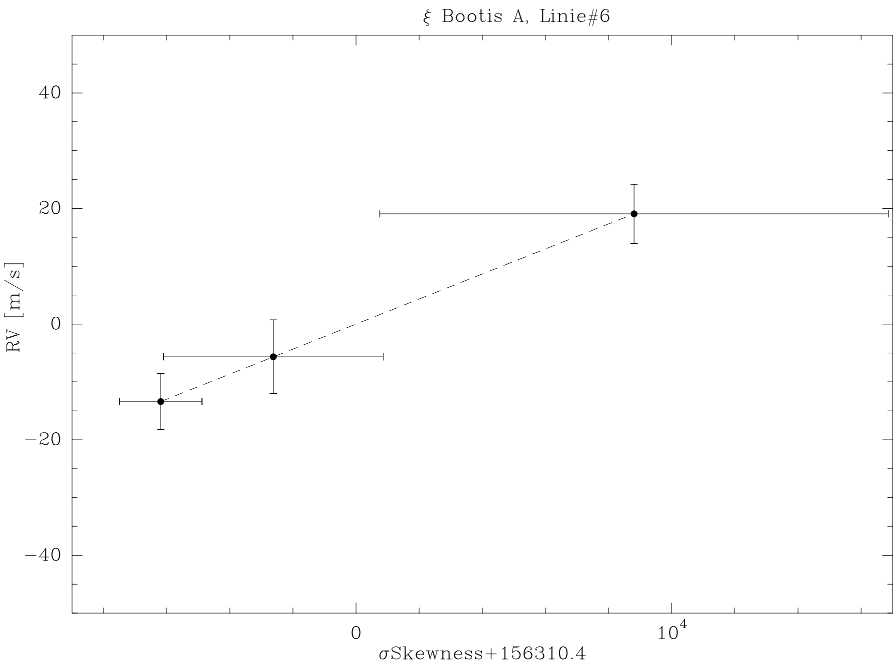


Abbildung 3.14
Beobachtungen mit dem CES von ξ Bootis A aufgenommen im Februar 2000.
3.14 a (*oben*) RVs von ξ Bootis A. Die gesamte Streuung beträgt $rms = 13.8\ \mathrm{ms}^{-1}$. Der mittlere Fehler liegt bei $\sigma = 5.5\ \mathrm{ms}^{-1}$.
3.14 b (*unten*) Verhalten von $(\sigma \cdot Skew)$ und RV. Die gestrichelte Linie zeigt eine angepasste Gerade.

und dem Span des Bisektors der Korrelationsfunktion gefunden.

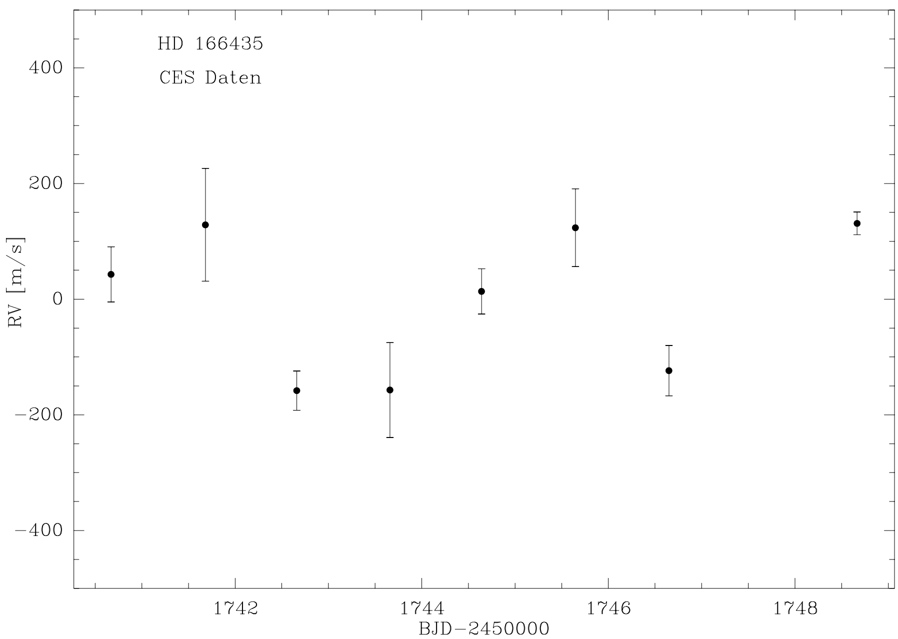


Abbildung 3.15
RVs von HD 166435 während 10 aufeinanderfolgender Nächte im Juli 2000. Eine Variation mit $P \approx 4$ Tage ist offensichtlich und wird höchstwahrscheinlich durch einen photosphärischen Fleck verursacht.

Neue Radialgeschwindigkeiten

Aufgrund der für die Beobachtung von La Silla extrem nördliche Deklination dieses Sterns konnten lediglich Beobachtungen im Verlauf von acht Nächten zwischen dem 14. und 22.Juli 2000 aufgenommen werden. Es wurden wie im Falle von ξ Bootis A fünf Spektren mit einer Integrationszeit von 15 Minuten durch die Iodzelle hindurch aufgenommen und aus diesen die RVs bestimmt. Die Mittelwerte dieser 5 Messungen jeder Nacht sind in Abbildung 3.17a dargestellt. Die Streuung der RV Daten liegt mit rms = 120.4 ms^{-1} deutlich über dem mittleren Meßfehler von $\sigma = 53.8$ ms^{-1}. Der hohe Meßfehler für diesen Stern resultiert aus dessen hohem $v \sin i = 7.6$ kms^{-1} und vor allem aus dessen geringer Helligkeit.

Doch es ist in Abbildung 3.15 deutlich die 4 Tages Periode zu erkennen. Dies bestätigt die Ergebnisse von Queloz et al. (2001). Die Anpassung einer Keplerbahn an diese Daten ergibt eine Periode $P = 3.9$ Tage und einer Amplitude von $K = 120$ ms^{-1}. Dies entspräche einem Begleiter mit einer Masse von $M \approx 0.7$ $\mathrm{M_{Jup}}$ in einer Umlaufbahn mit einer großen Halbachse von $a = 0.05$ AU. Jedoch ist klar, daß es sich hierbei um die Rotationsperiode des Sterns handelt und somit diese RV Variation auf den Einfluß von Aktivität zurückzuführen ist. Dies demonstriert eindrucksvoll den Einfluß von stellarer Aktivität auf die RV Messung und damit auch den Einfluß auf die Suche nach Begleitern planetarer Masse.

Queloz et al. (2001) finden eine im Vergleich zu dieser Studie, geringere RV Amplitude von $K = 83$ ms^{-1}. Dies könnte ein Indiz dafür sein, daß sich die Effekte einiger Linien bei der Korrelation heraus mitteln. Für die RV Messung mittels ELODIE werden einige hundert Linien, die über einen großen spektralen Bereich verteilt sind, verwendet. Es ist zu nicht zu erwarten, daß sich alle Linien gleich verhalten[17]. Daher kann man annehmen, daß sich in dem großen spektralen Bereich von ELODIE manche RV Variationen aufheben. Dies bedeutet aber, daß Instrumente mit einer hohen Wellenlängenüberdeckung bei der

[17]Dies zeigte sich bereits bei der Analyse von ξ Bootis A.

Linie#	$c(v_1 - v_0)/\lambda_0$ [ms^{-1}]	$c(v_2 - v_0)/\lambda_0$ [ms^{-1}]	Δ [1/ms^{-1}]
1	124300	159400	$1.48 \cdot 10^{-4}$
2	201500	236500	$1.32 \cdot 10^{-4}$
3	329500	373300	$5.53 \cdot 10^{-5}$
4	499500	531100	$1.51 \cdot 10^{-4}$
5	536300	566200	$3.13 \cdot 10^{-4}$
6	567900	599500	$1.54 \cdot 10^{-4}$
7	680100	706400	$1.10 \cdot 10^{-4}$
8	785300	823900	$8.17 \cdot 10^{-5}$
9	880000	915000	$6.52 \cdot 10^{-5}$
10	964600	999000	$1.26 \cdot 10^{-4}$
11	1102100	1138500	$5.31 \cdot 10^{-5}$
12	1166800	1203200	$1.20 \cdot 10^{-4}$
13	1284100	1332600	$7.01 \cdot 10^{-5}$
14	1484300	1528800	$3.03 \cdot 10^{-5}$
15	1569200	1625800	$4.93 \cdot 10^{-5}$
16	1674400	1716800	$7.90 \cdot 10^{-5}$
17	1777500	1803800	$1.23 \cdot 10^{-4}$
18	1805800	1844200	$6.29 \cdot 10^{-5}$
19	1868500	1921100	$6.31 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3.4
Linienliste mit der zur Bestimmung der Asymmetrien verwendeten Absorptionslinien von HD 166435 im vom CES abgedeckten Wellenlängenbereich. Es sind die Grenzen v_1, v_2 der Intervalle angegeben in denen sich die Linien befinden ($v_0 = 0$). Die Position ist in Geschwindigkeiten, bezogen auf $\lambda_0 = 537.68$ nm, angegeben. Die Linienposition wurde für die baryzentrische Bewegung korrigiert. Vergleiche mit Abb.3.16. Δ ist wieder ein Maß für die mittlere Steigung der Linie.

Messung von RVs weniger anfällig für stellare Aktivität sind. Doch bedarf dies weitere Untersuchungen, wie simultane Beobachtungen mit verschiedenen Instrumenten.

Linienprofilvariationen

Es wurden ebenfalls in jeder Nacht drei Spektren ohne die Iodzelle mit Integrationszeiten zwischen 10 und 15 Minuten gewonnen. Die Analyse der HD 166435 Daten erfolgte analog zu der Analyse von ξ Bootis A. Nach der Korrektur der Wellenlängen bezüglich der baryzentrische Bewegung, wurden die Intervalle der nutzbaren Linien bestimmt. Die hohe projezierte Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i = 7.6$ kms^{-1} (Queloz et al. (2001)) bewirkt eine erhebliche Verbreiterung der Linien (vergleiche zum Beispiel mit Abbildung 3.10). Es wurden letztlich nur 19 Linien für diese Analyse verwendet. Diese sind in Tabelle 3.4 aufgelistet und in Abbildung 3.16 markiert.

Diese Linien wurden nach ihren Momenten entwickelt und eine lineare Korrelation mit den RVs gesucht. In Abbildung 3.17 ist analog zur Analyse von ξ Bootis A der lineare Korrelationskoeffizient der Momente aller nutzbaren Linien als Histogramm gezeigt.

Die stärkste Korrelation zeigen die Linien #11 und #12. Im Falle von HD 166435 ist die Korrelation mit der mittleren Steigung Δ nicht sehr deutlich. Dies ist im hohen Wert von $v \sin i = 7.6$ km s^{-1} begründet, welcher zu einer starken "Verschmierung" der Linien führt.

Die Korrelationen der Momente mit den RVs übersteigen nicht die Wahrscheinlichkeitsschwelle von 98%. Dennoch erkennt man in Abbildung 3.18a und b, daß die Variation größer als die Fehler der Meßpunkte ist. Die gestrichelte Linie zeigt jeweils eine Geradenanpassung an diese Meßwerte. Für die dargestellten Linien ergeben sich die folgenden Geraden. Für Linie #11:

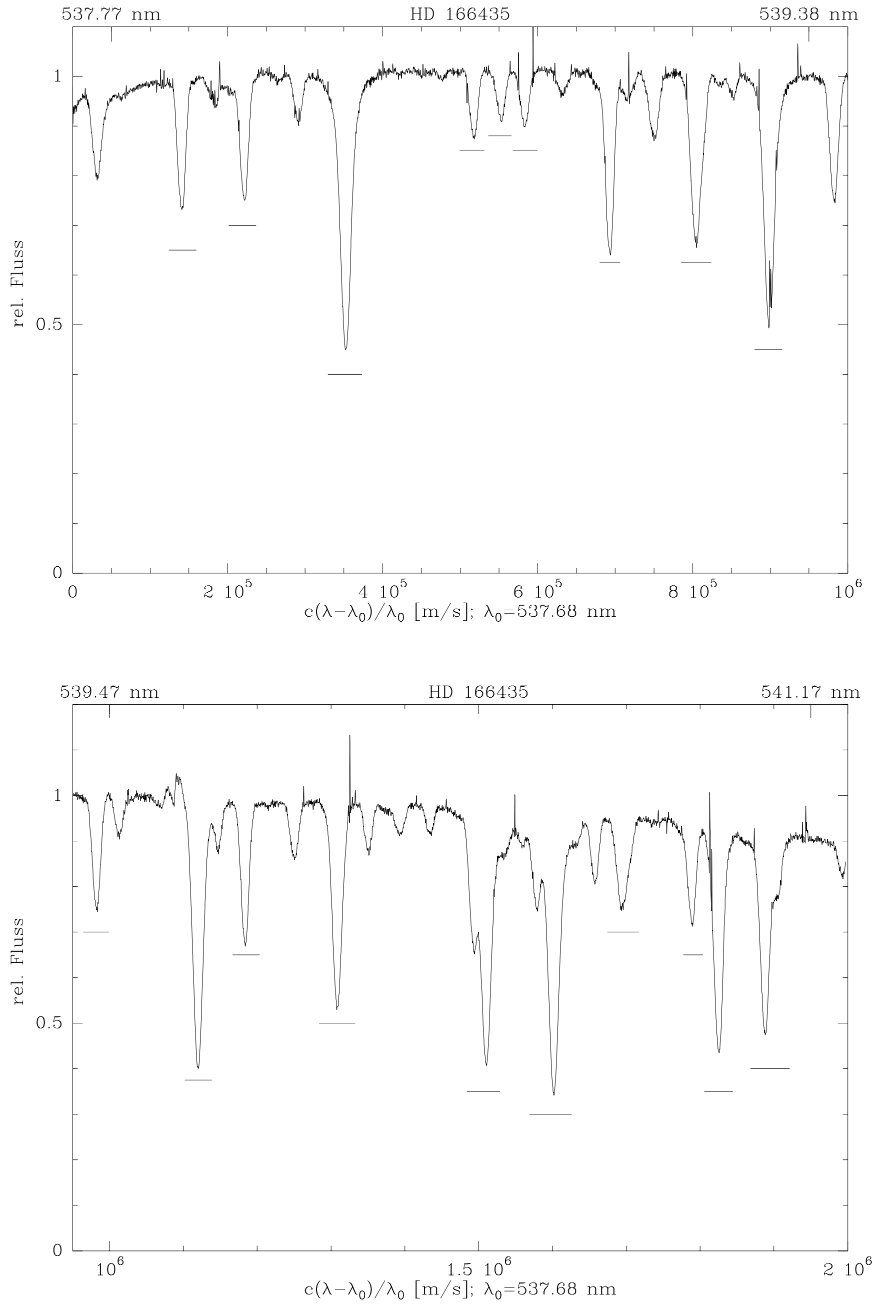


Abbildung 3.16
Spektrum von HD 166435 aufgenommen mit dem CES. Die Instrumentenkonfiguration und technischen Daten sind identisch zu Abb.3.10. Die Absorptionslinien welche auf Asymmetrievariationen untersucht wurden sind durch horizontale Linien markiert. Das vergleichsweise hohe $v \sin i = 7.6$ kms^{-1} führt zu einer starken Verbreiterung der Linien. Dies vermindert stark die Zahl der nutzbaren Linien: es konnten lediglich 19 Linien untersucht werden (siehe Tabelle 3.4).

$RV = -6.63 \cdot 10^{-2} + 8.18 \cdot 10^{-1}(Skew - 14194.6)$
und für Linie #12:
$RV = -1.59 \cdot 10^{-2} + 4.14 \cdot 10^{-1}(Skew - 15038.3)$.
Die Streuung der RVs nach Abzug dieser Geraden beträgt für beide Linien $rms \approx 85$ ms^{-1}.

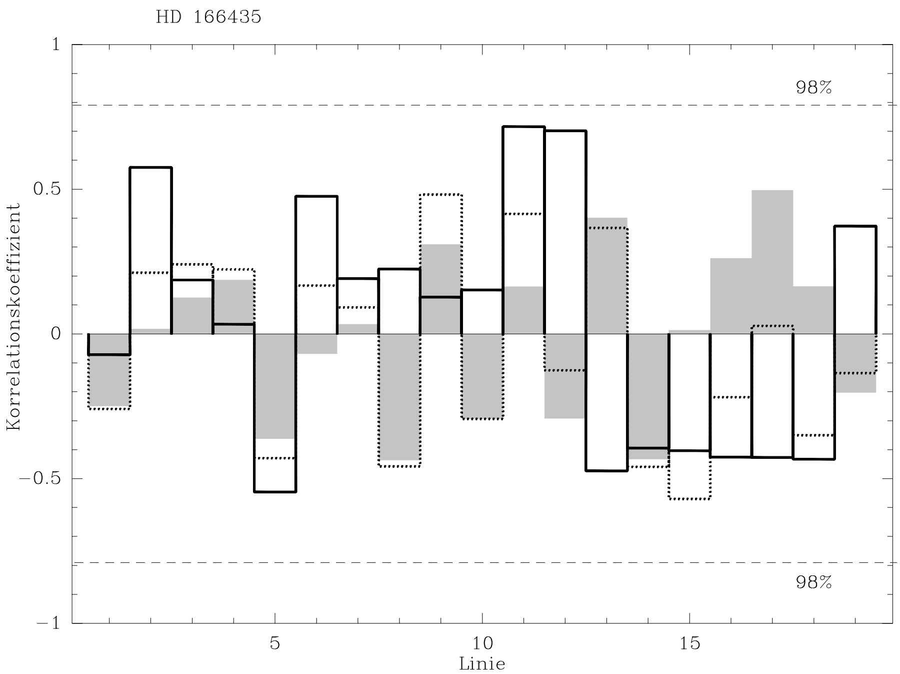


Abbildung 3.17
Korrelationskoeffizienten der einzelnen Linien für einen linearen Zusammenhang zwischen RV und Linienasymmetrien von HD 166435. Die Markierungen sind analog zu Abb.3.12. Allein die Skewness der Linien 10 und 11 zeigt Anzeichen für einen Zusammenhang mit der RV Variation.

Dies entspricht, ähnlich dem Resultat im Falle von ξ Bootis A, einer Korrektur von etwa 30%.
In den Korrelationen beider Linien liegt der Punkt mit $RV = 120$ ms^{-1} weit von der Korrelationsgeraden entfernt. Dies erscheint bemerkenswert, da gerade die Fehler dieses Punktes klein sind. Eine sichere Erklärung hierfür kann zum jetzigen Zeitpunkt nicht gegeben werden.

3.4.4 ι Horologii

Frühere Messungen
Wie bereits erläutert, wurde um diesen Stern ein planetarer Begleiter im Rahmen des CES Planetensuchprogramms detektiert. Die Residuen der RVs um die angepasste Bahn zeigen jedoch eine signifikant höhere Streuung mit $rms = 27$ ms^{-1} als die Meßpräzision von $\sigma_{RV} = 17$ ms^{-1} erwarten liesse. Korrigiert man die Streuung für den Meßfehler, verbleibt eine residuelle Streuung von 20.6 ms^{-1}. ι Horologii rotiert mit einer Periode von $P_{\rm rot} \approx 8$ Tagen (Kürster et al. (2000)). Die erhöhte RV Streuung von ~ 20 ms^{-1} ist nach Saar et al. (1998) für einen Stern mit einer solchen Rotationsperiode ein typischer Wert für RV Streuung durch magnetische Aktivität. Damit erscheint die erhöhte Streuung von ι Horologii in stellarer Aktivität begründet zu sein.

Neue Radialgeschwindigkeiten
Mit seiner relativ kurzen Rotationsperiode $P_{\rm rot} \approx 8$ Tagen ist ι Horologii gut für dieses Projekt geeignet. ι Horologii wurde zwischen dem 16. und 24. Februar 2000 während neun konsekutiver Nächte beobachtet. Es wurden jedoch im Vergleich zu den Beobachtungen vom Juli und August lediglich drei Spektren mit der Iodzelle aufgenommen. Die nächtlichen Mittelwerte der RV nach Abzug des für jede Nacht zu erwartenden Planetensignals

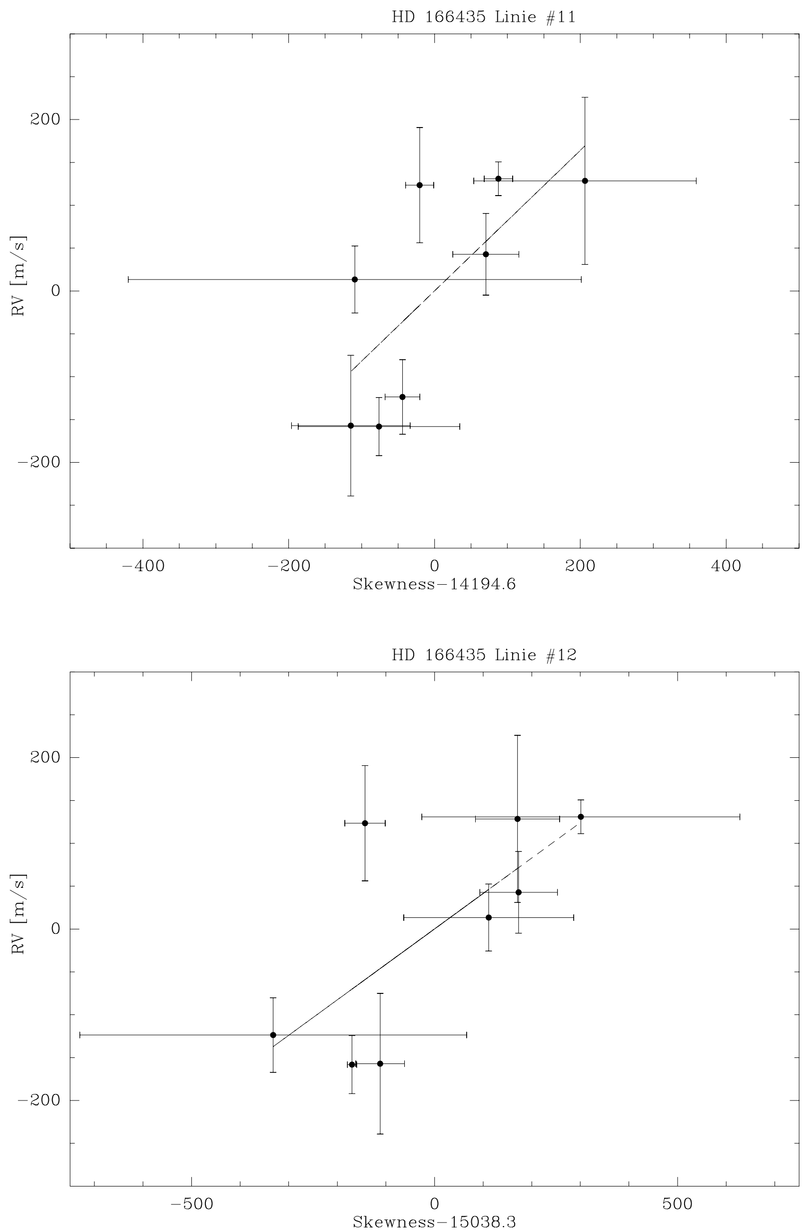


Abbildung 3.18
Korrelation von RV mit Skewness der Linien #11 und #12 von HD 166435. Die gestrichelte Linie zeigt eine an die Daten angepasste Gerade. In beiden Fällen beträgt die Streuung um die Gerade $rms \approx 30\ \mathrm{ms}^{-1}$.

sind in Abbildung 3.19 dargestellt. Die Streuung der Werte beträgt $rms = 6.0\ \mathrm{ms}^{-1}$ und der mittlere Fehler der Nächte liegt bei $\sigma_{RV} = 8.5\ \mathrm{ms}^{-1}$. Somit zeigt ι Horologii keinerlei erhöhte RV Streuung im Vergleich zum Meßfehler. Damit ist dieser Stern als Modellfall eines Negativresultats für die gesuchte Korrelation zwischen RVs und Linienasymmetrievariation anzusehen.

Linienprofilvariationen

Die von ι Horologii analysierten Linien sind in Abbildung 3.20 gezeigt. Der Korrelationskoeffizient r jeder Linie ist in Abbildung 3.21 dargestellt. Für fast alle Linien beträgt

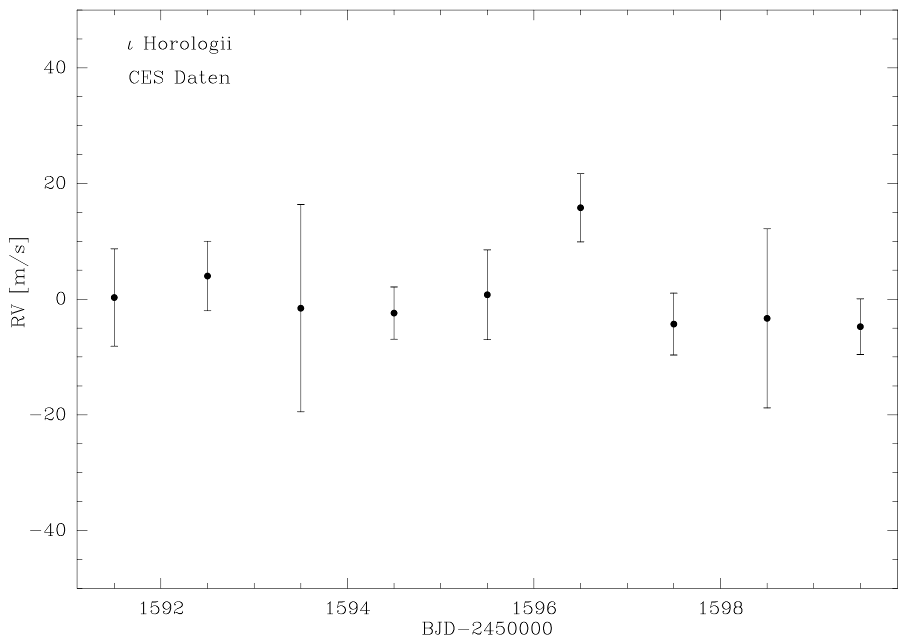


Abbildung 3.19
RVs von ι Horologii während 9 konsekutiver Nächte im Februar 2000. Die Daten wurden für den Einfluß des planetaren Begleiters mit der Bahnlösung von Kürster et al. (2000) korrigiert. Die Streuung der Daten beträgt $rms = 6.0\ \mathrm{ms}^{-1}$. Der mittlere Meßfehler liegt bei $\sigma = 8.5\ \mathrm{ms}^{-1}$. ι Horologii zeigt keine erhöhte Streuung im Laufe dieser Beobachtungen.

$r < 0.5$. Lediglich die Breite der Linie#21 zeigt eine signifikante Korrelation mit der RV. Dies ist jedoch als Zufall anzusehen, da hier die Korrelation innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Die Indikatoren der Asymmetrie, Skewness und $(\sigma \cdot Skew)$ zeigen – wie zu erwarten war – keinerlei signifikante Korrelation mit den RVs.

3.5 Ein mittleres Linienprofil

Aus den im vorangegangenen Abschnitt gezeigten Daten geht hervor, daß einzelne Linien im beobachteten Spektrum mit der RV korreliert sind. Jedoch verhalten sich die Linien sehr unterschiedlich. Dies ist nicht überraschend, da Absorptionslinien unterschiedlich sensitiv auf die physikalischen Größen der Umgebung in der sie entstehen, wie zum Beispiel Temperatur oder Magnetfelder, reagieren. Da praktisch alle Linien in den mit dem CES gewonnen Spektren geblendet sind und nicht zu erwarten ist, daß sich die Linien, welche den Blend bilden, gleich verhalten, werden die auftretenden Asymmetrien unterschiedlich ausfallen. Diese können sich zum Teil aufheben und gegenseitig beeinflussen.

Die gemessene RV stellt einen Mittelwert des Schwerpunkts aller Linien dar – wobei nicht völlig geklärt ist wie die Gewichtung geschieht. Ein wichtiger Faktor ist der Gradient der Linienflügel (Connes 1985). Dies hatte sich auch in der vorgestellten Analyse der einzelnen Linien gezeigt: deutlichere Korrelationen mit der RV zeigen Linien mit einer höheren mittleren Steigung.

Die gefundenen Korrelationen der RV mit einzelnen Linien ermöglichen eine Reduzierung der Streuung der RV von etwa 30%. Dies ist jedoch stark von dem S/N Verhältnis der Linien abhängig. Dies erschwert natürlich die Anwendung auf schwache Sterne. Ist die RV Variation groß, wie im Falle von HD 166435, so kann diese Analyse der einzelnen Linien zwar durchgeführt werden, jedoch ist die Korrektur der RV ebenfalls nur von 30% möglich.

Linie#	$c(v_1 - v_0)/\lambda_0$ [ms^{-1}]	$c(v_2 - v_0)/\lambda_0$ [ms^{-1}]	Δ [1/ms^{-1}]
1	159400	184000	$1.58 \cdot 10^{-4}$
2	201500	224300	$1.68 \cdot 10^{-4}$
3	241900	262900	$1.45 \cdot 10^{-4}$
4	310200	336500	$1.85 \cdot 10^{-4}$
5	359300	411900	$6.08 \cdot 10^{-5}$
6	534400	564400	$1.92 \cdot 10^{-4}$
7	571400	594200	$1.91 \cdot 10^{-4}$
8	603000	625800	$1.50 \cdot 10^{-4}$
9	711600	738000	$1.23 \cdot 10^{-4}$
10	766000	799300	$1.42 \cdot 10^{-4}$
11	816900	857200	$8.48 \cdot 10^{-5}$
12	911500	953600	$7.78 \cdot 10^{-5}$
13	997300	1028400	$1.51 \cdot 10^{-4}$
14	1128800	1167100	$5.29 \cdot 10^{-5}$
15	1198100	1231600	$1.28 \cdot 10^{-4}$
16	1269900	1293800	$1.99 \cdot 10^{-4}$
17	1317700	1360700	$7.66 \cdot 10^{-5}$
18	1367900	1396600	$1.83 \cdot 10^{-4}$
19	1508900	1559200	$5.73 \cdot 10^{-5}$
20	1597400	1654800	$5.31 \cdot 10^{-5}$
21	1673900	1702600	$1.60 \cdot 10^{-4}$
22	1709800	1748000	$7.43 \cdot 10^{-5}$
23	1807800	1829300	$1.31 \cdot 10^{-4}$
24	1836500	1879500	$6.84 \cdot 10^{-5}$
25	1903400	1956000	$7.90 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3.5
Linienliste mit der zur Bestimmung der Asymmetrien verwendeten Absorptionslinien von HD 166435 im vom CES abgedeckten Wellenlängenbereich. Es sind die Grenzen v_1, v_2 der Intervalle angegeben in denen sich die Linien befinden. Die Position ist in Geschwindigkeiten, bezogen auf $\lambda_0 = 537.68$ nm, angegeben. Die Linienposition wurde für die baryzentrische Bewegung korrigiert. Vergleiche mit Abb.3.20. Δ ist ein Maß für die mittlere Steigung in den Linienflanken.

Es ist daher wünschenswert ein Profil zu bestimmen, welches allen Linien gemein ist. Ein solches Profil würde über ein deutlich höheres Signal-zu-Rausch Verhältnis als die einzelnen Linien verfügen. Im optimalen Fall könnte das Signal-zu-Rausch Verhältnis um ein Faktor $\sqrt{N}$, wobei N die Anzahl der Linien ist, welche in die Konstruktion dieses Profils eingehen, gesteigert werden.

3.5.1 Praktische Umsetzung

Es wurde in dieser Arbeit ein Programm entwickelt, welches ein mittleres Profil für die beobachteten Linien konstruiert. Das Vorgehen ist analog zur Rekonstruktion des IP in Abschnitt 3.1.1. Unter Anwendung einer Multiparameteroptimierung wird die Funktion gesucht mit der ein Modellspektrum gefaltet, das beobachtete Spektrum am besten wiedergibt (siehe Gleichung 3.1.1). Das vorliegende Problem ist analog zu dem von Donati et al. (1997) betrachteten Fall. Es wird im Folgenden aber ein anderer Lösungsweg gewählt.

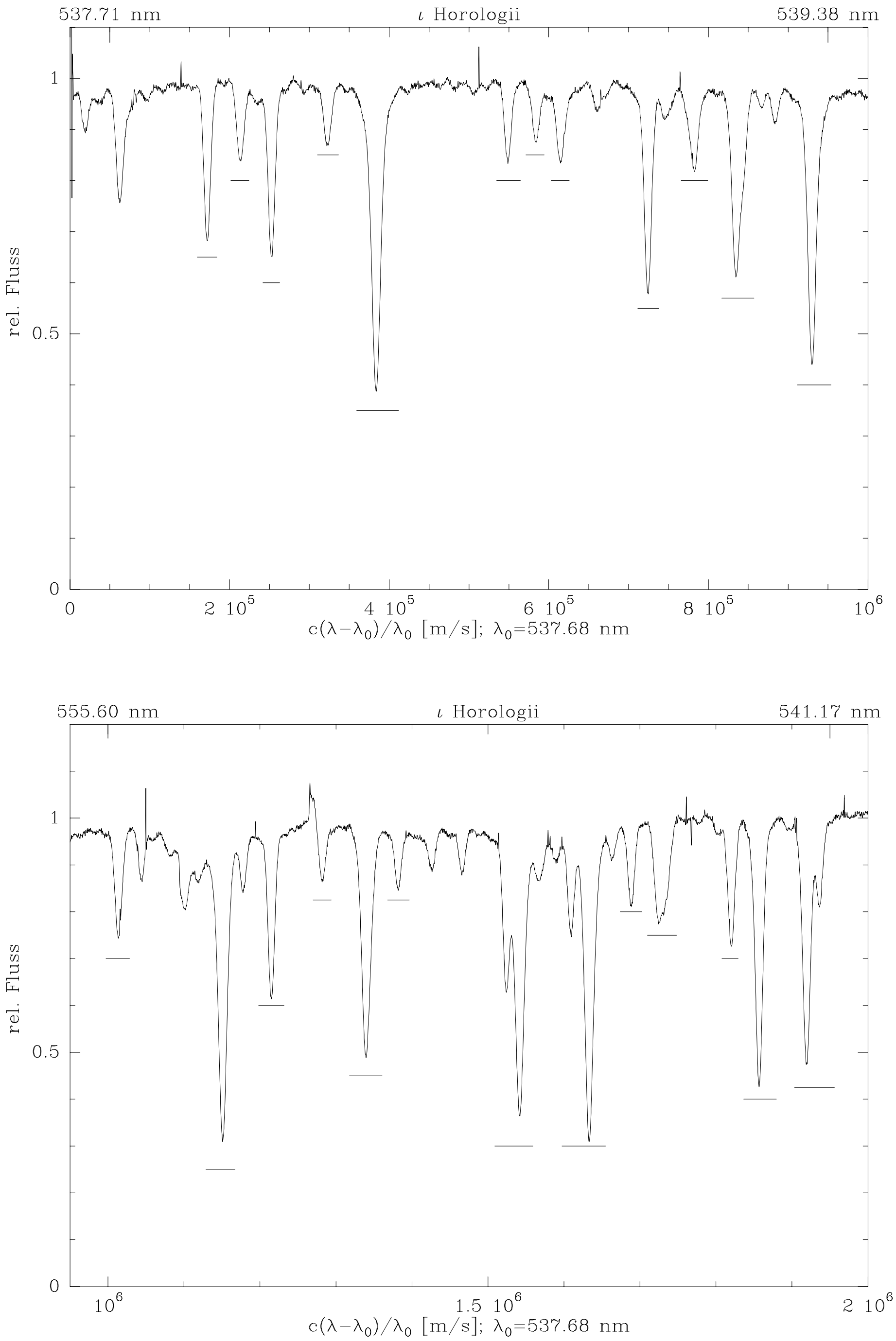


Abbildung 3.20
Hochaufgelöstes ($R = 210000$) Spektrum von ι Horologii aufgenommen mit dem CES. Die Absorptionslinien, welche auf Korrelationen mit der RV untersucht wurden, sind durch die horizontalen Linien markiert. Die genauen Daten der Intervallgrenzen für die Linien sind in Tab.3.5 aufgeführt.

Die Multiparameteroptimierung

Im Unterschied zur Iodmethode kann hier kein beobachtetes Spektrum als Modell verwendet werden. Vielmehr muß als Ausgangspunkt für die Optimierung ein theoretisch er-

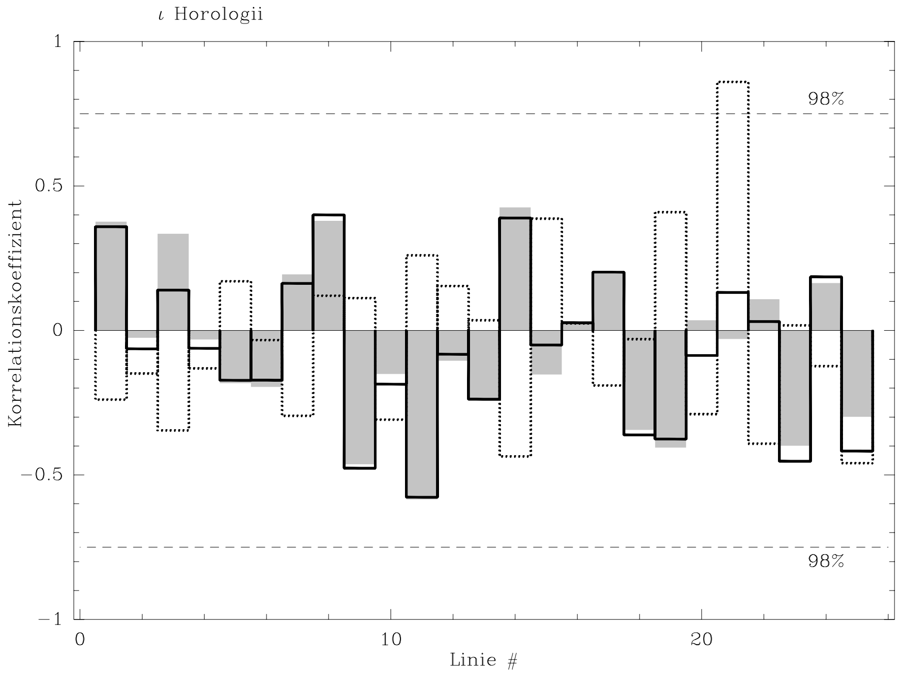


Abbildung 3.21
Korrelationskoeffizient für die Absorptionslinien von ι Horologii. Die Markierungen sind die selben wie in Abb.3.12. Die Korrelation von RV mit σ der Linie 21 ist im Rahmen der Meßfehler nicht gegeben.

rechnetes Spektrum verwendet werden. Zunächst wird dieses Modellspektrum auf einem, mit frei wählbarer Schrittweite, äquidistanten Gitter unter Verwendung einer Splineinterpolation (Press et al. 1992) konstruiert. Zur einfacheren Handhabung wird das Wellenlängengitter in ein Geschwindigkeitsgitter umgewandelt. Die Wellenlängenstützstellen des beobachteten Spektrums werden ebenfalls in Geschwindigkeiten umgerechnet, jedoch werden diese Daten nicht auf einem neuen Gitter interpoliert. Eine Interpolation der Beobachtungsdaten stellt eine erhebliche Veränderung der Daten dar und wird, analog zu der Reduktion und RV Bestimmung, vermieden. Es ist jedoch möglich, das Geschwindigkeitsgitter der Beobachtung zu verschieben. Dies ist notwendig, um bezüglich der baryzentrischen Geschwindigkeitsänderung zwischen den Beobachtungen zu kompensieren. Dies kann entweder direkt geschehen, da die baryzentrische Geschwindigkeit zum Zeitpunkt der Beobachtung im Verlauf der Reduktion berechnet wird (siehe AnhangA), oder diese Verschiebung zwischen Beobachtung und Modellspektrum wird mittels χ^2 Minimierung bestimmt. Die Minimierung des χ^2 wird, wie auch im weiteren, mittels parabolischer Interpolation nach Press et al. (1992) durchgeführt. Zur Bestimmung des χ^2 wird immer das Modellspektrum mittels Splineinterpolation auf das Gitter der Beobachtung interpoliert. Sind das Modell– und das beobachtete Spektrum auf den gleichen Nullpunkt bezogen, kann ein lineares oder ein Splinekontinuum angepasst werden, um den Kontinuumsunterschied zwischen Beobachtung und Modell zu verringern. Es hat sich gezeigt, daß nur das lineare Kontinuum wirklich robust ist[18].

Nach diesen ersten Optimierungsschritten kann nun das mittlere Profil bestimmt werden. Hierfür wird das Modellspektrum $\mathcal{S}$ an der Stelle i mit dem angenommenen mittleren

[18]Für das Splinekontinuum wurde das beobachtete Spektrum auf 20 Pixel rebinned und durch diese Pixel die Splineinterpolation gelegt.

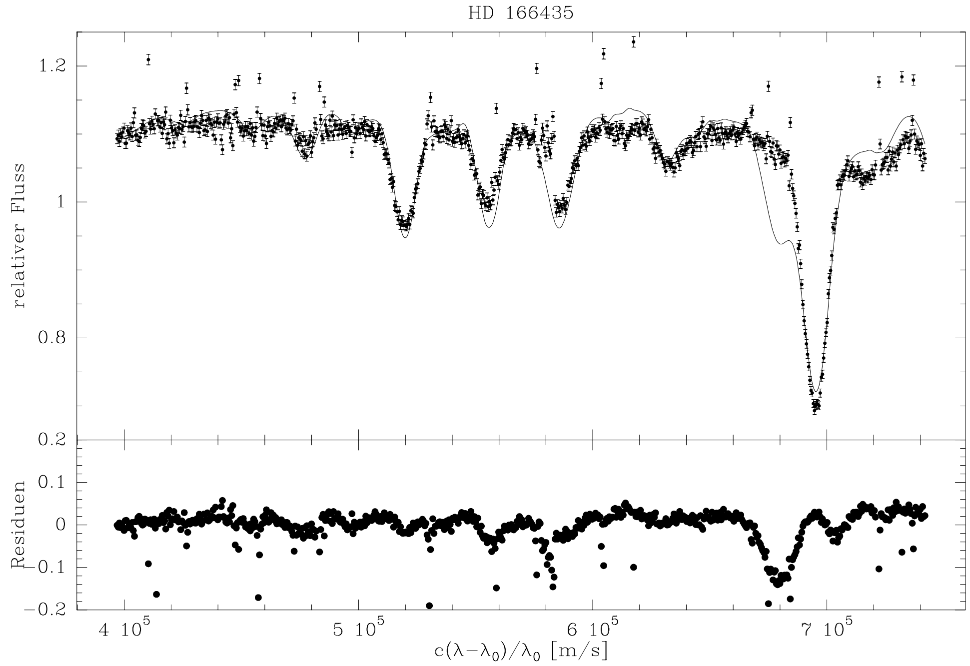


Abbildung 3.22
Ausschnitt eines optimierten Spektrums von HD 166435. Die Beobachtungsdaten sind als Punkte mit Fehlerbalken dargestellt. Das mittlere Signal zu Rausch Verhältnis der Beobachtung beträgt $S/N \approx 140$. Die durchgezogene Linie stellt das mit dem mittleren Profil gefaltete Modellspektrum (eine theoretische Modellatmosphäre) dar. Man erkennt vor allem im rechten Bereich das Vorhandensein einer Absorptionslinie im Modellspektrum, welche nicht in der Beobachtung auftritt.

stellaren Profil $\mathcal{I}$ gefaltet. Die diskretisierte Form von Gleichung 3.11 ist:

$$\mathcal{F}(j) = \sum_{i=j-r}^{j+r} \mathcal{S}_i \mathcal{I}_{j-i} \; . \tag{3.17}$$

Hierbei wird das stellare Profil aus $2r + 1$ Pixeln und das Modellspektrum aus i Pixeln bestehend angenommen. Das Profil ist normiert: $\int \mathcal{I} dr = 1$. Es wird als Größe des Profils ein Wert der 10 fachen vollen Breite bei halber Höhe eines Werts angesetzt, welcher vorgegeben werden muß. Es erweist sich hier als sinnvoll, den Wert von $v \sin i$ des betrachteten Sterns anzusetzen. $\mathcal{F}(j)$ ist das resultierende Spektrum an der Stelle j. Dieses Spektrum wird dann mittels Splineinterpolation auf den Maßstab der Beobachtung $\mathcal{O}$ mit dem Index p reduziert und das

$$\chi^2 = \textstyle\sum_p \left(\frac{O(p)-\mathcal{F}(p)}{\sigma(p)}\right)^2$$

bestimmt. Die Konstruktion des Profils kann verschieden gewählt werden. Entweder wird es als reiner Multigauß konstruiert oder besteht aus einem Eingabeprofil, welches im Verlauf der Optimierung mittels beliebig vieler Gaußfunktionen variiert wird.

Im ersten Fall wird zuerst die Breite einer Gaußfunktion – der Hauptgauß – angepasst. Danach werden weitere Gaußfunktionen auf das so gefundene Gaußprofil addiert. Es muß die Position und Breite dieser Satellitengausse vorgegeben werden. Es wird dann lediglich die Amplitude dieser Funktionen angepasst. Im Fall des vorgegebenen Profils, bei dem es sich zum Beispiel um ein Profil handelt, welches mittels Doppler Imaging konstruiert wurde, werden nur die Satellitengausse angepasst.

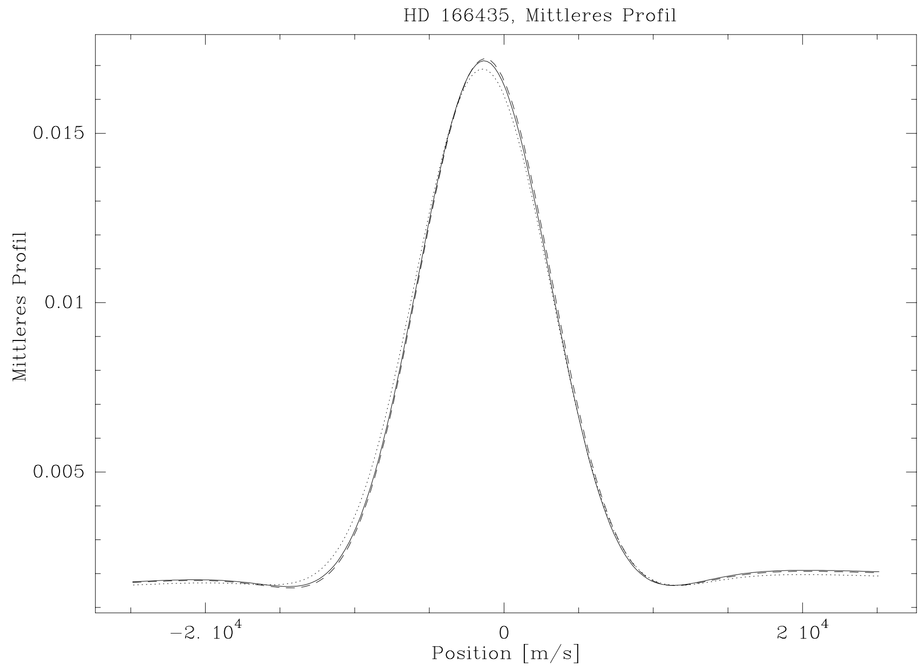


Abbildung 3.23
Mittlere Profile von HD 166435, rekonstruiert aus Spektren der drei ersten Beobachtungsnächte. Durchgezogene Linie: BJD=2451740.6197; gestrichelte Linie: BJD=2451741.6299; gepunktete Linie: BJD=2451742.6192.

Alle diese Schritte können in ihrer Reihenfolge frei gewählt und beliebig oft wiederholt werden. Ebenso ist keine Begrenzung bezüglich der Anzahl der Satellitengausse gegeben. Es kann weiterhin das beobachtete Spektrum entweder als Ganzes für die Modellierung verwendet werden, oder nur einzelne Ausschnitte dieses Spektrums betrachtet werden.

Ein Beispiel für ein an die Beobachtung angepasstes Modellspektrum ist in Abbildung 3.22 gezeigt. In diesem wird auch der momentan kritischste Punkt deutlich: die teilweise schlechten Linienparameter der Modellatmosphäre.

3.5.2 Ergebnis für HD 166435

Die Beobachtungen von HD 166435 (Abschnitt 3.4.3) zeigen die höchste RV Amplitude und eine deutliche Korrelation zwischen dem Asymmetrieverhalten einzelner Linien und der RV über einen weiten Bereich hinweg. Daher sollen diese Beobachtungen im Folgenden genutzt werden um das mittlere Profil dieses Sterns zu untersuchen.

Es wurden die mittleren Profile aller einzelnen Beobachtungen bestimmt und diese nach ihren Momenten, σ und Skewness, entwickelt. Als Beispiel sind drei mittlere rekonstruierte Profile der ersten drei Beobachtungsnächte in Abbildung 3.23 dargestellt. Als Ausgangsprofil wurde ein mittels Doppler Imaging erzeugtes Profil mit einer Rotationsverbreiterung von $v \sin i = 10$ kms^{-1} verwendet. Dieses wurde durch die Anpassung von 10 Satellitengaussen, welche symmetrisch um die Zentralposition bei ± 1000, ± 2000, ± 3000, ± 5000 und ± 8000 ms^{-1} positioniert wurden, variiert. Als Breite wurde für die Gausse $\sigma = 5000$ ms^{-1} gewählt, lediglich die Profile bei ± 8000 ms^{-1} wurden mit $\sigma = 50000$ ms^{-1} breiter gesetzt.

Betrachtet man das Verhalten des mit dem Fluß gewichteten Mittelwerts der mittleren Profile in Abbildung 3.24, so lässt sich ein sehr ähnliches Verhalten im Vergleich mit den mittels Iodzelle bestimmten RVs feststellen (Abbildung 3.15).

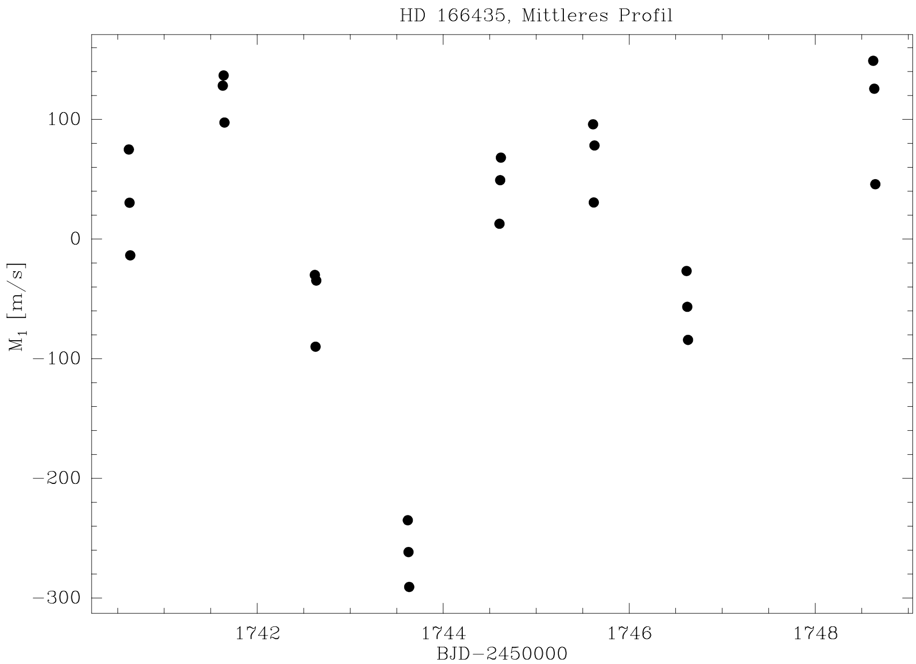


Abbildung 3.24
Der mit dem Fluß gewichtete Mittelwert der mittleren Profile aller Spektren. Man vergleiche dies mit den RVs Messungen mittels Iodzelle in Abbildung 3.15. Es wurde hier der Mittelwert aller Punkte $< M_1 >=$ 24493.5 ms^{-1} abgezogen.

Es wurden die nächtlichen Mittelwerte von σ und Skewness gebildet und die Streuung der Nacht als Fehler angesetzt. Es zeigt sich, daß im Falle von HD 166435 keine Korrelation zwischen der Skewness und der RV vorhanden ist. Jedoch das Produkt aus $(\sigma \cdot Skew)$ zeigt eine deutliche Korrelation mit der RV, siehe Abbildung 3.25. Der Korrelationskoeffizient für die Daten aller Nächte beträgt $r = -0.86$ und die Streuung nach Abzug einer angepassten linearen Funktion beträgt $rms_{korr} = 61.7$ ms^{-1}. Dies entspricht einer Reduzierung der Streuung der RVs von über 50%. Die verbleibende Streuung der RV ist zwar noch immer um etwa 20% gegenüber der mittleren Meßpräzision erhöht, jedoch ist diese Präzision der RVs nicht in allen Nächten erreicht worden. Es kann die verbleibende Streuung als im Rahmen der Meßgenauigkeit der RVs angesehen werden [19].

Diskussion

Die Analyse der Daten von HD 166435 unter Bestimmung des mittleren Profils ermöglicht eine Korrektur der Streuung der RVs von über 50%.

Berechnungen der mittleren Profile von ι Horologii und ξ Bootis A wurden ebenfalls durchgeführt, jedoch konnten bis zum jetzigen Zeitpunkt keine signifikanten Korrelationen der Asymmetrieänderungen des rekonstruierten Profils mit den RVs dieser Sterne gefunden werden. Dies ist zum einen auf das verwendete Modellspektrum zurückzuführen. Es wurde in den gezeigten Berechnungen zwar eine Modellatmosphäre verwendet deren Linien keine Verbreiterung durch Mikro– und Makroturbulenz oder Rotation erfahren. Dennoch ist die intrinsische Linienbreite hoch und es hat sich bei den Rekonstruktionen gezeigt, daß die gefalteten Modellinien oftmals breiter ausfallen als die Beobachtung. Daß im Falle

[19] Wird der Punkt bei $\sigma \cdot Skew \approx 52000$ ms^{-1} nicht berücksichtigt, ist die Korrelation noch deutlicher $r = -0.96$. Die Streuung um die angepasste Gerade liegt bei $rms_{Korr} = 29.5$ ms^{-1}. Doch zeigt dieser Meßpunkt keinerlei Auffälligkeiten der diesen Schritt zuliesse.

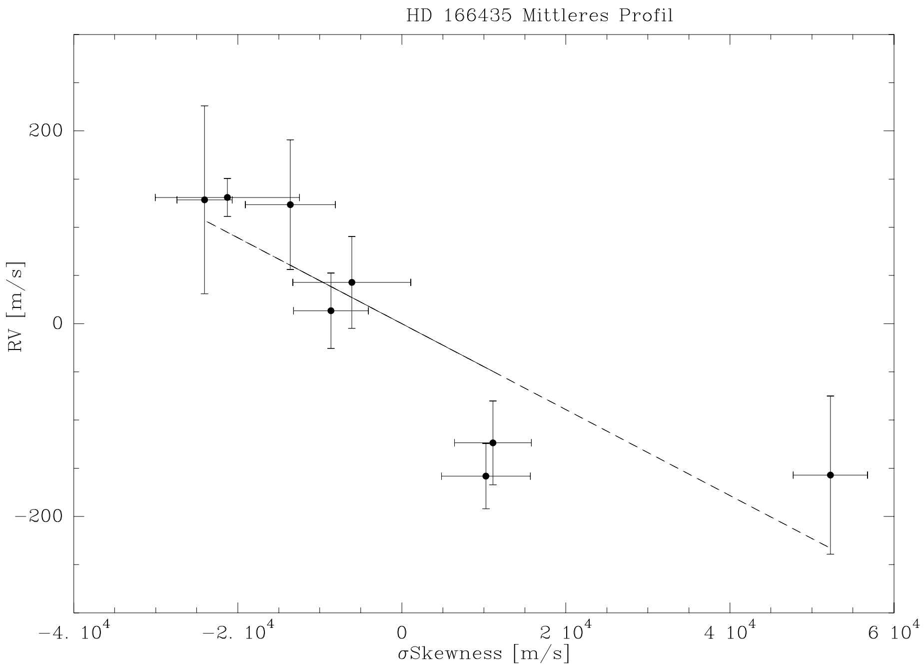


Abbildung 3.25
Nächtliche Mittelwerte von HD 166435 der RV als Funktion des Produkts der Momente ($\sigma \cdot Skew$). Man erkennt eine deutliche Korrelation. Der Korrelationskoeffizient beträgt $r = -0.86$. Die gestrichelte Linie gibt eine angepasste Gerade wieder. Die Streuung in RV um diese Gerade beträgt $rms = 61.7$ ms^{-1}. Dies entspricht einer Reduzierung der Streuung von über 50%.

von HD 166435 dieser Effekt das Ergebnis nicht stört, kann auf die, im Vergleich zu den anderen Sternen, hohe projezierte Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i$ zurück geführt werden. Zum anderen zeigt es sich, daß die Modellatmosphären keineswegs perfekt sind. So finden sich bei Wellenlängen Linien im Modellspektrum, die dort in der Beobachtung nicht vorhanden sind. Es wurde auch der umgekehrte Fall beobachtet.

Es ist daher in Zukunft notwendig für jeden Stern individuell ein Modellspektrum, mit δ Funktionen an den Wellenlängen, an denen tatsächlich Linien vorhanden sind und mit der adq̈uaten Tiefe, zu konstruieren. Techniken, die dies ermöglichen, sind zum Teil bereits entwickelt – zum Beispiel in Donati et al. (1997), oder eine CLEAN Entfaltung – und müssen noch auf das vorliegende Problem adaptiert werden.

3.6 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde der Einfluß von Aktivitäterscheinungen, insbesondere von Sternflecken, auf die Messung von RVs untersucht. Es wurden simulierte stellare Linienprofile erstmals nach ihren Momenten entwickelt. Die durchgeführten Simulationen zeigen eine eindeutige funktionale Abhängigkeit von Linienasymmetrien, ausgedrückt durch das Produkt ($\sigma \cdot Skew$), mit der RV. Dies bedeutet, daß unter Verwendung dieser Größen für derartige Störungen, der RV korrigiert werden kann.

Es wurde hochaufgelöste Spektroskopie von drei aktiven Sternen durchgeführt. Die erhaltenen Daten decken für alle Sterne mindestens eine Rotationsperiode ab. Aus den Daten wurden die RVs der Sterne ermittelt und die Momentenentwicklung der beobachteten Absorptionslinien durchgeführt. In den Fällen von ξ Bootis A und HD 166435 konnten signifikante RV Variationen gefunden werden. In beiden Fällen konnten Korrelationen der Asymmetrien, ausgedrückt durch die Momente, einzelner Linien mit den RVs gefunden werden. Die Anwendung der gefundenen Korrelationen führte bei beiden Sternen zu einer Reduzierung der Streuung der RVs um etwa 30%.

Im Falle von ι Horologii konnten keine RVs– und Linienasymmetrievariationen gefunden werden. ι Horologii war demnach im Beobachtungszeitraum inaktiv.

Diese Ergebnisse zeigen, daß sich RVs Messungen bei gleichzeitiger Messung von Linienasymmetrieen tatsächlich für den Einfluß stellarer Aktivitätserscheinungen korrigieren lassen. Eine Verbesserung der RV um 30% ist schon mit diesem einfachen Vorgehen und mit Daten mittlerer Qualität möglich.

Es wurde die Bestimmung eines mittleren Profils der Spektren mittels einer Multiparameteroptimierung realisiert und auf HD 166435 angewendet. Die Asymmetrien ($\sigma \cdot Skew$) der so gewonnen Profile zeigen eine deutliche Korrelation mit den RVs. Die angepasste lineare Korrelation erlaubt eine Korrektur von über 50% der ursprünglichen Streuung, nahe den Meßfehler.

4 Morphologische Studie extrasolarer Planetensysteme.

Die durch die RV–Methode gefundenen extrasolaren Planetensysteme bieten nun erstmals die Möglichkeit, direkt die Eigenschaften von Planetensystemen im allgemeinen zu untersuchen. Wie bereits dargelegt wurde, ergeben sich aus den RV Daten zunächst (Abschätzungen für) die Bahnelemente der Planeten, wie die Exzentrizität oder die große Halbachse. Diese Ergebnisse haben bereits zu erheblichen Diskussionen geführt. Zum Beispiel werden Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Exzentrizität und Masse des Begleiters angestellt (z.B. Mazeh et al. 1997). Es zeigt sich, daß die Exzentrizitäten, der meisten bis heute gefundenen extrasolaren Planetenbahnen größer sind, als die des Sonnensystems. Auch hat sich gezeigt, daß die meisten der jupiterähnlichen Planeten sich auf Bahnen sehr nahe dem Hauptstern bewegen.

Verschiedene Szenarien sind für diese Beobachtungsbefunde denkbar. Eine mögliche Erklärung liegt in dem unterschiedlichen Entstehungsmechanismus von massereichen und massearmen Begleitern. Da sich Objekte mit planetaren Massen ($\lesssim 12 M_{\rm Jup}$) in der protoplanetaren Scheibe bilden, werden diese Objekte also auf Keplerbahnen entstehen und somit vorwiegend auf zirkularen Bahnen zu finden sein. Objekte größerer Masse entstehen der heute gängigen Vorstellung entsprechend wie Sterne, durch die Fragmentation kollabierender Molekülwolken. Dies führt dann, analog zu Doppelsternen, zu vorwiegend exzentrischen Umlaufsbahnen.

Eine andere Erklärung könnte in der Gezeitenwechselwirkung zwischen protoplanetarer Scheibe und dem Protoplaneten während der Bildung und Entwicklung des Planetensystems liegen. Hierbei können Resonanzen und Dichtewellen auftreten, welche wiederum bei kleineren Massen zum Abbau der Exzentrizität führen könnten (Lin et al. 2000, Lubow & Artymowicz 2000).

Auch die Existenz weiterer, massiver Begleiter könnte eine mögliche Erklärung darstellen. Durch deren wiederholte Wechselwirkung während der Umläufe, würde der massive Begleiter, andere Begleiter des Sterns in ihrer Umlaufbahn derartig stören, so daß deren Exzentrizität quasi "gepumpt" wird (Marcy et al. 2000). Dieser Effekt wäre für nahe dem Hauptstern umlaufende Planeten geringer als für weiter entfernt befindliche.

Es können hier nicht alle bisher vorgeschlagenen Szenarien angesprochen werden, jedoch dürfte es bereits deutlich geworden sein, daß sich in den Exzentrizitäten der extrasolaren Planetensysteme noch wesentliche Informationen über den Entstehungs– und den Entwicklungsprozeß von Planeten generell befinden.

Ebenfalls wurden bereits weitere Eigenschaften als nur die der Planetenbahn oder des Muttersterns selbst beobachtet. So wurden bei einigen extrasolaren Planetensystemen sensitive Beobachtungen der direkten Umgebung des Muttersterns durchgeführt, welche zur möglichen Detektion von Staubscheiben, sogenannter *Debris–Disks*, den Resten der Planetenbildung, führten (Trilling & Brown 1998, Trilling et al. 2000). Direkte Abbildungen solcher Staubscheiben bieten die Möglichkeit, die Inklination der Planetenbahn unter der Annahme der Koplanarität von Scheibe und Planetenbahnebene zu bestimmen. Dies ermöglicht es die $\sin i$ Unsicherheit in der Massenbestimmung des Planeten zu beseitigen oder zumindest zu verringern. Auch ließen weitere Beobachtungen solcher Scheiben Untersuchungen über die Wechselwirkung Planet–Staubscheibe zu: ein nahe zur oder in der Staubscheibe umlaufender Planet wird in der Staubscheibe Störungen und damit Asymmetrien verursachen.

Ein solcher Effekt wurde zur Erklärung der asymmetrischen Struktur der β Pictoris Scheibe, dem sogenannten *Warp*, wie es vom HST beobachtet wurde (Burrows et al. 1995), oder den Asymetrien bei HR 4796 herangezogen (Wyatt 1999, Heap et al. 2000). Dies wäre dann eine weitere, indirekte Möglichkeit zur Detektion extrasolarer Planeten. Doch bedarf es zur Verifikation dieses Verfahrens weiterer Detektionen bekannter RV Planetensysteme mit Staubscheiben.

Derartige Staubscheiben werden nach heutiger Vorstellung aus den bei Kollisionen von Planetesimalen entstehenden Bruchstücken aufgebaut. Die Anzahl der Kollisionen wird von den Störungen abhängen, die die Planetesimale auf ihrer Umlaufbahn erfahren. Ist nun bereits ein massives Objekt – zum Beispiel ein Planet – vorhanden, so wird dieses die Bahnen der Planetesimale stark stören und man kann erwarten, daß die Zahl der Kollisionen größer sein wird als im Falle ohne einen massiven Begleiter. Da bei der Kollision solcher Planetesimale vor allem kleine Teilchen ($a \approx \mu$m) produziert werden, wird die Staubscheibe bei vielen Kollisionen überwiegend aus derartigen Teilchen aufgebaut sein. Solch kleine Staubteilchen sind sehr effizient für Streuung. Es ist daher zu erwarten, daß ein vorhandenes Planetensystem, von einer aus kleinen Teilchen aufgebauten Scheibe umgeben ist. Es ist daher plausibel, eine Korrelation zwischen der Masse des Planeten und der Flächenhelligkeit – im gestreuten Sternlicht – einer vorhandenen Staubscheibe zu erwarten.

Aus dem hier dargestellten wird deutlich, daß es zwar viele Erklärungsmöglichkeiten für bestimmte beobachtete Phänomene gibt, jedoch reichen die bisherigen Beobachtungsbefunde nicht aus zu entscheiden, welcher der möglichen physikalischen Prozesse tatsächlich dominierend ist. Wichtige zusätzliche Informationen können durch weitere direkte Beobachtung der nahen Umgebung von extrasolaren Planetensystemen gewonnen werden. Sollten zum Beispiel stark exzentrisch umlaufende Planeten noch einen weiteren, massiven, Begleiter aufweisen, so wäre dies ein Indiz für das oben erwähnte "Pumpszenario".

Im Folgenden werden nun Beobachtungen und erste Resultate eines Programms vorgestellt und diskutiert, welches die oben genannten Punkte direkt bei bekannten extrasolaren Planetensystemen vom beobachterischen Standpunkt aus untersucht und welches im Rahmen dieser Arbeit begonnen wurde.

4.1 Beobachtungstechnik und Programm

Ziel dieses Beobachtungsprogramms ist es, die nähere Umgebung (einige AU) von Sternen mit bekanntem RV–Begleiter mit hoher Sensitivität zu untersuchen. Hierfür stehen verschiedene Beobachtungstechniken zur Verfügung: zum einen im optischen und nahen infraroten Spektralbereich die sogenannte Speckle–Interferometrie und die adaptive Optik (A/O). Zum anderen im mm– und sub–mm Bereich die direkte Beobachtung.

Speckle-Interferometrie ermöglicht zwar die Detektion von, im Vergleich zur A/O, näher am Mutterstern befindlichen Objekten, jedoch ist der Einsatz von coronographischen Masken nicht standardmässig möglich und die Detektion von diffuser und schwacher Emission extrem schwierig.

Sub–mm Beobachtungen sind nicht zur Detektion von weiteren, massiven Begleitern geeignet, sondern gestatten lediglich die Detektion thermischer Strahlung von Staub oder Linienemission von molekularem Gas.

Für dieses Projekt wurde in erster Linie die adaptive Optik gewählt. Sie ermöglicht es, nahezu beugungsbegrenzte Aufnahmen im nahen Infrarot ($\lambda = 1 - 5\mu$m) zu erhalten. Der Einsatz einer präfokalen coronographischen Maske, welche den Mutterstern ausblendet, ist möglich und man kann so die Sensitivität und den Kontrast nahe zum Mutterstern hin stark steigern.

Es wurden ebenfalls Beobachtungen im mm Bereich gewonnen, um die Existenz von molekularem Gas zu untersuchen.

Dieses Projekt wird in enger Zusammenarbeit mit Eric Pantin, Michael Sterzik und Franck Marchis durchgeführt, die auch Teile der Datenreduktion bzw. Analyse anfertigen.

4.1.1 Millimeter Beobachtungen

Um Rückschlüsse über das Vorhandensein von molekularem Gas zu gewinnen, wurde das Swedish-ESOSubmm$T$elescope (SEST) auf La Silla verwendet. Dieses Teleskop verfügt über einen Hauptspiegel mit 15 m Durchmesser und stellt das zur Zeit einzige Teleskop in der südlichen Hemisphäre dar, welches in der Lage ist bei Wellenlängen unterhalb von $\lambda \leq 3$ mm zu beobachten.

Das SEST System

SEST verfügt über drei Heterodynempfänger die den Frequenzbereich von 80 ($\lambda = 3$ mm) bis 345 GHz ($\lambda = 0.8$ mm) abdecken. Für die im weiteren vorgestellten Beobachtungen wurden der IRAM 115/230 GHz SIS Empfänger sowie der SESIS 100/150 GHz Empfänger verwendet (Tieftrunk 1998). Um das verwendete Empfangssystem zu kalibrieren, wird ein Reflektor in den Strahlengang zwischen Teleskop und Empfänger geschwenkt, welcher entweder auf die sogenannte *hot load* mit $T_H = 322$ K oder auf die *cold load* mit $T_L = 275$ K gerichtet wird. Dieser Vorgang wird etwa alle 10 Minuten automatisch vom System vorgenommen und stellt die Stabilität des Ausgangssignals sicher.

Diese Empfänger wurden während der Beobachtungen mit dem schmalbandigen Akusto-Optischen Spektrometer (AOS) verbunden. Dieses ermöglicht eine spektrale Auflösung von 0.080 MHz, entsprechend $\Delta v \approx 0.1$ km s^{-1} bei 115 GHz und $\Delta v \approx 0.05$ km s^{-1} bei 230 GHz.

Es ist bei den hier beobachteten Wellenlängen extrem wichtig, den Einfluß der irdischen Atmosphäre zu berücksichtigen. Zu diesem Zweck wurde für dieses Programm das sogenannte *double beam switching* angewandt. Hierbei wird zunächst das Teleskop auf die Position des Objekts (ON) geschwenkt und dann integriert. Unmittelbar nach der Integration werden zwei Referenzpositionen (OFF) symmetrisch zur Zielposition mit der selben Integrationszeit beobachtet. Das Signal der Referenzpositionen, welche natürlich frei von kosmischen Signalen sein müssen, stellt dann den atmosphärischen Anteil des beobachteten Objektsignals dar und werden von dem Spektrum der Objektposition abgezogen. Integrationszeiten für die ON und OFF Positionen waren jeweils 2 Minuten und der Abstand am Himmel zwischen der ON Position und den OFF Positionen wurde, teleskopbedingt, zu $\pm 2'27''$in azimutaler Richtung gewählt, da in dieser Umgebung der Objekte keine kosmische Emission gefunden wurde.

Die Größe der Hauptkeule des SEST beträgt bei den hier beobachteten Frequenzen: $57''$bei 86 GHz, $45''$bei 115 GHz und $23''$bei 230 GHz.

Datenreduktion

In der Radioastronomie ist es üblich die physikalischen Größen in Temperaturen auszudrücken. Dabei wird die vom Teleskop gemessene Größe als Antennentemperatur T_A^* bezeichnet. Die vom SEST System gelieferten Spektren sind bereits durch die Hot- und Coldload-, sowie mit den OFF-Spektren kalibriert. Von diesen Spektren muß nun lediglich noch die Basislinie, der kontinuierliche Untergrund, abgezogen werden. Die im *double beam switching* Modus gewonnen Spektren zeigen einen sehr glatten Untergrund, der in den meisten Fällen durch eine Gerade angepasst werden kann. Nach Abzug dieser Geraden ist das Spektrum in T_A^* kalibriert.

Diese Antennentemperatur ist mit der wirklichen Helligkeitstemperatur T_B durch die Hauptkeulenhelligkeitstemperatur T_{MB}:

$$T_{MB} = T_A^*/\eta_{MB}$$

verbunden. Hier ist η_{MB} die Hauptkeuleneffizienz des Teleskops. Diese beträgt beim SEST: 0.75 bei 86GHz, 0.70 bei 115 GHz und 0.50 bei 230 GHz. Füllt das Objekt oder die Quelle ganz die Hauptkeule ist $T_{MB} = T_B$. Ist die Quelle kleiner, muß der Füllfaktor – der Quotient aus der Ausdehnung der Quelle am Himmel Θ_O mit der Ausdehnung der Hauptkeule Θ_B: $\eta_{FF} = \Theta_O/\Theta_B$ mit berücksichtigt werden:

$$T_B = T_{MB}/\eta_{FF} \ .$$

4.1.2 *AD*aptive *O*ptics *N*ear *I*nfrared *S*ystem – ADONIS

Das gewählte Instrument ist das A/O System der ESO, der ADONIS. Es wird im Folgenden eine kurze Beschreibung der Funktionsweise der A/O gegeben und dann die Instrumenteigenschaften und die für dieses Projekt gewählte Instrumentenkonfiguration des ADONIS zusammengefaßt.

Prinzip der A/O
Beim Durchgang durch die Erdatmosphäre wird die ursprünglich ebene Wellenfront des Objekts stark gestört und verzerrt. Eine der wichtigsten Größen hierbei ist der sogenannte Fried–Parameter r_0 (Fried 1966). Dieser gibt die durchschnittliche Größe einer Turbulenz– (oder besser Kohärenz–) Zelle bei einer gewissen Wellenlänge λ an:

$$r_0 \propto \lambda^{6/5} \ . \tag{4.18}$$

Ein typischer Wert des Fried–Parameters bei optischen Wellenlängen ($\lambda \approx 500$ nm) ist $r_0 \approx 15$ cm. Da nun jede dieser Kohärenzzellen im statischen Fall eine einzelne Abbildung erzeugt, so erhält man bei kurzbelichteten Aufnahmen (Integrationszeit t_{int} kleiner als die Lebensdauer der Turbulenzzelle $\tau \approx \frac{r_0}{\text{Windgeschwindigkeit}} \approx 20$ ms) viele Abbildungen des Objekts, die sogenannten *Speckles*. Bei einer langen Belichtung ($t_{int} > \tau$) überlagern sich diese einzelnen Abbildungen und es entsteht ein ausgeschmiertes Bild des Objekts. Die Auflösung dieses Bildes ist dann vom *Seeing* dominiert und es gilt für die volle Breite bei halber Höhe ($\text{FWHM}_{\text{seeing}}$) einer Punktquelle etwa:

$$\text{FWHM}_{\text{seeing}} \approx \lambda / r_0 \ . \tag{4.19}$$

Ziel der A/O ist es nun, diese Einflüsse der Erdatmosphäre zu verringern und beugungsbegrenzte Abbildungen zu erzeugen. Hierzu wird die durch die Turbulenz der Erdatmosphäre stark verzerrte Wellenfront des Objekts vom Teleskop kommend mittels des sogenannten *Wavefront Sensor* (WFS) analysiert. Es handelt sich hierbei im Falle des Shack-Hartmann WFS um eine Linsenmatrix, welche die Wellenfront überdeckt und Abbildungen einer hellen Referenzquelle erzeugt. Die Anzahl der Linsen in der Matrix ergibt sich aus der Anzahl der Turbulenzzellen, die von der Teleskopapertur D überdeckt werden und geht mit $(D/r_0)^2$. Jede Linse erzeugt eine Abbildung der Referenzquelle. Die Verschiebungen dieser Abbildungen sind nun ein Maß für die Steigung der Wellenfront an der Stelle des Linsenelements. Somit lässt sich die Wellenfront aus diesen Abbildungen stückweise rekonstruieren. Bei der A/O wird diese Information genutzt, um einen deformierbaren Spiegel so zu formen, daß die Wellenfront nach der Reflexion an diesem wieder in optimaler Form ist. Dabei handelt es sich in der Regel um einen dünnen Spiegel, an dessen Rückseite Stempel – die Aktuatoren – angebracht sind, auf die Zug und Druck ausgeübt werden kann.

Das vom Teleskop kommende Bild wird also zuerst durch einen halbdurchlässigen Spiegel nach Farbe getrennt. Der optische Anteil wird zur Rekonstruktion der Wellenfront auf die Linsenmatrix geleitet und der rote Anteil fällt auf den deformierbaren Spiegel. Das bedeutet, daß die Rekonstruktion im optischen Bereich stattfindet, was lediglich auf die guten Eigenschaften der CCDs in diesem Spektralbereich zurück zu führen ist. Jedoch ist diese Korrektur "im Blauen" nicht von Nachteil, da die Effekte des Seeings zum Roten hin aufgrund der Abhängigkeit (4.18) stark abnehmen. Dieser Effekt wurde zum Beispiel auch von Pantin et al. (2000) mit ADONIS beobachtet.

ADONIS Instrumentenkonfiguration
Das A/O System der ESO – ADONIS (Beuzit et al. 1994) – ist seit 1993 am ESO 3.6m Teleskop auf La Silla im Einsatz. Als WFS wird ein – wie oben erläuterter – Shack-Hartmann WFS verwendet. Die Anzahl der Aktuatoren des deformierbaren Spiegels beträgt 64. Der deformierbare Spiegel kann mit einer Frequenz von bis zu 200 Hz verändert werden.

In der für dieses Projekt verwendeten Instrumentenkonfiguration kam die SHARP II+ Kamera zum Einsatz. Diese verfügt über einen 256×256 pixel NICMOS3 CCD, welcher Beobachtungen im Spektralbereich zwischen $1 \leq \lambda \leq 2.5$ μm ermöglicht. Der Abbildungsmaßstab ist bei ADONIS wählbar, wurde jedoch durchgehend zu 50 mas/pixel gesetzt. Hierbei wird ein Gesichtsfeld von $12\farcs8 \times 12\farcs8$ erreicht.

Auch kam für dieses Projekt eine präfokale coronographische Maske zum Einsatz (Beuzit et al. 1999). Beim ADONIS können verschiedene Maskengrößen gewählt werden, wobei diese Wahl sehr stark von den Beobachtungsbedingungen abhängt. So führt die Wahl einer kleinen Maske, zum Beispiel mit einem Duchmesser von $0\farcs42$ bei schlechtem Seeing von $\gtrsim 1\farcs2$ zu starkem Speckle Rauschen (F.Marchis, 2000, priv. Mitteilung). Es ist daher ein Kompromis zwischen dem Wunsch möglichst kleine Masken zu verwenden, um nahe am Stern sensitiv zu sein, und den atmosphärischen Bedingungen zu finden. Da das typische Seeing auf La Silla im Bereich von $0\farcs5$ bis $1\farcs0$ liegt, wurde eine Maske mit einem Durchmesser von $1\farcs0$ bei allen Beobachtungen verwendet.

Da alle bis heute gefundenen Sterne mit Planeten scheinbare Helligkeiten von $m_V < 13$ mag aufweisen, konnte die Wellenfrontrekonstruktion direkt mit dem Zielobjekt durchgeführt werden. Bei schwachen Objekten muß ein anderer, hellerer Stern als Wellenfrontreferenz im Bereich von $30''$vorhanden sein.

Beobachtungstechnik und Datenreduktion

Die Beobachtungen wurden im für das Infrarote standardmäßigen Beobachtungsmodus durchgeführt. Dies bedeutet, daß auch unmittelbar nach jeder Aufnahme des Zielobjekts eine Aufnahme des Himmels – und zwar auch in unmittelbarer Nähe – gemacht werden muß, dem sogenannten *Sky*, da der Himmelshintergrund bei Wellenlängen von $\lambda \gtrsim 1$ μm nicht vernachlässigbar ist. In der Regel wurden Kuben mit 3–5 solcher Aufnahmen gemacht, da der CCD vor allem beim ersten Auslesen Remanenzeffekte zeigte. Dafür wurde das Teleskop etwa $1'$bis $1\farcm5$ vom Zielobjekt weggerichtet. Es muß dabei auch darauf geachtet werden, daß dann kein anderes Objekt im Gesichtsfeld vorhanden ist[20]. In der Datenreduktion wurde dann ein aus dem beobachteten Kubus gemitteltes Hintergrundbild von dem des Zielobjekts abgezogen.

Um auch für schwache und ausgedehnte Strukturen sensitiv zu sein, wurde die sogenannte *Point–Spread–Function* (PSF, oder Apparatefunktion) Subtraktion durchgeführt. Hierbei wird eine PSF Referenz von der Aufnahme des Zielobjekts subtrahiert. Dadurch werden die PSF–Flügel des Sterns verringert und schwache Strukturen und Objekte werden detektierbar, welche zuvor in diesem Flügel lagen und von diesem überdeckt wurden. Um für jede Beobachtung möglichst gute PSF Referenzen zu haben, wurde vor und nach jeder Beobachtung des Zielobjekts ein Stern beobachtet, von dem bekannt ist, daß dieser von keinem schwachen Begleiter oder zirkumstellaren Material umgeben ist und welcher sich möglichst nahe, am Zielobjekt befindet. Ebenfalls sollte der Referenzstern einen ähnlichen Spektraltyp wie das Zielobjekt aufweisen, um eventuelle Farbunterschiede zwischen den Objekten zu vermeiden, die bei der Subtraktion zu Residuen führen könnten.

Das hier verwendete Verfahren zur Reduktion und PSF-Subtraktion wurde von Eric Pantin entwickelt und freundlicherweise für dieses Projekt zur Verfügung gestellt. Ziel ist es eine möglichst optimale Überlagerung von PSF und Objekt zu erreichen, welche Einflüsse des Helligkeitsunterschieds von PSF und Objekt, sowie Verschiebungen und Hintergrundänderungen zwischen PSF und Objekt berücksichtigt. Hierbei wird das Bild der PSF Referenz P gegenüber dem Bild des Zielobjekts O um $(\delta x, \delta y)$ verschoben und im Fluß durch den Faktor R skaliert. Ein konstanter Wert für den Hintergrund H wird ebenfalls berücksichtigt. Das so entstehende resultierende Bild wird mit S bezeichnet. Es wird dann iterativ

[20] Das sogenannte *Chopping*, bei dem mittels Spiegel die Blickrichtung etwa um die Hälfte des Gesichtfelds verschoben wird, konnte aufgrund der Verwendung der coronographischen Maske nicht durchgeführt werden.

Stern mit Referenz	Spektr. Typ	m_V	Distanz [pc]	Daten des Planeten $m \sin i$ [M_{Jup}]	a [AU]	e
HD 13445, Gl 86[I]	K1	6.12	10.9	4	0.11	0.046
HD 17051, ι Hor[II]	G0V	5.40	17.2	2.26	0.93	0.161

Tabelle 4.1
Daten der extrasolaren Planetensysteme die im Rahmen dieser Arbeit bearbeitet wurden. Die Daten wurden den folgenden Referenzen entnommen: I–Queloz et al. (2000), II–Kürster et al. (2000).

die Fehlerfunktion (Pantin et al. 2000):

$$F = \sum \mid O - S(P/R, \delta x, \delta y) - H \mid \tag{4.20}$$

minimiert. Damit es zu keiner Überkorrektur kommt, wird F lediglich in einem Bereich berechnet in dem keine Emission von einer Scheibe zu erwarten ist.

Dieses Verfahren wurde von Pantin et al. (2000) entwickelt und erfolgreich eingesetzt, um die Staubscheibe von HD 100546 mit ADONIS zu detektieren.

4.1.3 Beobachtungsprogramm

Die Liste der Programmsterne dieses Projekts besteht aus den, durch die RV Durchmusterungen gefundenen, extrasolaren Planetensystemen. Da dieses Projekt auf der Südhalbkugel durchgeführt wird, beschränkt es sich auf die extrasolare Planetensysteme in der südliche Hemisphäre, da ein ähnliches Programm bereits von David Trilling mit dem IRTF Teleskop der NASA am Nordhimmel durchgeführt wird (Trilling et al. 2000, Trilling & Brown 1998). Eine Liste mit den im Rahmen dieser Arbeit bearbeiteten Sternen ist in Tabelle 4.1 zu finden[21].

Hauptziel war ι Horologii, das zum Zeitpunkt seiner Entdeckung jüngste extrasolare Planetensystem (Abschnitt 3.2.3). Es wurden zu diesem Objekt sowohl Daten im Nahinfraroten, als auch im mm Bereich gewonnen.

4.2 Gliese 86

Gliese 86 (Gl 86) wurde zunächst als Objekt ausgewählt, da dessen Multiplizität bis heute ungeklärt ist. Es wurden keine Beobachtungen im mm Bereich aufgenommen, da dieser Stern durch sein hohes Alter von einigen 10^9 Jahren (Queloz et al. 2000) wenig erfolgversprechend ist.

Gl 86 wurde im Rahmen der CORALIE Durchmusterung mit dem 1.2 m “Leonard Euler Teleskop” von La Silla aus beobachtet. Diese Messungen ergaben RV–Variationen, die auf einen planetaren Begleiter mit einer Masse von 4 $M_{Jup}/\sin i$ und mit einer großen Halbachse von $a = 0.11$ AU hinweisen. Jedoch wurde Gl 86 auch bereits im Zuge der weniger präzisen CORAVEL Durchmusterung beobachtet und zeigte in dieser eine lineare Langzeitveränderung seiner RV's mit einer Amplitude von mehr als 2 km s^{-1} im Verlauf von über 10 Jahren. Diese Langzeitvariation zeigt sich auch in den präziseren CORALIE Daten, jedoch mit einer anderen als der vom CORAVEL bestimmten Steigung. Diese Daten lassen auf die Existenz eines massiven – stellaren – Begleiters in einer Bahn mit einer großen Halbachse von mehr als 20 AU und einer Bahnperiode von $P > 100$ Jahren schliessen (Queloz et al. 2000). Jedoch ist die Planetenbahn zu klein, als daß sich das oben angedeutete Pumpszenario der Exzentrizität anwenden liesse.

[21] Es wurden im weiteren Verlauf des Jahres 2001 noch andere Sterne beobachtet. Jedoch werden diese Daten hier nicht vorgestellt.

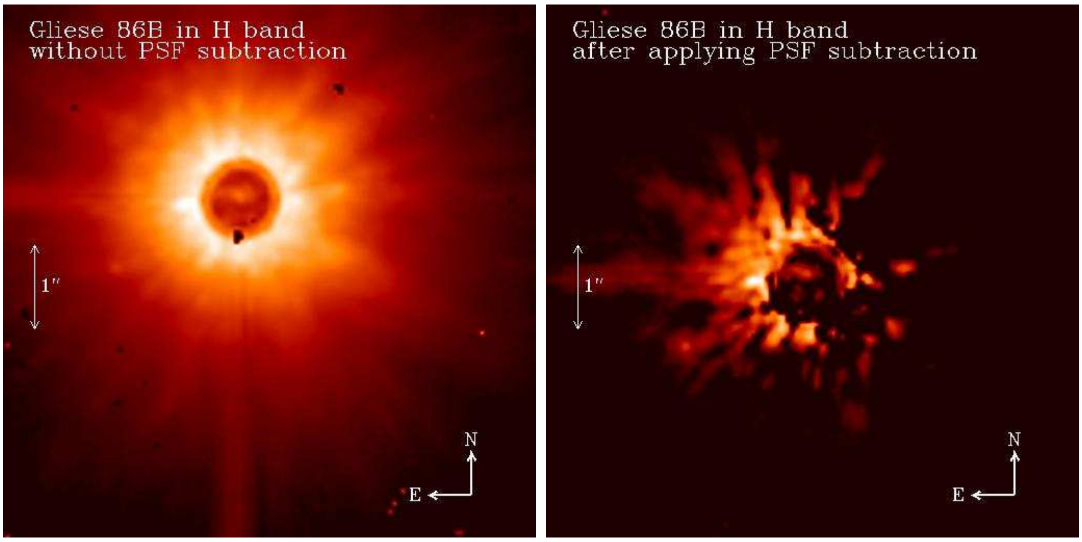


Abbildung 4.1
Aufnahmen von Gliese 86 mit coronographischer Maske.
Links: Ohne PSF Subtraktion.
Rechts: Nach PSF Subtraktion des Referenzsterns.

Die Distanz von Gl 86 wurde von Hipparcos zu 10.9 pc bestimmt. Dies würde aber bedeuten, daß ein stellarer Begleiter in einem Abstand von 20 AU von Gl 86 mit hochauflösenden Beobachtungsmethoden durchaus direkt detektiert werden könnte. Sterzik et al. (1999) verwendeten ADONIS, um den von diesen vorhergesagten stellaren Begleiter zu beobachten. Jedoch war das Resultat negativ und Sterzik et al. (1999) konnten mit ihrer Sensitivität stellare Begleiter der Spektralklassen früher als M6 in einer Distanz größer als 20 AU ausschliessen.
Es ist somit unklar wie die beobachtete Langzeitveränderung hervorgerufen wird. Da jedoch die Verwendung einer coronographischen Maske die Empfindlichkeit nahe dem Zentralstern erheblich steigern kann, schien es lohnend auch Gl 86 im Rahmen dieses Projekts zu beobachten.

4.2.1 Beobachtungen

Die ersten Beobachtungen fanden im September 2000 statt und wurden im Hinblick auf die PSF Subtraktion durchgeführt: zwei PSF Referenzsterne (siehe Tabelle 4.2) wurden vor und nach jeder Gl 86 Beobachtung aufgenommen. Die Beobachtungen im September wurden lediglich im H Band (λ = 1.64 μm) durchgeführt, da das Ziel zunächst nur die Detektion schwacher Begleiter oder einer Scheibe war. Als photometrische Standardsterne wurde üblicherweise HR 0721, im November auch AS 01 beobachtet.
Abbildung 4.1 zeigt das erste Ergebnis dieser Beobachtungen ohne und mit PSF Referenzsubtraktion. In beiden Bildern ist in südöstlicher Richtung in einem Abstand von 1."7 ein schwaches Objekt zu erkennen. Daß dieses Objekt sowohl in den PSF subtrahierten Bilder als *auch* in den Bildern bei denen keine PSF Subtaktion angewandt wurde, sichtbar ist, schließt ein Artefakt der PSF Subtraktion aus.
Eine erste Abschätzung der Photometrie dieses Objekts ergab, daß es sich hierbei um ein Objekt mit substellarer Masse und somit um einen Braunen Zwerg handeln könnte, falls das gefundene Objekt ein gravitativ gebundenes System mit Gl 86 bildet. Um diese Hyphothese zu untersuchen, wurden in den folgenden Monaten weitere Beobachtungen von Gl 86 mit dem ADONIS und in verschiedenen Filtern durchgeführt. Ein Beobachtungslog ist in Tabelle 4.2 wiedergegeben.

Datum	Seeing	Filter	Bemerkungen
08.09.2000	$\sim 1\overset{''}{.}0$	H	PSF Referenzen: HD 13424 und HD 14112
10.11.2000	$\sim 0\overset{''}{.}8$	J K	
11.11.2000	$\sim 1\overset{''}{.}1$	J K K_S	
13.11.2000	$\sim 0\overset{''}{.}75$	K_S	
12.12.2000	$\sim 0\overset{''}{.}65$	CVF	$\lambda = 1.51, 1.57$ and 1.61μm

Tabelle 4.2
Log der Gliese 86 Beobachtungen.

4.2.2 Astrometrie

Zunächst ist es notwendig zu zeigen, daß das gefundene Objekt tatsächlich ein gebundener Begleiter von Gl 86 und kein Hintergrundstern ist. Die hohe Eigenbewegung von Gl 86 von $\mu_\alpha^* = 2092.7$ mas (milli Bogensekunden) pro Jahr in Rektaszension und $\mu_\delta = 654.8$ mas pro Jahr in Deklination und die Tatsache, daß die Beobachtungen über einen Zeitraum von fast 3 Monaten verteilt lagen, ermöglichten es die relative Bewegung des Objekts zu Gl 86 zu messen.

Die absolute Orientierung und Pixelskala des Detektors wurden anhand des astrometrischen Referenzfeldes um θ Orionis zu 0.2° genau verfiziert. Dieser Wert ist konsistent mit den Ergebnissen der Detektorüberwachung durch die Mitarbeiter des La Silla Observatoriums (Berthier et al., 2001). Dies bestätigt, daß der Detektor im Verlauf dieser Beobachtungen korrekt orientiert und justiert war.

Die Bestimmung der relativen Position von Gl 86 und dem schwachen Objekt wurde durch Anpassung zirkularer Isophoten gewonnen. Hierbei wird das Zentrum von Gl 86, welches ja durch die coronographische Maske verdeckt ist, bestimmt indem kreisförmige Isophoten an die PSF–Flügel von Gl 86 (im nicht PSF subtrahierten Bild) angepasst werden. Die Mittelpunkte der so gewonnenen Isophoten streuen um das wahre Zentrum der Intensität und somit um die Position von Gl 86. Die Position des schwachen Objekts wurde dann durch Anpassung einer Gaußfunktion im PSF subtrahierten Bild bestimmt. Diese Methode hat sich als sehr stabil erwiesen und ermöglicht es, die relative Position von Gl 86 und dem Objekt auf etwa 25 mas genau zu bestimmen.

Vergleicht man die so gewonnenen relativen Positionen der beiden Objekte zu den Beobachtungszeitpunkten mit der durch die Eigenbewegung von Gl 86 zu erwartenden Verschiebung – im Falle es handele sich um ein nicht gebundenes System – so erkennt man keine signifikante Bewegung (siehe Abbildung 4.2 und Tabelle 4.3).

Damit ist gezeigt, daß das gefundene schwache Objekt in der Tat gravitativ gebunden und somit ein Begleiter von Gl 86 ist.

Datum	$\Delta\alpha$ [mas]	$\Delta\delta$ [mas]	$\Delta\alpha^*$ [mas]	$\Delta\delta^*$ [mas]
08.09.2000	1510 $\pm$25	-853 $\pm$6	1510	-853
10.11.2000	1522 $\pm$3	-789 $\pm$20	929.1	-743.8
12.12.2000	1508 $\pm$10	-851 $\pm$13	638.6	-686.5

Tabelle 4.3
Vergleich der gemessenen astrometrischen Daten von Gl 86B und den durch die Eigenbewegung von Gl 86 zu erwartenden (mit Sternchen gekennzeichnet) Positionsveränderung, im Falle beide Objekte wären nicht gravitativ gebunden.

4.2.3 Photometrie

Wie aus Tabelle 4.2 ersichtlich wurden die weiteren Beobachtungen in nahezu allen verfügbaren Nahinfrarotbändern durchgeführt. Jedoch ist die Qualität der nicht PSF subtrahierten

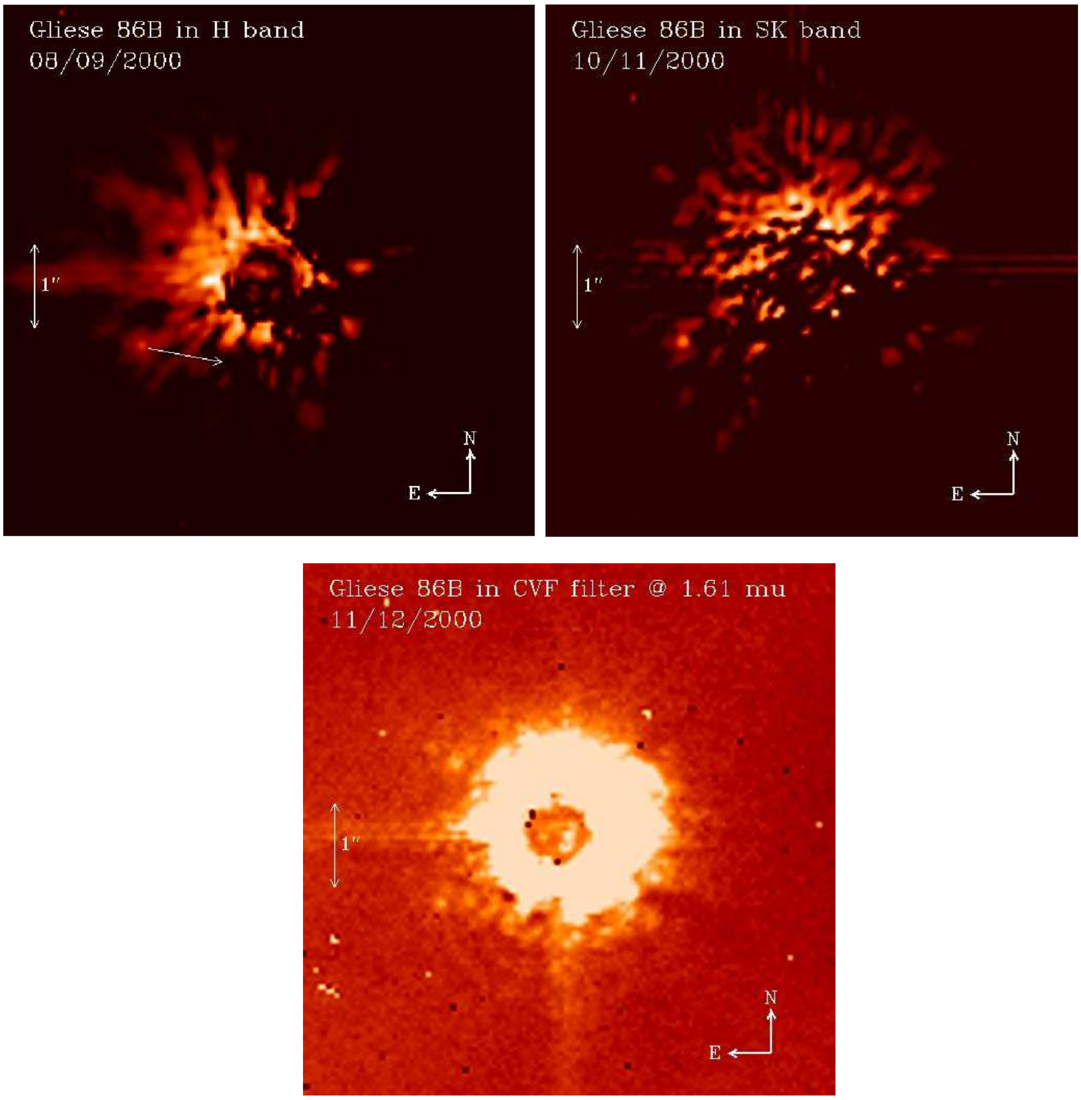


Abbildung 4.2
Aufnahmen aus drei Epochen und in drei verschiedenen Filtern von Gl 86. Es wurde jeweils eine Pixelskala von 50 mas/px verwendet. Der Pfeil in der oberen linken Aufnahme vom September 2000 markiert die im Zeitraum zur unteren Aufnahme (Dezember 2000) zu erwartende Positionsverschiebung falls Gl 86 und Gl 86B nicht gebunden wären. Die untere Aufnahme wurde mit dem CVF Filter aufgenommen und der Begleiter ist nur sehr schwach zu erkennen, die Aufnahme konnte nicht für photometrische Zwecke verwendet werden. Es ist keine relative Positionsveränderung der beiden Objekte zueinander zu beobachten.

Bilder für photometrische Messungen an Gl 86B aufgrund des starken PSF Flügels, in den Gl 86B eingebettet ist, nicht ausreichend. Alle im folgenden vorgestellten photometrischen Werte wurden aus den PSF subtrahierten Bildern gewonnen.

Zunächst stellt sich die Frage, wie man die Photometrie am besten bestimmt, da sich Gl 86B auf den Rauschresiduen der PSF Subtraktion befindet. Diese Residuen nehmen natürlich in Richtung der Coronographenmaske zu. Die Anwendung von Aperturphotometrie hat sich am zweckmäßigsten und stabilsten erwiesen. Hierbei wird der Fluß des Objekts durch die Zählrate in einer kreisförmigen Apertur und der Hintergrund durch den Fluß in einem Ring um die Apertur bestimmt. Dies hat zur Folge, daß über die Inhomogenitäten des Hintergrunds gemittelt wird. Die so gewonnen Werte konvergieren jeweils bei einem bestimmten Aperturradius[22]. Es wurden außerdem in jedem Filter mindestens zwei Datenkuben in unterschiedlichen Nächten aufgenommen. Somit lagen bei den Beobachtungen unterschiedliche atmosphärische Bedingungen vor. Auch das Rauschverhalten des Hintergrundes war bei jeder Beobachtung ein anderes. Die erhaltenen Flüsse stimmen auf 20–30% überein und es kann eine Genauigkeit von etwa 0.2 bis 0.3 Magnituden der Messungen angegeben werden. Einflüsse der Extinktion der Atmosphäre bei den unterschiedlichen Elevationen wurden nicht berücksichtigt, da derartige Effekte innerhalb der Meßgenauigkeit vernachlässigbar waren.

Es ergeben sich folgende Werte für die Photometrie von Gl 86B:

- J = 14.7 ($\pm$0.2)
- H = 14.4($\pm$0.2)
- K = 13.7($\pm$0.2)
- K_S = 14.2($\pm$0.3)

4.2.4 Diskussion zu Gl 86B

In Abbildung 4.3 sind die photometrischen Werte in ein Farben–Helligkeitsdiagramm eingtragen. Es wird deutlich, daß Gl 86B unterhalb des Wasserstoffbrennlimits liegt und es sich damit wahrscheinlich um einen Braunen Zwerg handelt. Die Detektion eines möglichen Braunen Zwerges als Mitglied eines extrasolaren Planetensystems ist so bemerkenswert, daß hier eine Diskussion zu diesem Objekt folgen soll. Das vielleicht erstaunlichste Ergebnis der RV–Durchmusterungen der letzten Jahre ist das "Fehlen" von Braunen Zwergen als Begleiter sonnenähnlicher Sternen. Direkte Suchen nach Braunen Zwergen sind bis auf acht Objekte ergebnislos verlaufen (siehe zum Beispiel Sterzik 2001). Ungebundene Braune Zwerge (sogenannte *free floating brown dwarfs*) sind in großer Zahl gefunden worden, jedoch sind die Parallaxen dieser Objekte nur sehr ungenau oder gar nicht bekannt, so daß die Absoluthelligkeit nicht genau bestimmt werden kann. Dies erschwert es, die verschiedenen Atmosphärenmodelle dieser Objekte zu verifizieren und so die Physik der Atmosphären massearmer, kühler Objekte zu verstehen. Im Gegensatz zu stellaren Atmosphären herrschen in den Atmospären Brauner Zwerge Temperaturen von $T < 2000$ K, so daß die Bildung von Molekülen und die Kondensation von Staub einsetzt. Diese müssen in der Berechnung der Opazitäten und im Strahlungstransport berücksichtigt werden. Jedoch sind diese Einflüsse zum Teil nur sehr ungenau bekannt und die berechneten Helligkeiten solcher Objekte können durchaus stark von den wahren abweichen (Chabrier et al. 2000).

Da wie bereits erwähnt, die Distanz zu Gl 86 bekannt ist, kann man den Begleiter direkt in ein Farben–Helligkeitsdiagramm eintragen und sowohl mit theoretischen Modellen als auch mit anderen Beobachtungen vergleichen. In Abbildung 4.3 ist die Helligkeit von Gl 86B im J Band über der J–K Farbe aufgetragen. Man erkennt, daß dieses Objekt unterhalb der Grenze des Wasserstoffbrennens liegt. Des weiteren läßt sich bemerken, daß Gl 86B nicht durch Modelle beschrieben wird, bei denen Staub in der Atmosphäre eine dominierende Rolle spielen.

In einer neueren Studie von Kirkpatrick et al. (2000) des Sloan–Digital–Sky Surveys (SDSS) wurden über 60 weitere Braune Zwerge gefunden, von denen auch Spektren gewonnen werden konnten. Es war so möglich, diese Objekte in den neuen spektralen Sequenzen der L und T Zwerge einzuordnen. Dabei zeigt es sich, daß zwischen den L und T Zwergen eine Helligkeits–"Lücke" von etwa 2.5 Magnituden im K_S Band auftritt. Diese

[22] Es wurde weiterhin auch versucht, den inhomogenen Hintergrund mittels mehr dimensionaler Polynome anzupassen. Dies hat sich jedoch als numerisch instabil herausgestellt, was auf die geringe Pixelanzahl zurückzuführen ist, auf welchen eine solcher Anpassung zwangläufig beruht.

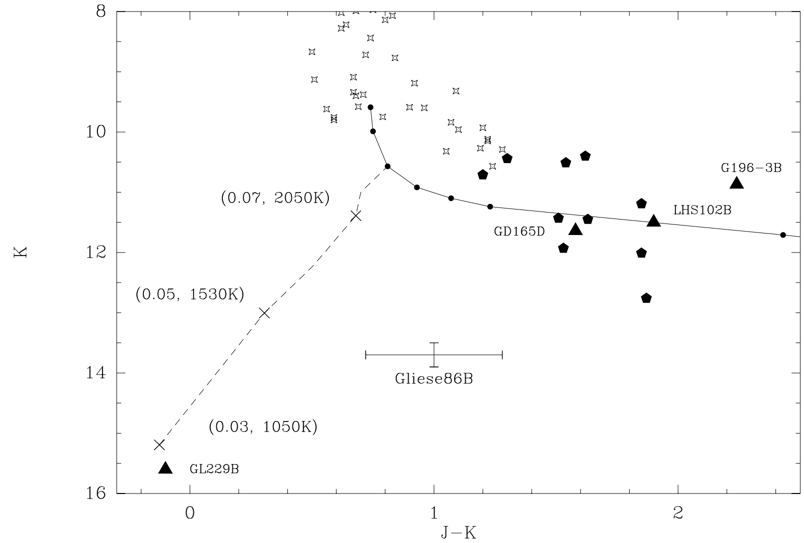


Abbildung 4.3
Farben–Helligkeitsdiagramm für Gl 86B.
Sternchen markieren die Positionen von bekannten späten M Zwergen (Leggett et al. (1998)), Polygone die von bekannten Braunen Zwergen und die Dreiecke repräsentieren gefundene Braune Zwerge als Begleiter von Sternen (siehe Dahn et al. (2000), Goldman et al. (1999), Kirkpatrick et al. (1999), Rebolo et al. (1998)). Theoretische Isochronen für 10^9 Jahre alte Objekte sind eingezeichnet (nach Chabrier et al. (2000)): die durchgezogene Linie zeigt die Atmosphärenmodelle, die den Einfluß von Staub enthalten ("DUSTY" Modelle). Die Punkte auf dieser Linie markieren die Positionen von (v.r.n.l.) 0.06, 0.07, 0.072, 0.075, 0.08, 0.09 und 0.1 $M_\odot$ Objekten; staubfreie Atmosphären ("COND" Modelle) sind durch die gestrichelte Linie wiedergegeben (die Kreuze auf der Kurve markieren die Position der Modelle für gegebene Temperatur und Objektmasse in Klammern daneben).
Gl 86B fällt in den Bereich zwischen den extremen Modellfällen, für den es bisher kein beobachtetes Objekt mit bekannter Parallaxe gibt.

Helligkeitsdifferenz lässt sich jedoch recht einfach durch das Auftreten von Methan in der Atmosphäre von T Zwergen erklären. Zeichnet man jedoch die Position von Gl 86B in dieses Diagramm (wie in Abbildung 4.4 geschehen), so erkennt man sofort, daß Gl 86B genau in diese Lücke fällt! Dies bedeutet aber, daß der Begleiter von Gl 86 ein Brauner Zwerg mit einem spektralen Typ im Übergang von L zu T ist, welche von Leggett et al. (2000) als "frühe T–Zwerge" bezeichnet werden.

Somit wäre Gl 86B der erste Braune Zwerg im L/T Übergangsbereich mit bekannter absoluter Photometrie und würde so die Möglichkeit bieten, theoretische Modelle von substellaren Atmosphären dieser Spektraltypen zu verifzieren.

Es war auch geplant, die Existenz von Methan direkt durch den Einsatz eines Schmalbandfiltersystems, des *C*ircum-*V*ariable-*F*ilters, nachzuweisen. Dieses System ermöglicht es, Aufnahmen in einem schmalen Wellenlängenbereich mit wählbarer Zentralwellenlänge zu gewinnen. Damit ist es möglich, eine spektrale Auflösung von $R = 60$ zu erreichen. Wird eine Aufnahme in der Methanabsorption bei $\lambda = 1.64\ \mu$m und eine ausserhalb im Kontinuum gewonnen, kann so die Existenz von Methan nachgewiesen werden (Brandner et al. (1997)). Jedoch waren die Zählraten der Aufnahmen für die geplante Analyse zu gering. So wurden diese Aufnahmen lediglich für astrometrische Zwecke verwendet.

Die einzige Erklärung ?

Aus den zur Verfügung stehenden Daten ist die Schlußfolgerung, daß Gliese 86B ein Brauner Zwerg ist, zunächst eindeutig. Kürzlich wurden jedoch von Jahreiß (2001) die Gliese

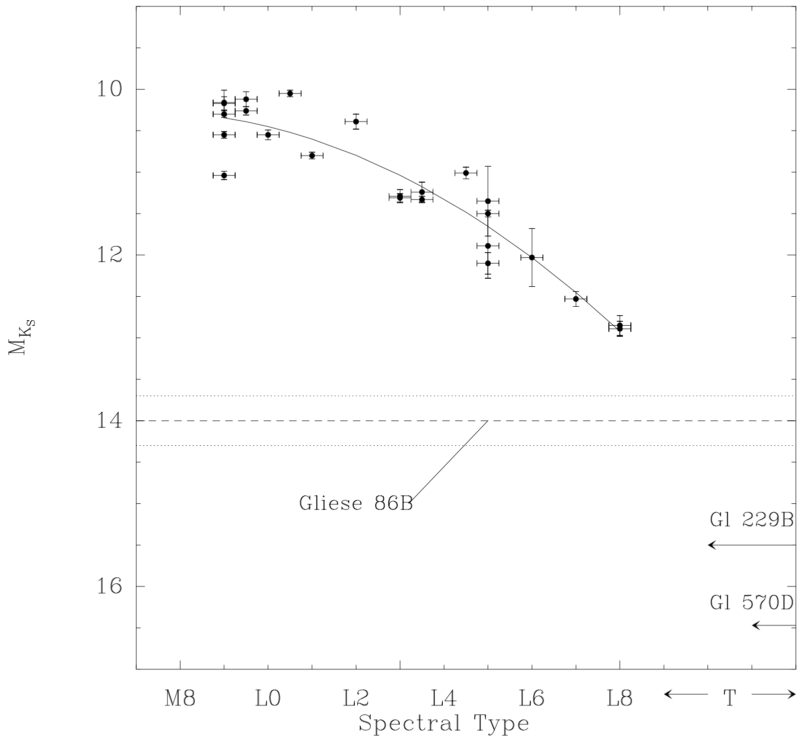


Abbildung 4.4
Absolute Helligkeit von L und T Zwergen im K_S Band. Diese Abbildung wurde von Kirkpatrick et al. (2000) entnommen. Die gemessene absolute Helligkeit von Gl 86B in K_S eingezeichnet (gestrichelte Linie; das Fehlerintervall ist punktiert dargestellt.)

86B Beobachtungen mit Nahinfrarotdaten von weißen Zwergen verglichen. Es ist festzustellen, daß die weißen Zwerge sich im Farb–Helligkeitsdiagramm direkt oberhalb der T–Zwerge befinden. Gliese 86B befindet sich mit $J - K \approx 1$ sehr weit im Roten. Aufgrund der nicht sehr präzisen Photometrie liegt es jedoch im Bereich des Möglichen, daß dieses Objekt ein weißer Zwerg ist. Ein weißer Zwerg würde dann auch mit einer typischen Masse von etwa 0.6 $M_\odot$ eine einfache Erklärung des Langzeittrends der RV von Gliese 86 bieten.

4.2.5 Ausblick

Welcher physikalischer Natur der Begleiter von Gliese 86 auch ist – ein Weißer oder ein Brauner Zwerg – dieses System stellt ein aussergewöhnliches extrasolares Planetensystem dar. Die Klärung, um was für ein Objekt es sich bei dem gefundenen zweiten Begleiter letztlich handelt, wird in nicht ferner Zukunft erfolgen. Mit dem VLT der ESO werden spektroskopische Daten im Bereich zwischen 1 und 2 μm dieses Objekts aufgenommen werden. Es wird so möglich sein – über das Vorhandensein von molekularen Absorptionsbanden – zu entscheiden, ob es sich um ein kühles substellares Objekt handelt. In diesem Falle wird eine genauere Zuordnung des Spektraltyps zu treffen sein.

Sollte Gliese 86B ein Weißer Zwerg sein, so wird sich dies im Fehlen von molekularen Banden äussern. Es wird dann von Interesse sein, präzisere photometrische Daten zu erhalten, da dieses Objekt im Vergleich zu anderen Weißen Zwergen stark gerötet erscheint.

4.3 ι Horologii

Das andere extrasolare Planetensystem, welches im Rahmen dieses Projekts beobachtet wurde, ist ι Horologii. Da wie bereits dargelegt (siehe Abschnitt 3.2.3), dieses System zum Zeitpunkt seiner Entdeckung das jüngste extrasolare Planetensystem war und aus der Theorie der Planetenentstehung es wahrscheinlich erscheint, um einen solchen Stern eine Staubscheibe zu detektieren, wurde dieser Stern als Zielobjekt dieser Untersuchung ausgewählt[23]. Erste Beobachtungen dieses Sterns wurden im September 2000 durchgeführt. Da es zunächst nur um die Detektion von zirkumstellarem Material oder eines Begleiters ging, wurden diese Beobachtungen ebenfalls lediglich im H Band durchgeführt. Als Referenzsterne für die PSF wurden HD 19330 (PSF1) und HD 19916 (PSF2) verwendet. Die Beobachtungssequenz war – wie oben bereits erwähnt:

PSF1 – sky PSF1 – ι Hor – sky ι Hor – PSF2 – sky PSF2 – ι Hor – sky ι Hor – PSF1 – etc.

Somit ist es möglich, von jedem Kubus von ι Hor zwei PSF Referenzaufnahmen zu subtrahieren und so zwei unabhängige Aufnahmen zu erhalten. Die Beobachtungen fanden im selben Zeitraum wie die von Gliese 86 statt. Ein Beobachtungslog ist in Tabelle 4.4 wiedergegeben. Als photometrischer Standardstern wurde wie im Falle von Gliese 86 wieder HR 0721 gewählt.

Datum	Seeing	Filter	Bemerkungen
08.09.2000	$\sim 0\farcs6$	H	PSF Referenzen: HD 19916 und HD 19330
12.11.2000	$\sim 1\farcs0$	J K	

Tabelle 4.4
Log der ι Hor Beobachtungen.

4.3.1 Staub um ι Horologii ?

Die Beobachtungen von ι Horologii im September 2000 zeigten nach Abzug der PSF Referenzen eine Exzessemission. Ein Beispiel ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Die diffuse Emission ist in Nord-Ost–Süd-West Richtung orientiert und erscheint länglich ausgedehnt. Da zu jeder Beobachtung von ι Horologii je zwei PSF Referenzsterne beobachtet wurden, konnten insgesamt 10 Aufnahmen nach Abzug von einer PSF Referenz erstellt werden. Die in Abbildung 4.5 zu erkennende diffuse Emission um ι Horologii konnte auf allen gewonnen Aufnahmen beobachtet werden. Diese Emission hat einen mittleren Fluß von etwa 2 mJy/$\square''$. Im Vergleich hierzu liegen die Rauschresiduen der Referenzsterne bei 0.2 mJy/$\square''$. Damit ist diese gefundene Emission signifikant und deutet auf die Existenz von zirkumstellaren Material und damit auf eine Staubscheibe hin. Die Strukturen innerhalb der Emission – wie zum Beispiel der markante dunkle "Finger" in nord-westlicher Richtung vom Zentrum – sind vom A/O System nicht vollständig korrigierte Abberationen. Diese sind auch in den Resultaten von Pantin et al. (2000) erkennbar.

Um weitere photometrische Daten der gefundenen Exzeßemission zu erhalten, wurden im November 2000 weitere Beobachtungen von ι Horologii durchgeführt. Diesmal, ebenso wie die Beobachtungen von Gliese 86, in anderen Filtern des ADONIS. Es wurden die selben Referenzsterne wie im September verwendet. Jedoch konnte in keiner Aufnahme eine Exzessemission um ι Horologii gefunden werden. Da jedoch die atmosphärischen Bedingungen während dieser Beobachtungen nicht so gut waren wie die im September, konnte erst im darauffolgenden April ein endgültiger Test mit Referenzsternen durchgeführt werden, ob es sich bei der "Detektion" im H Band um ein instrumentelles Artefakt handelt.

[23] Es war darüberhinaus auch geplant GJ 3021, ebenfalls ein ZAMS Stern um den ein planetarer Begleiter gefunden wurde (Naef et al. 2001), zu beobachten. Jedoch war dies aufgrund schlechter Witterungsbedingungen nicht möglich.

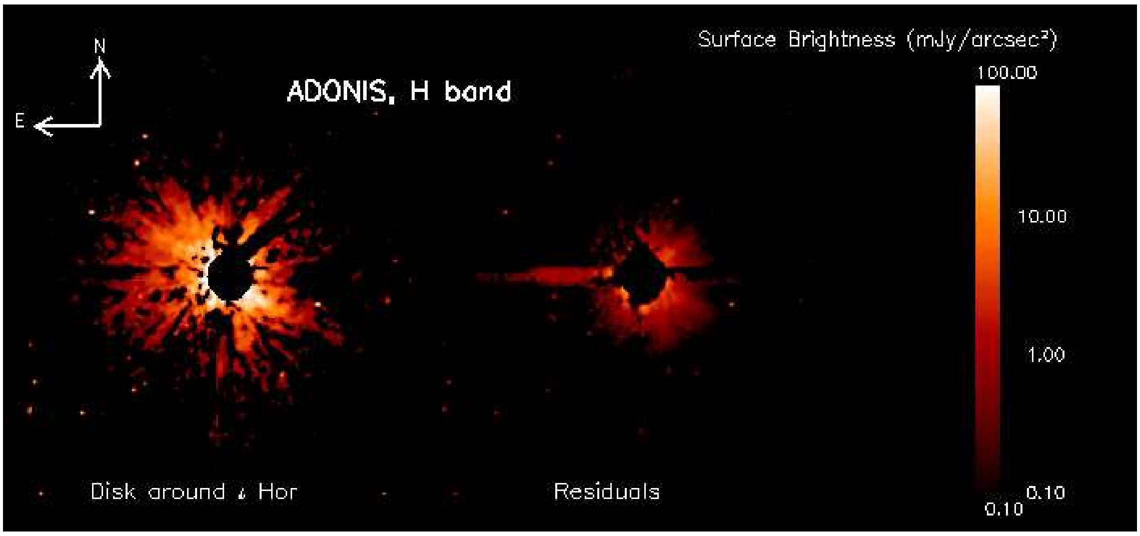


Abbildung 4.5
Beobachtung von ι Horologii mit ADONIS, am 8. September 2000, nach Abzug eines PSF Referenzsterns. Rechts ist zum Vergleich das Ergebnis dargestellt, wenn zwei Referenzsterne voneinander abgezogen werden. Man erkennt, daß die diffuse Emission um ι Hor im Vergleich zu den PSF Referenzen einen erheblichen Exzess darstellt. Dies würde so auf das Vorhandensein von zirkumstellarem Material hindeuten.
Die Region der coronographischen Maske wurde zusätzlich durch eine numerische Maske aus Gründen der Darstellung verdeckt.

Es stellte sich hierbei schliesslich heraus, daß sich die PSF des ADONIS von zwei Sternen mit einer Helligkeitsdifferenz von mehr als 0.5 mag im H Band Filter unterscheidet. Diese Differenz führt zu einem residuellen Effekt in Nord-Ost–Süd-West Richtung (E. Pantin, 2001, private Mitteilung).

Dies lässt nur einen Schluß zu: die im H Band detektierte Exzessemission war ein instrumentelles Artefakt. Dieses tritt nur im H Band Filter und bei der Wahl von PSF Referenzen auf, welche etwa 0.5 mag schwächer sind als der Zielstern. Daß HD 19916 und HD 19330 als Referenzsterne gewählt wurden, liegt einfach in der Tatsache begründet, daß diese beiden Sterne am Himmel die Nächsten geeigneten Referenzen zu ι Hor darstellen.

Eine quantitative Analyse dieser Daten erscheint für das Folgende als nicht sinnvoll, da aufgrund dieses instrumentellen Fehlers keine sicheren Detektionslimits angegeben werden können. Zwar lässt sich die prinzipielle Sensitivität des ADONIS Systems für den Fall der PSF Sterne angeben, wie für die H Band Daten geschehen, jedoch sind diese Rauschresiduen nicht für ι Horologii anwendbar. Es soll daher hier auf eine Abschätzung von Säulendichten des Staubes um ι Horologii verzichtet werden.

4.3.2 Molekulares Gas um ι Horologii ?

Es wurden im Rahmen dieser Untersuchung auch mm Beobachtungen von ι Horologii mit dem SEST durchgeführt. Diese Beobachtungen dienten dem Ziel, die Existenz von Kohlenmonoxyd (CO) und Formylium (HCO^+) nachzuweisen. Daß ι Horologii ebenfalls hierbei ein interessantes Zielobjekt darstellt, ergibt sich wiederum aus dessen – vergleichsweise – geringem Alter. Ähnliche Untersuchungen wurden auch bei anderen jungen Sternen, zum Teil mit nachgewiesener zikumstellarer Staubscheibe, wie ϵ Eridani, durchgeführt (Dent et al. 1995, Zuckermann et al. 1995). Jedoch konnten diese Untersuchungen nur zum Teil erfolgreich molekulares Gas um diese Sterne nachweisen.

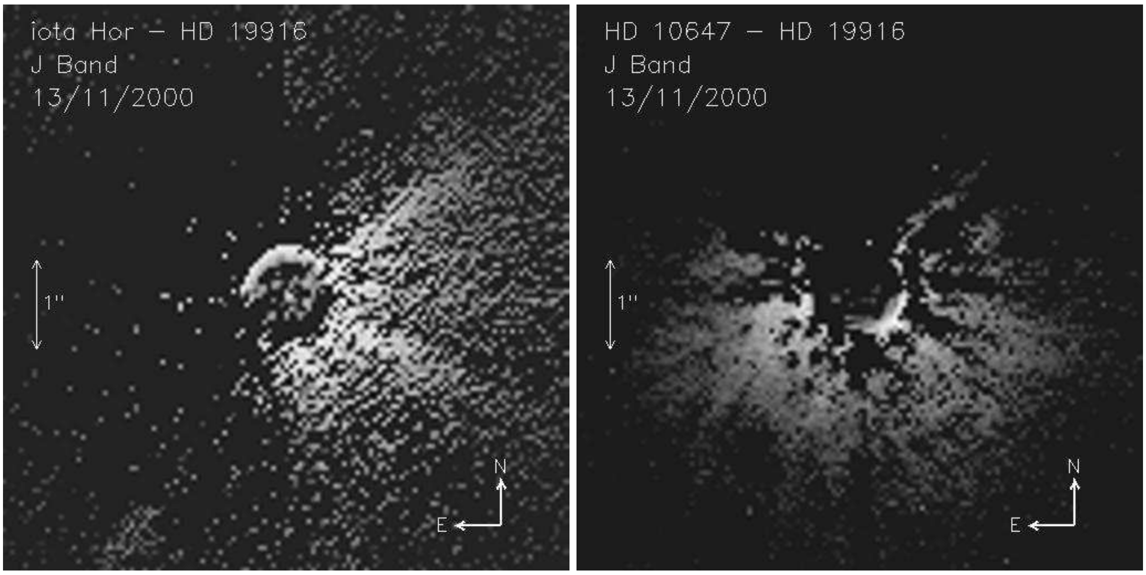


Abbildung 4.6
Neue Beobachtungen von ι Horologii mit ADONIS. Diesmal im J Band. Links ist ι Horologii nach Abzug des PSF Referenzsterns HD 19916 dargestellt. Rechts ist zum Vergleich das Ergebnis der Subtraktion von zwei PSF Referenzen gezeigt. Es ist kein signifikanter Exzess um ι Horologii mehr zu erkennen. Beide Darstellungen verwenden die gleichen Grenzen der Grauwerte zwischen 0.5 ADU/sec (dunkel) bis 250 ADU/sec (hell).

Die Beobachtungen

Die Beobachtungen wurden am 12. November 1999 durchgeführt. Es wurden die Linien des ^{12}CO Moleküls bei 115.271 GHz ^{12}CO(1-0) und bei 230.538 GHz ^{12}CO(2-1) beobachtet. Die Integrationszeit auf der Quelle betrug 2 Minuten. Zwei OFF Positionen symmetrisch zur ON Position wurden ebenfalls 2 Minuten lang beobachtet. Insgesamt wurde 20 Minuten auf ι Horologii integriert. Der HCO$^+$(1-0) Übergang liegt bei 86.754 GHz und wurde ebenfalls beobachtet. Die gesamte Integrationszeit lag hier jedoch nur bei 10 Minuten.

Die Systemtemperatur betrug $T_{sys} \approx 400$ K für die 115 GHz und $T_{sys} \approx 327$ K für die 230 GHz Beobachtungen. Die Beobachtungen dieser Frequenzen wurden mit dem IRAM 115/230 Empfänger durchgeführt. Für die Beobachtung des 89 GHz HCO$^+$(1-0) Übergangs wurde der SESIS 100/150 Empfänger benutzt mit dem ein $T_{sys} \approx 166$ K erreicht wurde. Die Positionierungsgenauigkeit des Teleskops wurde regelmässig anhand von starken SiO Maser Quellen verfiziert und zeigte sich durchweg besser als etwa $2''$.

Die Zentralfrequenz wurde auf $v_{LSR} = 0.8$ km s^{-1} gesetzt. Dieser Wert entspricht dem von Evans (1967) angegebenen heliozentrischen Radialgeschwindigkeitswert von $v_{Helio} = 15.5$ km s^{-1}. Neue CORALIE Messungen von ι Horologii ergeben einen geringfügig anderen Wert von $v_{Helio} = 16.9$ km/s (siehe Naef et al. 2001).

Zur Datenreduktion wurden die Spektren mit je 2 Minuten Integrationszeit aufsummiert. Es hat sich dann gezeigt, daß eine Gerade als Basislinie ausreicht. Die resultierenden Spektren sind in Abbildung 4.7 gezeigt.

Resultate

Die *rms* der Spektren um die Basislinien sind in Tabelle 4.5 angegeben. Zur weiteren Analyse wurden die Spektren im Geschwindigkeitsraum auf $\Delta v = 3.5$ km s^{-1} neu *gebinnt.* Dies hat zur Folge, daß das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Spektren zunimmt. Yamashita et al. (1993) und Dent et al. (1995) haben in ihren Untersuchungen als Binbreite $\Delta v = 12$ km s^{-1} gewählt. Diese Autoren geben dies als typische Linienbreite von Gas an, welches sich auf Keplerbahnen innerhalb der um einige *Vega-Exzeß* Sterne gefundene

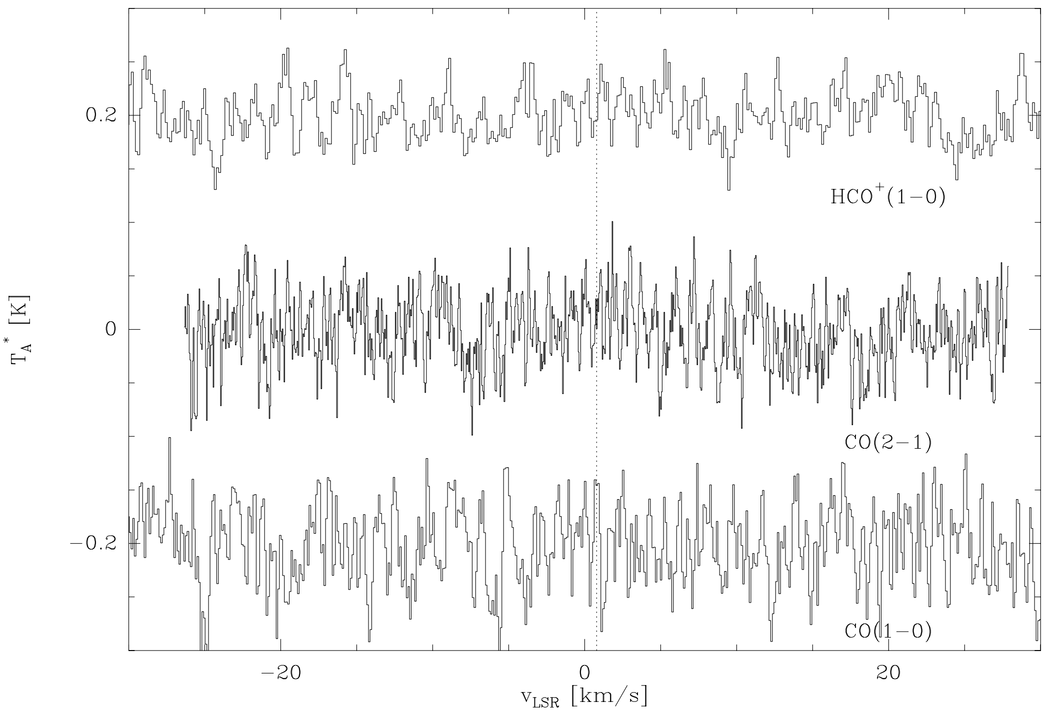


Abbildung 4.7
SEST Beobachtungen von ι Horologii in den Frequenzen des ^{12}CO(1-0), ^{12}CO(2-1) und HCO$^+$(1-0). Die Integrationszeit der CO Spektren betrug ingesamt 20 Minuten auf der Quelle. Das Spektrum im HCO$^+$(1-0) Übergang wurde 10 Minuten auf der Quelle integriert. Es wurde jeweils eine Gerade als Basislinie an die Spektren angepasst und abgezogen. Das ^{12}CO(1-0) und das HCO$^+$(1-0) Spektrum wurden um ± 0.2 verschoben. Die Frequenzskala ist in Radialgeschwindigkeit im *Local Standard of Rest* angegeben. Die gepunktete Linie markiert die systemische Geschwindigkeit von ι Horologii nach Evans (1967) in diesem System.

Staubscheiben bewegt. Eine solche Intervallbreite des Binnings ist für die 230 GHz Daten nicht durchführbar, da der gesamte von diesem Spektrum überdeckte Bereich lediglich 50 km s^{-1} umfasst. Des weiteren zeigen die beobachteten Spektren von molekularem Gas von Zuckermann et al. (1995) wesentlich geringere Linienbreiten.

Im Falle der ^{12}CO(2-1) Daten zeigt sich in den gebinnten Daten mit Intervallbreiten von mehr als ~ 1 km s^{-1} ein Signal. Daß dieses Signal kein Artefakt der gewählten Binbreite ist, zeigt Abbildung 4.8. Das Signal ist bei allen drei gewählten Intervallbreiten erkennbar. Die Anpassung einer Gaußfunktion an dieses Signal bei einer Intervallbreite von $\Delta v \approx 3.5$ km s^{-1} liefert eine Amplitude von $T_A^* = 0.019$ K bei $v_{LSR} = 1.44$ km s^{-1}. Das Signal hat eine Signifikanz von 3.8σ und ist mit Vorsicht zu betrachten. Es ist jedoch interessant zu bemerken, daß die Position des Signals dem Betrage nach größer ist als die gewählte Zentralposition von $v_{LSR} = 0.8$ km s^{-1}. Sie liegt damit näher am aktuellen und präziseren Radialgeschwindigkeitswert von ι Horologii nach Naef et al. (2001).

Die Anpassung der Gaußfunktion ergibt eine Linienbreite von $\Delta v = 5.7$ km s^{-1}. Nimmt man dieses Signal als von Gas auf einer Keplerbahn um ι Horologii herrührend an, so kann man die Geschwindigkeit dieses Gases zu etwa $v_{CO} \sim 0.5 \cdot \Delta v \approx 2.8$ km s^{-1} angeben. Daraus folgt ein Radius der Bahn, auf der sich das Gas bewegt, von etwa 10^2 AU (bei angenommenem $\sin i = 1$).

Übergang	$rmsT_A^*$ [mK]	$rmsT_A^*$ [mK] gebinnt $\Delta v = 3.5$ km/s	$\int T_{MB}dv$ gebinnt $\Delta v = 3.5$ km/s	N [cm^{-2}]
HCO^+(1-0)	24	7	0.033	$2.0 \cdot 10^{11}$
^{12}CO(1-0)	37	9	0.045	$1.2 \cdot 10^{14}$
12CO(2-1)	33	5	$0.238^{(1)}$	$1.4 \cdot 10^{14}$

Tabelle 4.5
Ergebnisse der ι Hor Beobachtungen mittels SEST. Die erste Spalte stellt die rms der gemessenen Antennentemperatur T_A^* der ungebinnten Spektren dar. Nachdem die Spektren mit $\Delta v = 3.5\ km/s$ gebinnt wurden, ergeben sich für rms von T_A^* die Werte der dritten Spalte. $\int T_{MB}dv$ gibt die Werte nach Anwendung der entsprechenden η_{MB} Faktoren und Multiplikation mit Δv wieder. (1) Im Falle des ^{12}CO(2-1) Übergangs ist hier die Fläche der angepassten Gaußfunktion aus Abbildung 4.8 angegeben. Schliesslich wurde die 1σ Obergrenze für die Säulendichte N berechnet. Wieder gilt für den ^{12}CO(2-1) Übergang, daß es sich hierbei um die aus der möglicherweise detektierten Linie bestimmte Säulendichte handelt.

Um aus den erhaltenen Spektren nun obere Grenzen für die Säulendichte des molekularen Materials zu geben, sei das Material als optisch dünn angenommen. In diesem Falle wird die Säulendichte N_l unabhängig von der Anregungstemperatur (Rohfls & Wilson 1996):

$$N_l = 2.97 \cdot 10^3 \frac{g_l \nu^2}{g_u A_{ul}} \int T_B dv \ , \tag{4.21}$$

mit ν der Frequenz des Übergangs vom Niveau u mit dem Gewichtsfaktor g_u auf das Niveau l mit dem Gewichtsfaktor g_l, gemessen in GHz. Im Falle von Rotationsübergängen zweiatomiger Moleküle ist der Gewichtungsfaktor des Zustands J: $g_J = 2J + 1$. A_{ul} bezeichnet den Einsteinkoeffizienten des Übergangs $u \to l$. Im vorliegenden Fall kann nicht angenommen werden, daß die Quelle die ganze Hauptkeule ausfüllt. Daher muß der Füllfaktor η_{ff} abgeschätzt werden. Im Folgenden soll die aus der ^{12}CO(2-1) Detektion abgeleitete Geometrie der Quelle als Grundlage dienen. Nimmt man an, daß das Gas in einer Scheibe mit einem Radius $R \sim 115$ AU angeordnet ist, so ergibt sich bei einer Distanz von ι Horologii von $D = 17.5$ pc und einer angenommenen Inklination von $i = 60°$ eine projezierte Fläche des emittierenden Gases von $\sim 67.8\square''$. Somit erhält man im Falle des 230 GHz Übergangs einen Füllfaktor $\eta_{ff} = 1.6 \cdot 10^{-1}$. Für den 86 GHz Übergang ergibt sich analog $\eta_{ff} = 2.7 \cdot 10^{-2}$ und für den 115 GHz Übergang $\eta_{ff} = 4.3 \cdot 10^{-2}$.

Mit diesen Werten und unter Verwendung von Gleichung 4.21 lassen sich nun die Säulendichten N der einzelnen Moleküle berechnen. Diese Werte sind in Tabelle 4.5 angegeben. Im Falle des ^{12}CO(2-1) Übergangs wurde die Gaußanpassung an die *mögliche* Detektion verwendet um $\int T_{MB}dv$ zu bestimmen.

4.3.3 Diskussion zu ι Horologii

Die von ι Horologii durchgeführten Multiwellenlängen Beobachtungen stellen den zur Zeit vollständigsten Datensatz der nächsten Umgebung dieses jungen extrasolaren Planetensystems dar. Dieses System dürfte sich mit einem Alter von $\sim 10^6 - 10^8$ Jahren noch im Stadium der beim Sonnensystem genannten "starken Bombardierungsphase" des planetaren Begleiters befinden. Hierbei fallen die Reste der Planetenentstehung, also Staub, Gesteinsbrocken und Kometen, auf bereits vorhandene Planeten – diese werden regelrecht bombardiert. In dieser Phase sollte auch noch Staub und Gestein um den Stern in größerer Menge vorhanden sein.

Neuen ISO Ergebnissen zu Folge weist ι Horologii keinen signifikanten Infrarotexzess im thermischen Infrarot ($\lambda \gtrsim 50\ \mu$m) auf (Habing et el. 2001). Daher kann man die "nicht–Detektion" einer Staubscheibe als wenig überraschend bezeichnen. Jedoch ist zu bemerken, daß die extrasolaren Planetensysteme um die Trilling et al. (2000) Hinweise auf die

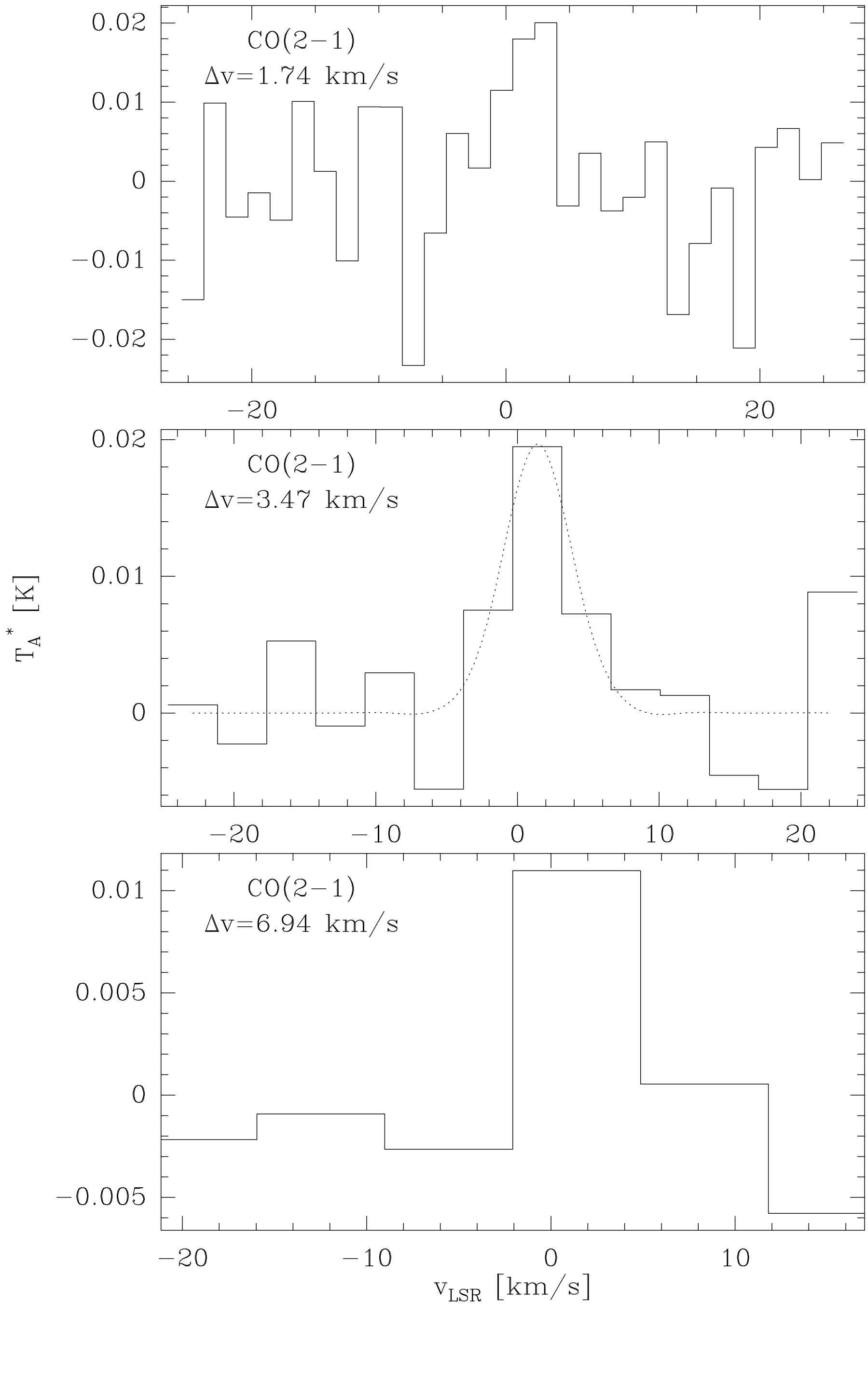


Abbildung 4.8
^{12}CO(2-1) Spektrum von ι Horologii aufgenommen mit dem SEST. Dargestellt sind drei verschiedene Intervallbreiten Δv (*Binnings*). Das Signal bei $v_{LSR} \approx 2$ km/s ist bei allen Intervallbreiten erkennbar. Dies zeigt, daß es sich hierbei nicht um ein Artefakt des Binnings handelt. Im mittleren Bild wurde eine Gaußfunktion an die Daten angepasst und ist gepunktet dargestellt. Vergleiche auch mit Abbildung 4.7 Mitte.

Existenz zirkumstellarer Staubscheiben gefunden haben, ebenfalls nicht durch einen ausgeprägten Infrarotexzess ausgezeichnet sind.

Zwar konnte die von Trilling & Brown (1998) um 55 Cancri detektierte Staubscheibe durch HST Beobachtungen von Schneider (2001) nicht bestätigt werden. Doch sind die weiteren Detektionen von Trilling et al. (2000) bis heute weder widerlegt noch bestätigt.

Weiterhin muß bemerkt werden, daß die Nicht-Detektion von an Staub gestreuten Sternlicht – wonach gerade in dieser Arbeit gesucht wurde – die Existenz von zirkumstellaren Staub ebenfalls nicht ausschliesst. Dieser Effekt ist stark von der Größenverteilung und dem Abstand der Staubteilchen vom Zentralstern abhängig. Ist der Großteil der Staubteilchen größer als die Wellenlänge des einfallenden Lichts, so wird praktisch kein Licht mehr gestreut werden. Man wird solchen Staub nur durch seine thermische Emission bei großen Wellenlängen nachweisen können. Als Beispiel für einen solchen Fall sei ϵ Eridani genannt. Hier wurde die thermische Emission des Staubes beobachtet (Greaves et al. (1998)). Jedoch waren Versuche diesen Staub mittels ADONIS zu detektieren bislang ohne Erfolg (H.Boehnhardt, private Mitteilung).

Die mögliche Detektion von molekularem Gas um ι Horologii bedarf in jedem Fall der Bestätigung durch weitere Beobachtungen. Sollte dieses System tatsächlich mit Gas assoziiert sein, wäre dies eine Überraschung. Die Zeitskala für die Dissipation von molekularem Gas liegt bei einigen 10^6 Jahren und das Alter von ι Horologii ist weit größer. Sollte sich diese Detektion jedoch in der Zukunft bestätigen, so könnte dies ein Hinweis zum Beispiel auf die Verdampfung von Kometen sein wie sie für andere Systeme bereits in der Diskussion sind (Dent et al. 1995). Auch daß es sich hierbei um einen Rest des molekularen Anteils der früheren Akkretionsscheibe handeln könnte, ist denkbar.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Detektion und den Eigenschaften extrasolarer Planetensysteme vom beobachtungstechnischen Standpunkt aus. Der Schwerpunkt hierbei lag auf jungen extrasolaren Planetensystemen. Diese Systeme ermöglichen einen zeitlich unmittelbareren Zugang zu den Frühphasen der Entwicklung planetarer Systeme.

Der große Erfolg der Messung präziser Radialgeschwindigkeiten (RVs) bei der Detektion von extrasolaren Planetensystemen um inaktive sonnenähnliche Sterne legt nahe, diese Methode auch zur Detektion von Planeten um junge Sterne anzuwenden. Jedoch werden durch den Einfluß stellarer Aktivitäteffekte auf die stellaren Absorptionslinien scheinbare RV Variationen erzeugt, welche erhebliche Amplituden erreichen können. Es wurde in dieser Arbeit mittels Simulationen die Auswirkungen von Sternflecken auf die RV Messung untersucht. Die durchgeführten Simulationen haben gezeigt, daß eine Korrektur der RVs, unter Verwendung einer Momentenentwicklung der Absorptionslinienprofile, prinzipiell möglich ist. Es wurde festgestellt, daß das Produkt aus Skewness und Standardabweichung der Absorptionslinienprofile eindeutig mit der RVs korreliert ist.

Im weiteren wurden Beobachtungen im Hinblick auf die Entwicklung eines empirischen Korrekturverfahrens der RVs für Aktivitätseffekte durchgeführt. Dies erforderte es, möglichst zeitgleich RVs und hochaufgelöste Spektren zu gewinnen. Ausserdem mußten die Daten möglichst vollständig eine Rotationsperiode abdecken. Im Rahmen dieser Untersuchung wurden Daten der aktiven Sterne ξ Bootis A, HD 166435 und ι Horologii in mehr als neun fast konsekutiven Nächten gewonnen.

Aus diesen Daten wurden die RVs dieser Sterne bestimmt und das Verhalten der einzelnen Absorptionslinien untersucht. Es konnten für ξ Bootis A und HD 166435 Korrelationen der RVs mit den Asymmetrievariationen einzelner Absorptionslinien gefunden werden. Dies ermöglichte eine Korrektur der RVs in beiden Fällen von etwa 30%. Im Falle von ι Horologii konnten im Beobachtungszeitraum keine signifikanten RV Variationen beobachtet werden. Es konnten auch keine signifikanten Variationen der Linienprofile gefunden werden.

Es wurde ein neuer Ansatz zur Konstruktion eines mittleren Profils vorgestellt und am Beispiel der Beobachtungen von HD 166435 demonstriert, daß dieses Vorgehen eine RV Korrektur von 50% ermöglicht. Dieses mittlere Profil wird unter Verwendung aller im Spektrum befindlichen Linien unter Anwendung einer Multiparameteroptimierung konstruiert. Es verfügt über ein deutlich höheres Signal-zu-Rausch Verhältnis als die einzelnen Linien im Spektrum. Als problematisch hat sich hierbei die Konstruktion eines geeigneten Modellspektrums gezeigt. Dies ist in Zukunft die wichtigste Verbesserung, die anzubringen sein wird.

Diese Ergebnisse zeigen, daß präzise Radialgeschwindigkeiten auch bei Sternen mit hoher Aktivität und damit auch mit geringem Alter möglich sind. Welches minimale Alter für Sterne, auch unter Verwendung der hier vorgestellten Korrektur, letztlich für die Suche nach planetaren Begleitern, mittels RVs, in Frage kommt, kann nicht sicher abgeschätzt werden. Nimmt man HD 166435 mit einem Alter von etwa 200 10^6 Jahren als Beispiel, so konnte in diesem Fall die RV Streuung in den Bereich des Meßfehlers gesenkt werden. Da die schnelle Rotation bei jungen Sternen jedoch zunimmt, wird auch die Meßpräzision weiter abnehmen. Dennoch erscheint es mit diesen Ergebnissen realistisch zu erwarten, daß Sterne mit Altern von bis zu einigen 10^7 mittels RVs Messungen auf planetare Begleiter hin untersucht werden können. Somit sind zukünftig auch RVs Überwachungen von, zum Beispiel, T Tauri Sternen denkbar. Die Spektren dieser Sterne müssen jedoch auf die prinzipielle Durchführbarkeit der RVs Messung im Vorfeld untersucht werden (zum Beispiel müssen photosphärische Linien vorhanden und das $v \sin i$ gering sein).

Auch die Anwendung der vorgestellten Verfahren auf zur Zeit laufende RVs Durchmusterungen ist denkbar. Das Alter der jüngsten bislang gefundenen extrasolaren Planetensysteme ι Horologii, GJ 3021 und ϵ Eridani liegen im Bereich zwischen $300 \cdot 10^6$ und $1 \cdot 10^9$

Jahren. Bei diesen Objekten waren Beobachtungszeiträume von mehreren Umlaufperioden – also bis zu mehreren Jahren – notwendig, um das Signal des Planeten zu identifizieren. Die hier vorgestellte Korrektur könnte diesen Zeitraum stark verkürzen, da ein nicht durch Aktivität verursachtes RV Signal, aufgrund fehlender Linienasymmetrievariationen früher erkannt werden könnte.

Eine zukünftige Applikation der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und angewendeten Linienprofilanalysen, könnte in der Untersuchung von photosphärischen Strukturen von sonnenähnlichen, langsam rotierenden Sternen liegen. Bei langsam rotierenden Sternen kann die Doppler Imaging Technik nicht angewendet werden. Da einzelne Linien mittels der Momentenentwicklung, bei hinreichendem Signal-zu-Rausch Verhältnis, präzise auf ihr Asymmetrieverhalten untersucht werden können, könnten Studien einzelner Linien Aufschluß über, zum Beispiel, Flecken– und Granulationsstrukturen liefern. Die Untersuchung magnetisch sensitiver Linien könnte zur Analyse von Magnetfeldern dienen.

Um Planeten noch früher in ihrer Entwicklung, oder gar Entstehung, zu detektieren, wurde die Möglichkeit von Maseremission aus der Umgebung solcher Protoplaneten diskutiert. In der Protoplanetaren Scheibe sind Regionen denkbar, in denen die Bedingungen zur Anregung von Maserstrahlung vorliegen. Solche Regionen werden wahrscheinlich mit einem Planeten asoziiert sein. Das Auftreten derartige Maser würde sich in periodisch auftretenden und in der Geschwindigkeit variierenden Emissionlinien äussern. Neue Simulationsrechnungen sind abzuwarten, welche auf diesen Effekt hin untersucht werden können. Dennoch erscheint nach der durchgeführten Untersuchung die Suche nach derartiger Maseremission lohnend.

Die bisher gefundenen extrasolaren Planetensysteme ermöglichen die Untersuchung planetarer Systeme mittels direkter Beobachtung. In dieser Arbeit wurde die nähere Umgebung der Planetensysteme ι Horologii und GJ 3021 untersucht. Im Falle des jungen, Alter–Null–Hauptreihen Sterns ι Horologii konnte aus den gewonnen Daten im Nahinfraroten nicht auf das Vorhandensein einer Staubscheibe oder eines weiteren Begleiters geschlossen werden. Linien Beobachtungen im Übergang des CO(2-1) zeigen eine schwache Emission, die jedoch der Bestätigung durch weitere Beobachtungen bedarf. In den Übergängen des HCO^+(1-0) und CO(1-0) wurden keine Hinweise auf Emission dieser Moleküle gefunden.

Die durchgeführten Beobachtungen im Nahinfraroten von Gliese 86 führten zur Detektion eines nahen ($d = 1\farcs7$), sehr schwachen ($J = 14.7$) Begleiters. Aus den Farben dieses Begleiters wurde geschlossen, daß es sich hierbei um einen Braunen Zwerg handelt. Doch scheint auch die Möglichkeit zu bestehen, daß dieses Objekt ein Weißer Zwerg ist. Spektroskopische Beobachtungen werden hier in naher Zukunft für Klarheit sorgen. Diese Detektion zeigt, daß extrasolare Planetensysteme gänzlich verschieden zum Sonnensystem vorliegen können.

Die vorliegende Arbeit kann als Grundlage für die zukünftige Suche nach jungen Planetensystemen dienen. Zum einen eröffnet die Korrektur der RVs für Aktivitätserscheinungen die Möglichkeit Planeten um aktive und damit auch um junge Sterne zu suchen. Zum anderen wird die Wechselwirkung zwischen dem Planet und seiner Umgebung, zum Beispiel einer Scheibe, gerade in der Frühphase der Entwicklung von großem Interesse für das Verständnis der hier ablaufenden Prozesse sein. Es wird daher auch notwendig sein, die nähere Umgebung solch junger Sterne zu untersuchen. Zwar konnten im Falle von ι Horologii keine Hinweise auf die Existenz einer Staubscheibe gefunden werden, jedoch könnte die mögliche CO Emission auf die Reste der früheren Akkretionsscheibe hindeuten.

Die Detektion eines in der Entstehung begriffenen Planeten, wäre das Ziel solcher Bemühungen.

A Bemerkungen zur Datenreduktion

Es sollen hier nun die Schritte beschrieben werden, die bei der Reduktion der spektroskopischen Daten des ESO-CES durchgeführt wurden. Auch wird der Einfluß der einzelnen Reduktionsschritte auf die Präzision, der aus diesen Daten ermittelten Radialgeschwindigkeiten untersucht werden. Im Verlauf der Datenreduktion wird aus dem zweidimensionalen Bild, welches der Spektrograph auf einer registrierenden Apperatur erzeugt, ein eindimensionales Bild erzeugt, dessen Information die Intensität und die Wellenlänge ist.

A.1 Die Daten des ESO-CES mit Long-Camera (LC)

Zunächst wird das Verfahren vorgestellt, welches zur Reduktion der Daten verwendet wurde, die am ESO-CES in der Konfiguration mit der Long-Camera (LC) in der Zeit zwischen November 1992 und September 1997 aufgenommen wurden.

Die Reduktion von spektroskopischen Daten, die mit einem CCD aufgenommen werden, besteht im allgemeinen aus den folgenden Schritten:

1. Subtration des Dunkelstroms.
2. Subtraktion möglichen Streulichts.
3. Elimination der Pixel zu Pixel Variationen.
4. Entfernen von kosmischen Teilchentreffern.
5. Extraktion eines eindimensionalen Bildes.
6. Bestimmung und Anwendung der Dispersion.
7. Kontinuumssubtraktion und Normalisierung.

Um die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit unter Verwendung der Datenmodellierung durchzuführen ist weiterhin die Bestimmung des Fehlers eines jeden Pixels notwendig.

Wie wirken sich nun die Reduktionsschritte (1–7) auf die gemessene Radialgeschwindigkeit aus? Jede Veränderung der Daten kann und wird auf die gewonnene Radialgeschwindigkeit Einfluß nehmen. In der Konfiguration des ESO-CES vor 1998 entsprach ein Pixel auf dem CCD einem Geschwindigkeitsintervall von $\sim 1.3\ km/s$. Bei einer angestrebten Präzision von $\sim 10\ m/s$, was einem 100-fach feinerem Raster entspricht, wird klar, daß jeder Reduktionsschritt auf seinen Einfluß im Ergebnis hin überprüft werden muß. Die Messung von differentiellen Radialgeschwindigkeiten beruht ja im wesentlichen auf dem Vergleich von Spektren die zu verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen wurden. Es müssen daher die instrumentellen Effekte soweit wie möglich beseitigt werden. Jedoch sollen die Daten nur soweit als nötig aufbereitet werden. Für die Gewinnung von präzisen Radialgeschwindigkeiten können, wie im Folgenden diskuiert wird, einige Schritte der sonst üblichen Datenreduktion weggelassen werden.

A.1.1 Dunkelstrom und Streulicht

Die Schritte 1 und 2 stellen lediglich eine Subtraktion eines Wertes von dem gesamten Spektrum dar und werden keine Verschiebung des Spektrums erzeugen. Jedoch werden so die Linientiefen wiederhergestellt, die durch den Dunkelstrom und eventuelles Streulicht verändert wurden.

A.1.2 Flatfielding

Das sogenannte Flatfielding (Schritt 3) ist bei CCD Daten ein sehr wichtiger Schritt. Da sich das Ansprechverhalten der Pixel einer CCD innerhalb von Tagen verändert und dies in einer nicht vorhersagbaren Art und Weise geschieht, ist im Spektrum ein zusätzliches Rauschen vorhanden, welches von diesen Pixel–zu–Pixel Variationen herrührt. Um diese Variationen zu beseitigen, wird am Anfang und am Ende jeder Beobachtungsnacht ein sogenanntes "Flatfield" aufgenommen. Es handelt sich dabei um eine Aufnahme, bei der das Teleskop auf eine spektral homogen reflektierende Fläche gerichtet wird, die von einer ebenfalls spektral flachen Lichtquelle beschienen wird. In dieser Konfiguration werden dann Spektren aufgenommen und zu einer Aufnahme mit hohem Signal–zu–Rausch Verhältnis kombiniert. Das so gewonnene Spektrum ist relativ flach und enthält lediglich noch die Pixel–zu–Pixel Variationen des CCD. Die Division der Sternspektren durch dieses "Flatfield" entfernt also diese Variation und erhöht so das Signal–zu–Rausch Verhältnis des Sternspektrums. Dieser Schritt hat zwar, wie noch gezeigt werden wird, erheblichen Einfluß auf den Kontinuumsverlauf, ist aber unabdingbar, da es keine andere Möglichkeit gibt die Pixel–zu–Pixel Variationen zu beseitigen.

A.1.3 Kosmische Teilchen Treffer

Treffen Teilchen der Kosmischen Strahlung den CCD, so wird kinetische Energie des Teilchens an den CCD übertragen (Bethe–Bloch–Formel). Ein solcher Treffer wird auf lediglich ein Pixel lokalisiert bleiben (in manchen Fällen werden auch noch einige wenige Nachbarpixel beeinflußt). Pixel mit kosmischen Treffern (Cosmics) zeichnen sich relativ zu ihrer Umgebung durch sehr hohe Flußwerte aus. Die Identifikation der Pixel, die von kosmischen Teilchen getroffen wurden, ist im Falle von spektroskopischen Daten in automatischer Weise nicht durchzuführen, ohne das Spektrum zu verändern. Da, wie bereits angedeutet, diese Erscheinungen auf sehr wenige Pixel beschränkt bleiben (bei den hier vorliegendenen Spektren handelt es sich um Daten heller Sterne die nicht länger als 15 Minuten belichtet wurden, daher finden sich im eindimensional extrahierten Spektrum mit 2048 Pixeln weniger als etwa 5% der Pixel mit kosmischen Treffern) und das Ergebnis der Radialgeschwindigkeitsmessung mittels Datenmodellierung von solchen "Cosmics" nicht beeinflusst wird (M. Endl, private Mitteilung), wurde auf das Entfernen von kosmischen Teilchen getroffener Pixel verzichtet.

A.1.4 Eindimensionale Extraktion

Die Extraktion zum eindimensional Bild ist unkritisch. Das Sternspektrum wird auf dem CCD mit einer Breite in räumlicher Richtung (senkrecht zur Dispersion) abgebildet. Diese "räumliche Breite" des Spektrums betrug im Falle des ESO-CES mit LC für Sterne etwa 5–10 Pixel (Flatfield, Mond und B-Sterne leuchten den Eintrittsspalt besser aus und erzeugen so ein zum Teil erheblich breiteres räumliches Profil; sie wurden jedoch mit der gleichen Breite wie die Sterne extrahiert, da auch so gewährleistet wird, daß das aus dem Iodspektrum rekonstruierte instrumentelle Profil dem der Sternspektren entspricht). Da keine Verschiebung der stellaren Linienpositionen über die räumliche Breite des CCD vorhanden war, ist kein Einfluß auf die Radialgeschwindigkeit zu erwarten.

A.1.5 Dispersion

Die Dispersionslösung wurde aus Thorium–Argon (Th-Ar) Spektren gewonnen. Zu Beginn und am Ende jeder Beobachtungsnacht wurden mehrere ThAr Spektren aufgenommen. An diese Spektren wurden nach der eindimensionalen Extraktion, um erfahrungsgemäß die höchste RV-Präzision zu erhalten, Dispersionspolynome zweiter und sechster Ordung angepasst und die Koeffizienten der verschiedenen Spektren gemittelt. Im Gegensatz zu der sonst üblichen weiteren Reduktion, wurde auf das sogenannte *Rebinning* verzichtet. Hierbei wird das Spektrum in äquidistanten Schritten in Wellenlänge interpoliert. Dieser Schritt, vor allem die damit verbundene Interpolation, würden eine erhebliche Manipulation der Daten bedeuten.

A.1.6 Kontinuumsnormalisierung

Dieser Schritt stellt den vielleicht kritischsten dar. In der Konfiguration von 1992 bis 1998 war der CES mit dem 1.4m Coudé-Auxiliary-Telescope (CAT) verbunden. Das Licht vom CAT wurde über den Nasmyth Fokus durch ein Rohr in das Teleskopgebäude des 3.6m Teleskops geleitet, in dem sich der CES befindet. Das Spektrum zeigt in Dispersionrichtung einen stark "geknickten" Kontinuumsverlauf. Dieser Effekt war zwar seit langem bekannt (Kürster 1991), jedoch ist die Ursache der Vignettierung nicht geklärt worden und es ist – selbst wenn der Effekt nicht in allen Daten deutlich zum Vorschein tritt – anzunehmen, daß Vignettierung während der gesamten Beobachtungszeit vorhanden war. Bei der Standardreduktion von spektroskopischen Daten werden derartige Effekte durch die Kontinuumsnormalisierung korrigiert. Hierzu werden Kontinuumspunkte "per Auge" markiert und durch diese dann eine Funktion angepasst. Diese angepaßte Funktion (im allgemeinen Polynome oder Spline-Funktionen) wird dann als Kontinuum verwendet und durch sie dividiert. Dieses Verfahren ist bei stellaren Spektren erfolgreich, betrachtet man jedoch ein Spektrum welches durch die Iodzelle aufgenommen wurde, so sieht man, daß zum einen die Iodlinien selbst extrem dicht sind und praktisch keine Kontinuumspunkte erkennbar sind. Kommen noch die stellaren Absorptionslinien hinzu, so ist die Definition von echten Kontiuumspunkten ausgeschlossen. Dies bedeutet aber, wenn man versucht die Kontinuumsnormalisierung der hier verwendeten Daten durchzuführen, man auf jeden Fall einen größeren Fehler macht. Eine Quantifizierung derartiger Effekte ist jedoch schwierig. Um den Einfluß der Kontinuumsnormalisierung auf die Radialgeschwindigkeitsmessung zu untersuchen, wurde ein reduziertes Spektrum von GJ 570 A mit verschiedenen Kontinua (Abb.A.1a) multipliziert und aus diesen Spektren die Radialgeschwindigkeit mit zwei unterschiedlichen Programmen bestimmt.

Die Ergebnisse dieser Versuche sind in den Abbildungen A.1a und b dargestellt. Man erkennt, daß das Verfahren, welches die IP-Rekonstruktion verwendet (AUSTRAL) von Kontinuumsverläufen nahezu unabhängig ist. Dies liegt an der Multiparameteroptimierung, die auf kurzen spektralen Abschnitten arbeitet. Im Falle der LC Konfiguration werden die besten Ergebnisse mit spektralen Abschnitten von 100–150 Pixeln erzielt (Endl et al. (2000)). Einer der zu optimierenden Parameter, ist die lineare Steigung innerhalb des zu modellierenden spektralen Abschnitts.

Zum Vergleich sei noch die früher verwendete Methode zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten mittels Iodzelle erwähnt. Dabei wird nicht das IP rekonstruiert, sondern ein beobachtetes Sternspektrum ohne Iod und ein reines Iodspektrum als Modell verwendet. Die Radialgeschwindigkeit wird hierbei bestimmt, indem diese Spektren gegeneinander verschoben werden, bis diese Rekonstruktion eines Stern+Iod Spektrums verglichen mit dem beobachteten Stern+Iod ein Optimum erreicht. Die hierzu verwendete Software (RADIAL) wurde am McDonald Observatorium in Texas entwickelt und freundlicherweise von A. Hatzes zur Verfügung gestellt. Die Resultate der Radialgeschwindigkeitsmessung sind in Abbildung A.1b gezeigt. Es ergibt sich, daß Kontinuumsdifferenzen mit einer Amplitude von 10% zu Geschwindigkeitsabweichungen von ~ 7 ms^{-1} führen (Abbildung A.1b).

Anders gesagt bedeutet dies, daß eine fehlerhafte Kontinuumsbestimmung mit einer Amplitude von 10% des wahren Kontinuumflusses, einen Fehler in der Radialgeschwindigkeit von bis zu 7 m/s hervorrufen kann.

Diese Ergebnisse haben zu dem Entschluss geführt, auf die Daten der ESO–CES–LC Durchmusterung keine Kontinuumsnormalisierung anzuwenden, sondern die Daten so un-

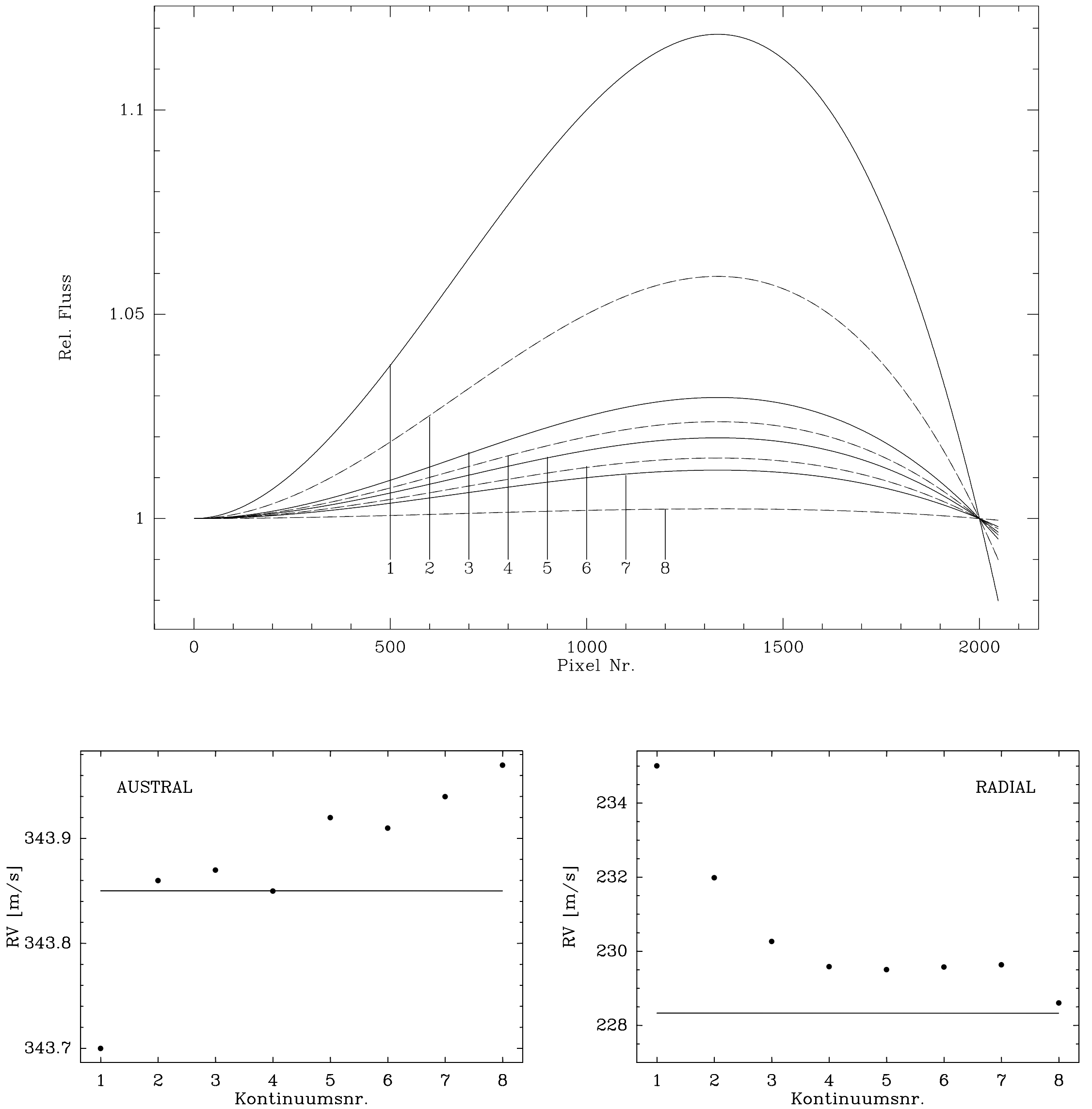


Abbildung A.1
Zum Einfluß des Kontinuums auf die Radialgeschwindigkeit.
A.1 a (*oben*)
Acht verschiedene angenommene Kontinua. Es wurde ein durch die Iodzelle hindurch aufgenommenes stellares Spektrum mit diesen Funktionen multipliziert und die Radialgeschwindigkeit dieses Spektrums dann bestimmt.
A.1 b (*links*)
Ergebnisse ermittelt mit dem Programm AUSTRAL, welches das IP modelliert. Das Ergebnis hängt kaum mit der Kontinuumsform und Amplitude zusammen. Die x Achse deutet die entsprechende Kontinuumsform an, die in Abb.A.1a definiert sind. Die durchgezogene Linie zeigt die Radialgeschwindigkeit, die aus dem unveränderten Spektrum ermittelt wurde.
A.1 c (*rechts*)
Ergebnisse von RADIAL auf Daten, die ebenfalls mit den Kontinua 1–8 verändert wurden. Das Ergebnis hängt entscheidend von dem gewählten Kontinuum ab und nähert sich dem Wert des unveränderten Spektrums asymptotisch an.

behandelt wie möglich zu belassen. Effekte wie Kontinua oder Streulicht (welches nicht durch die Streulichtsubtraktion erfasst wird) werden von zu optimierenden Parametern behandelt und somit erst in der eigentlichen Radialgeschwindigkeitsanalyse korrigiert (siehe

```
! Ident:   IOT_HOR
! Telescope:   ESO-CES
! ObsDate (d m y):   24   2  2000
! ObsTime (UT/h) :    0.61771E+00
! ExpTime (s)    :   0.4800E+03
! geo JD , bary JD , Barycorr(m/s):
!  0.245159852573802E+07  0.245159852340816E+07  -.841022545509213E+04
!  0.245159852851584E+07  0.245159852618590E+07  -.841243845294983E+04
!  0.245159853129365E+07  0.245159852896364E+07  -.841458900254807E+04
! Dispersion Coeff (2nd order):
!  0.537699707031250E+04  0.896122958511110E-02  -.464711256142890E-07
! Dispersion Coeff (6th order):
!  0.537699804687500E+04  0.895581953227520E-02  -.416757615084860E-07
!  -.140220821065460E-11  -.948658702951340E-17  0.767606289355130E-19
!  -.108766721662240E-22
! S/N Values: Mean, Median, Min, Max
!  0.4094E+03  0.4168E+03  0.2351E+03  0.8440E+03
! Weather :  1
! QualFlag:  0
! Comment:
! PX#   WAVELENGTH          FLUX           ERROR         MASK
   1  0.537700603E+04  0.712494000E+06  0.844217000E+03   0
   2  0.537701499E+04  0.174092000E+06  0.417493000E+03   0
   3  0.537702395E+04  0.173086000E+06  0.416286000E+03   0
```

Abbildung A.2
Beispiel einer reduzierten Datei. Es handelt sich hierbei um ein Spektrum von ι Hor aufgenommen am 24.02.2000. Es sind lediglich die ersten drei Pixel dargestellt. Näheres siehe Text.

auch Endl et al. (2000)).

A.1.7 Fehlervektor

Ein weiteres Element der Datenreduktion ist die Ermittlung des Fehlers jeden Pixels. Dieser ergibt sich aus dem Ausleserauschen σ_{RON}, dem Photonenfehler des Flatfields σ_{FF} und des Darks σ_{Dark} und der Photonenstatistik σ_{Phot}. Diese Fehler addieren sich quadratisch zum Gesamtfehler σ_{total}:

$$\sigma_{total} = \sqrt{\sigma_{FF}^2 + \sigma_{RON}^2 + \sigma_{Dark}^2 + \sigma_{Phot}^2} \ .$$

A.2 Praktische Umsetzung und Ergebnisse der Reduktion

Da im Verlauf der ESO-CES-Radialgeschwindigkeitsdurchmusterung seit 1992 mehr als 2000 Einzelspektren aufgenommen wurden, war klar daß eine zügige Verarbeitung dieser Datenmenge nur durch eine weitgehende Automatisierung der Reduktion erfolgen konnte. Ein umfangreiches MIDAS Programm, welches alle oben aufgeführten Reduktionsschritte beinhaltet, wurde von M. Kürster geschrieben. Diverse Erweiterungen bezüglich der Automatisierung der Datenhandhabung (wie automatische Objekterkennung und Unterscheidung von Kalibrations- und Sternaufnahmen) wurden im Rahmen dieser Arbeit in das Reduktionsprogramm implementiert. Da die von M. Endl entwickelte Software auf ASCII Dateien arbeitet, wurden alle reduzierten Spektren sowohl im astronomischen Standardformat (FITS), als auch im ASCII Format erzeugt. Diese ASCII Dateien bestehen sämtlich aus einem Kopfteil, in welchem der Name des beobachteten Objekts, das verwendete Instrument, die Beobachtungzeit, das Datum und die Belichtungszeit vermerkt

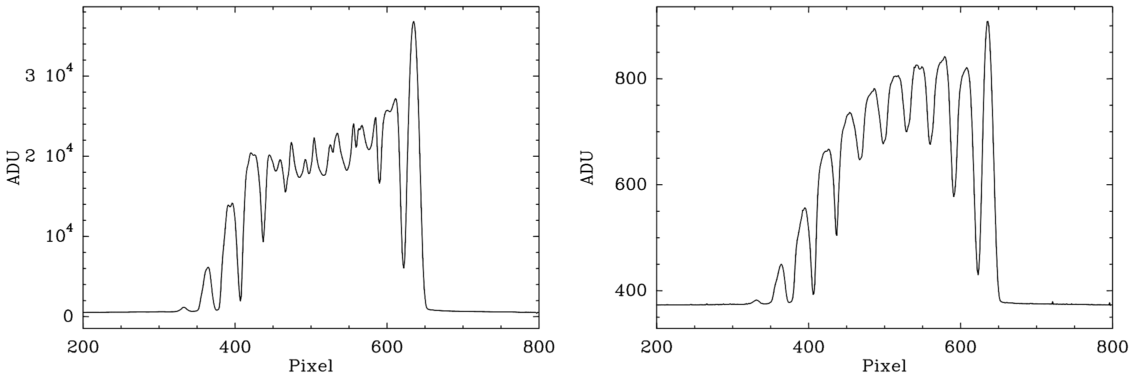


Abbildung A.3
Vergleich der räumlichen Profile eines Sternspektrums und eines Flatfields.
A.3 a (*links*) Mittleres räumliches Profil einer Flatfield Aufnahme. Man beachte die Einsenkungen in den Maxima der einzelnen Slices. Diese werden vermutlich durch die, nicht auf den Lichtleitereingang fokussierten, Lichtstrahlen der Flatfieldlampe verursacht.
A.3 b (*rechts*) Mittleres räumliches Profil einer Sternaufnahme. In diesem Fall sind die Slices glatt und keine Einsenkungen sind zu erkennen.

sind. Weiterhin sind das geozentrische Julianische Datum, das baryzentrisch korrigierte Julianische Datum und die baryzentrische Geschwindigkeitskorrektur jeweils zu Beginn, in der Mitte und am Ende der Belichtung angegeben. Diese baryzentrische Korrektur wurde unter Verwendung der DE200 Datei (Standish 1990) und unter Berücksichtigung der Eigenbewegung des beobachteten Sterns, nach HIPPARCOS Daten, berechnet.

Die Dispersionskoeffizienten zweiter und sechster Ordung sind ebenfalls hier zu finden. Als Information der Qualität eines jeden Spektrums befinden sich im Kopfteil noch die Angaben zum Signal-zu-Rausch Verhältnis, als auch ein Vermerk über die Wetterbedingungen, (0=Gut – 1=Wolken) welche aus dem Logbuch entnommen wurden, und noch eine Qualitätsnote: 0=Gut – 1=Warnung – 2=Unbrauchbar. Jedes Spektrum wurde am Ende der Reduktion einer optischen Inspektion unterzogen. Zeigt ein Spektrum Anzeichen von schlechter Qualität (z.B. starke *Cosmics*) oder sind im Logbuch eventuelle instrumentelle Veränderung vermerkt, wurde diese Qualitätsnote entsprechend gesetzt. Eine Kommentarzeile ermöglicht es, zu jedem Spektrum noch weitere Angaben zu machen.

Der Rest der Datei enthält das Spektrum. Die Pixelnummer, die aus der Dispersionslösung zweiter Ordung entsprechende Wellenlänge in Å und den mittles Photonenstatistik berechneten Fehler des Pixels. Der `MASK` Vermerk ist immer auf Null gesetzt und soll bei möglichen späteren Veränderungen der Werte einzelner Pixel auf Eins gesetzt werden.

Ein Beispiel einer solchen ASCII Datei ist in Abbildung A.2 wiedergegeben.

A.3 Der ESO–CES mit der Very–Long–Camera (VLC)

Seit Oktober 1997 ist der CES mit der Very–Long–Camera ausgestattet, die eine 2.6 fach höhere Dispersion des Spektrums auf dem CCD Chip erzeugt und damit eine Auflösung von bis zu $R \approx 235.000$ erlaubt. Zudem ist der CES seit Oktober 1998 mittels Lichtleiterkabel mit dem Cassegrain–Fokus des 3.6m Teleskops verbunden. An die Stelle des Spalts sind nun sogenannte *Image-Slicer* getreten. Es handelt sich dabei um Prismenähnliche optische Komponenten, die das Sternscheibchen in übereinanderliegende Steifen zerlegen (Abbildung A.4). Die Breite dieser Streifen entspräche so der Breite eines Spaltes. Da jedoch auf diese Weise das gesamte Sternlicht in den Spektrographen gelangt und nicht wie beim engen Spalt ein Großteil des Lichts verloren geht, ist die Effizienz dieser Konfiguration - bei gleichem Auflösungsvermögen - wesentlich höher.

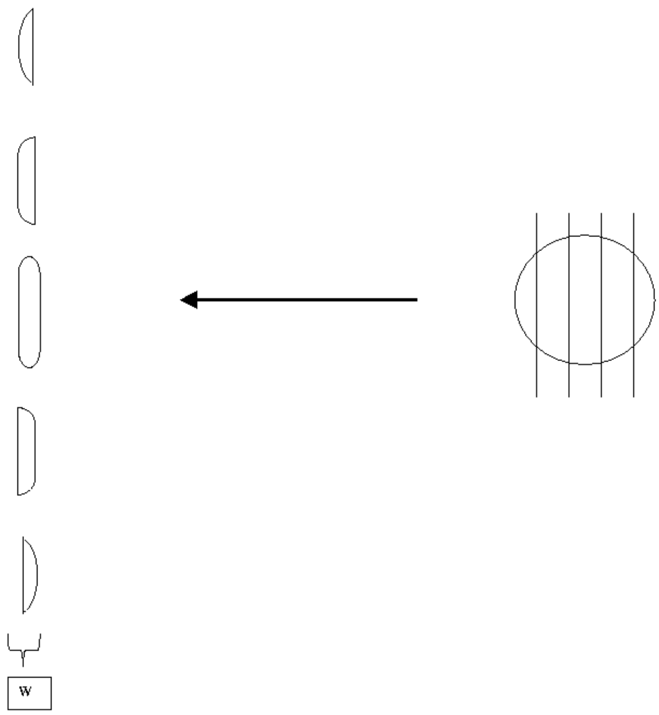


Abbildung A.4
Prinzip eines *Image-Slicers*. Das auf den Slicer fallende Sternscheibchen wird in Streifen (slices) zerlegt und übereinander projeziert. Das austretende Licht hat die Breite W, die damit die Breite des Eintrittsspalts des Spektrographen darstellt. Der Vorteil gegenüber dem Spalt ist, daß das gesamte Licht des Sterns in den Spektrographen gelangt.

Auf dem CCD wird ist nun die Abbildung des Spektrums in räumlicher Richtung stark strukturiert. Jeder der Streifen (Slice), in den das Sternscheibchen zerlegt wurde erzeugt ein eigenes Spektrum. Damit wird das Spektrum im Falle des hochauflösenden Slicers des CES ($R \approx 235.000$) auf über 350 Pixel verteilt (Abbildung A.3).

Dieses neue Abbildungsformat machte es erforderlich, eine neue Reduktionsroutine für Daten die mit Image-Slicer aufgenommen wurden zu entwickeln.

Auch ist seit November 1999 ein neuer CCD mit 4096 Pixel in Dispersionsrichtung installiert, der über eine zum Teil höhere Quanteneffizienz verfügt.

Es muß bemerkt werden, daß bei allen in dieser Arbeit präsentierten Daten, die mit dem ESO-CES und VLC gewonnen wurden, kein Flatfielding durchgeführt wurde! Dies liegt an den unterschiedlichen räumlichen Profilen von Flatfield und Sternspektren (siehe Abbildung A.3). In der jetzigen Konfiguration können keine Dom–Flatfields mehr aufgenommen werden, da die Intensität der dafür verwendeten Lampen zu gering ist und so nicht genügend Fluß auf den CCD gelangt. Es wird daher das Licht einer hellen Faltfieldlampe in den Eingang des Lichtleiters am Teleskop eingespiegelt. Jedoch ist dieses Licht nicht auf den Lichtleitereingang fokussiert. Der Lichtleiter erhält das Öffnungsverhältnis des in ihn eingespeisten Lichts. So gelangt in den CES nicht-fokussiertes Licht, während der CES auf Lichtstrahlen mit f/8 (dies entspricht dem Öffnungsverhältnis des 3.6m Teleskops im Cassegrainfokus) ausgelegt ist. Die räumliche Struktur des Flatfields führt, wenn man dieses Faltfield auf ein Sternspektrum anwendet, zu einer zum Teil drastischen Reduzierung des Signal-zu-Rausch Verhältnisses.

Die gleiche Anordnung wird für die Wellenlängenkalibration verwendet, jedoch wird hier das Licht einer ThAr-Lampe auf den Lichtleitereingang gespiegelt. Der dabei auftretende Effekt ist nicht völlig verstanden, scheint aber in einer Verbreiterung der ThAr-Linien auf dem CCD zu resultieren. Dies würde die gemessene Variation des Auflösungsvermögens des CES erklären.

Literatur

Baraffe I., Chabrier G., Allard F., Hauschildt P.H., 1998, A&A, *337*, 403

Berthier J., Marchis F., Fienga A., Descamps P., 2001, “Astrometric calibration of the ADONIS / SHARPII+ / Nicmos 3 device in use at ESO 3.60m telescope”, zu finden unter: `http://www.bdl.fr/priam/adonis/`

Beuzit J.–L., Hubin N., Gendron E., Demailly L., Gigan P., Lacombe F., Chazallet F., Rabaud D., Rousset G., 1994, Proc. SPIE, *2201*, 955

Beuzit J.-L., Mouillet D., Lagrange A.-M., Paufique J., 1997, A&AS, *125*, 175

Beuzit J.-L., Mouillet D., Le Mignant D., 1999, “ADONIS Coronograph User Manual”, *unveröffentlicht*

Bodermann B., 1998, “Untersuchung zur Realisierung eines durchstimmbaren, hochpräzisen Frequenzstandarts im NIR und zur Erweiterung des Spektralbereiches mit Hilfe des $^{127}I_2$–Moleküls”, Dissertation am Fachbereich Physik der Universität Hannover

Brandner W., Alcalá J.M., Frink S., Kunkel M., 1997, ESO Messenger, *89*, 37

Brown R.M., Kotak R., Horner S.D., Kenelly E.J., Korzennik S., Nisenson P., Noyes R.W., 1998, ApJSS, *117*, 563

Burrows C., Krist J.E., Stapelfeldt K.R., et al., 1995, Bull. Am. Astron. Soc., *187*,:32.5 (abstract)

Burrows A., Marley M., Hubbard W.B., et al., 1997, ApJ, *491*, 856

Butler R.P., Marcy G.W., Williams E., McCarthy C., Dosanjh P., Vogt S.S., 1996, PASP *108*, 500

Collier Cameron A., Horne K., Penny A., James D., 1999, Nature, *402*, 751

Chabrier G., Baraffe I., Allard F., Hauschildt, 2000, ApJ, *542*, 464

Charbonneau D., Saurabh Jha, Noyes R.W., 1998, ApJ, *507*, L153

Charbonneau D., Brown T.M., Latham D.W., Mayor M., 2000, ApJ, *529*, L45

Colavita M.M., 1999, in ‘Planets Outside the Solar System: Theory and Observations’, NATO Science Series, Vol. 532, J.-M. Mariotti & D. Alloin (Hrsg.), pp. 177

Connes P., 1985, Ap&SS, *110*, 211

Cumming A., Marcy G.W., Butler R.P., 1999, ApJ, *526*, 890

Cuntz M., Saar S.H., Musielak Z.E., 2000, ApJ, *533*, L151

Dahn C.C., Guetter H.H., Harris H.C., et al., 2000, in ‘From Giant Planets to Cool Stars’, ASP Conf. Series, Vol. 212, C.A. Griffith and M.S. Marley (Hrsg.), pp. 74

Dent W.R.F., Greaves J.S., Mannings V., Coulson I.M., Walther D.M., 1995, MNRAS, *277*, L25

Donati J.-F., Semel M., Carter B.D., Rees D.E., Cameron A.C., 1997, MNRAS, *291*, 658

Elitzur M., 1992, “Astronomical Masers”, Kluwer Academic Publishers

Elitzur M., Hollenbach D.J., McKee C.F., 1989, ApJ, *346*, 983

Endl M., Kürster M., Els S., 2000, A&A, *362*, 585

Endl M., "Detection of Extrasolar Planets: The Coudé Echelle Spectrometer survey at the European Southern Observatory", Dissertation an der Universität Wien

Endl M., Kürster M., Els S., Hatzes A.P., Cochran W.D., 2001, A&A, *374*, 675

Evans D.S., 1967, "The revision of the general catalogue of radial velocities.", in IAU Symp. No.30

Fiebig D., 1997, A&A, *327*, 758

Finocchi F., 1996, "Chemische Reaktionen und Staubzerstörung in protoplanetaren Akkretionsscheiben", Dissertation der Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Francois P., Biot D., Spite F., Schneider J., 1999, A&A, *349*, 220

Fried D.L., 1966, JOSA, *56*, 10

Gerstenkorn S., Verges J., Chevillard J., "Atlas du spectre d'absorption de la molecule d'iode", 1978, Laboratoire Aimé Cotton, C.N.R.S. II, 91405 Orsay (France)

Goldman B., Delfosse X., Forveille T., et al., 1999, A&A, *351*, L5

Goldreich P. & Kwan J., 1974, ApJ, *191*, 93

Gray D.F., Baliunas S.L., Lockwood G.W., Skiff B.A., 1996, ApJ, *465*, 945

Gray D.F., 1997, Nature, *385*, 795

Gray D.F. & Hatzes A.P., 1997, ApJ, *490*, 412

Gray D.F., 1998, Nature, *391*, 153

Greaves J.S., Holland W.S., Moriarty-Schieven G., Jenness T., Dent, W.R.F. et al., 1998, ApJ, *506*, L133

Habing H.J., Dominik C., Jourdain de Muizon M., Laureijs R.J., Kessler M.F., et al., 2001, A&A, *365*, 545

Hatzes A.P. & Cochran W.D., 1992, in 'Workshop on High-Resolution Spectroscopy with the VLT', Ulrich M. (Hrsg.)

Hatzes A.P., 2000, in 'Precise Stellar Radial Velocities', ASP Conf. Series, Vol. 185, Hearnshaw J.B., Scarfe C.D. (Hrsg.), pp. 259

Hatzes A.P., Cochran W.D., McArthur B., Baliunas S.L., Walker G.A.H., Irwin A.W., Zang S., Kürster M., Endl M., Els S., Butler R.P., Marcy G.W., 2000, ApJ, *544*, L145

Hatzes A.P. & Cochran W.D., 2000, ApJ, *120*, 979

Heap S.R., Linder D.J., Lanz T.M., Cornett R., Hubeny I., Maran S.P., Woodgate, B., 2000, ApJ, *539*, 435

Henry G.W., Baliunas S.L., Donahue R.A., Fekel F.C., Soon W., 2000, ApJ, *531*, 415

Hünsch M., Schmitt J.H.M.M., Sterzik M.F., Voges W., 1999, A&ASS, *135*, 319

Jahreiß H., 2001, in: Astronomische Gesellschaft, Abstract Series No. 18, p. 190

Kant I., 1755, "Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels", Königsberg und Leipzig: Johann Friedrich Petersen

Kirkpatrick J.D., Allard F., Bida T., et al., 1999, ApJ, *519*, 834

Kirkpatrick J.D., Reid N., Liebert J., et al., 2000, AJ, *120*, 447

Kley W., 1999, in: 'Two decades of Numerical Astrophysics', bei `astro-ph/9909394`

Kürster M., 1991, "Eine neue Entfaltungsmethode für die Doppler–Kartographierung von Oberflächen kühler Sterne und ihre Anwendung auf AB Doradus" Dissertation der Ludwigs-Maximilians-Universität München

Kürster M., Hatzes A.P., Cochran W.D., Pulliam C.E., Dennerl K., Döbereiner S., 1994, The ESO Messenger,*76*, 51

Kürster M., Endl M., Els S., Hatzes A.P., Cochran W.D., Döbereiner S., Dennerl K., 2000, A&A, *353*, L33

Lagage P.–O., 1999, in: 'From Extrasolar Planets to Cosmology: The VLT Opening Symposium', Bergeron J. & Renzini A. (Hrsg.), pp. 528

Lagrange A.-M., Backman D.E., Artymowicz P., 2000, in 'Protostars and Planets IV', Mannings V., Boss A., Russell S. (Hrsg.), pp. 639

Laplace P.S., 1796, "Exposition du Système du Monde", Circle–Sociale, Paris

Leggett S.K., Allard F., Hauschildt P.H., 1998, ApJ, *509*, 836

Leggett S.K., Geballe T.R., Xiaohui F., et al., 2000, ApJ, *536*, L35

Lin D.N.C., Papaloizou J.C.B., Terquem C., Byrden G., Ida S., 2000, in 'Protostars and Planets IV', Mannings V., Boss A., Russell S. (Hrsg.), pp. 1111

Lubow S.H. & Artymowicz P., 2000, in 'Protostars and Planets IV', Mannings V., Boss A., Russell S. (Hrsg.), pp. 731

Marcy G.M., Cochran W.D., Mayor M., 2000, in 'Protostars and Planets IV', Mannings V., Boss A., Russell S. (Hrsg.), pp. 1285

Mayor M. & Queloz D., 1995, Nature, *378*, 355

Mayor M., Naef D., Pepe F., Queloz D., Santos N., Udry S., Burnet M., 2000, IAU Symp. 202, in: 'Planetary Systems in the Universe: Observation, Formation and Evolution', Penny A., Artymowicz P., Lagrange A.–M., Russel S. (Hrsg.), ASP Conf. Series (im Druck)

Mazeh T., Mayor M., Latham D.W., 1997, ApJ, *478*, 367

Naef D., Mayor M., Pepe F., Queloz D., Santos N.C., Udry S., Burnet M., 2001, A&A, *375*, 205

Nelson R.P., Papaloizou J.C.B., Masset F., Kley W., 2000, MNRAS, *318*, 18

Neuhäuser R., Brandner W., Eckart A., Guenther E., Alves J., Ott T., Hulamo N., Fernndez M., 2000, A&A, *354*, L9

Noyes R.W., Hartmann L.W., Baliunas S.L., Duncan D.K., Vaughan A.H., 1984, ApJ, *279*, 763

Pantin E., Waelkens C., Lagage P.O., 2000, A&A, *361*, L9

Plachinda S.I. & Tarasova T.N., 2000, ApJ, *533*, 1016

Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992, "Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing", Cambridge Univ. Press, 2nd Edition

Queloz D., Mayor M., Weber L., et al., 2000, A&A, 354, 99

Queloz D., Henry G.W., Sivan J.P., Baliunas J.L., Beuzit J.L. et al., 2001, A&A, *im Druck*

Rebolo R., Zapatero O., Maria R., et al., 1998, Science, *282*, 1309

Rocha-Pinto H.J & Maciel, W.J., 1998, MNRAS, *298*, 332

Rohfls K. & Wilson T.L., 1996, "Tools of Radio Astronomy", 2nd Edition, Springer Verlag

Rucinski S.M., 1980, Acta Astron., *30*, 323

Saar S.H. & Donahue R.A., 1997, ApJ, *485*, 319

Saar S.H., Butler R.P., Marcy G.W., 1998, ApJ, *498*, L153

Saar S.H. & Fischer D., 2000, ApJ, *534*, L105

Santos N.C., Mayor M., Naef D., Pepe F., Queloz D., Udry S., Blecha A., 2000, A&A, *361*, 265

Sargle J.D., 1982, ApJ, *263*, 835

Schneider J., 2000, in 'From Giant Planets to Cool Stars', ASP Conf. Series, Vol. 212, C.A. Griffith and M.S. Marley (Hrsg.), pp. 284

Schneider G., Becklin E.E., Smith B.A., Weinberger A.J., Silverstone M., Hines D.C., 2001, AJ, *121*, 525

Standish E.M., 1990, A&A, *233*, 252

Sterzik M.F., Marchis F., Kürster M., 1999, Poster präsentiert auf dem 'VLT Opening symposium' in Antofagasta, *unveröffentlicht*

Sterzik M.F., 2000, in 'The Origins of Stars and Planets: The VLT View', Alves & McCaughrean (Hrsg.), *im Druck*

Struve O., 1952, Observatory, *72*, 199

Tieftrunk A. & Rantakyrö F., 1998, "The NEW SEST Handbook" Ver.2.1, *unveröffentlicht*

Tinney C.G., Butler R.P., Marcy G.W., Jones H.R.A., Penny A.J., Vogt S.S., Apps K., Henry G.W., 2001, ApJ, 551, 507

Toner C.G. & Gray D.F., 1988, ApJ, *334*, 1008

Trilling D. & Brown R.H., 1998, Nature, *395*, 775

Trilling D.E., Benz W., Guillot T., Lunine J.I., Hubbard W.B., Burrows A., 1999, ApJ, *500*, 428

Trilling D., Brown R.H., Rivkin A.S., 2000, AJ, *529*, 499

Udry S., Mayor M., Queloz D., 2000, IAU Symp. 202, in: 'Planetary Systems in the Universe: Observation, Formation and Evolution', Penny A., Artymowicz P., Lagrange A.–M., Russel S. (Hrsg.), ASP Conf. Series (im Druck)

Valenti J.A., Butler R.P., Marcy G.W., 1995, PASP, *107*, 966

Vogt S.S. & Penrod G.D., 1983, PASP, *95*, 565

Wyatt M.C., 1999, "Signatures of Planets in the Observable Structure of Circumstellar Debris Disks", PhD Thesis, University of Florida

Walker G.A.H., Walker A.R., Irwin A.W., Larson A.M., Yang S.L.S, Richardson D.C., 1995, ICARUS, *116*, 359

Walter F.M., Alcalá J.M., Neuhäuser R., Sterzik M., Wolk S.J., 2000, in 'Protostars and Planets IV', Mannings V., Boss A., Russell S. (Hrsg.), pp. 273

Wuchterl G., 1999, in: 'From Extrasolar Planets to Cosmology: The VLT Opening Symposium', Bergeron J. & Renzini A. (Hrsg.), pp. 408

Yamashita T., Handa T., Omokada R., Kitamura Y., Kawazoe E., Hayashi S.S., Kaifu N., 1993, ApJ, *402*, L65

Zuckermann B., Forveille T., Kastner J., 1995, Nature, *373*, 494

Danksagung

Diese Arbeit verdankt ihre Fertigstellung der Unterstützung besonderer Menschen. Ihnen möchte ich an dieser Stelle meine Dankbarkeit ausdrücken.

Zuerst ist dies meine Mutter. Sie hat mir das Studium ermöglicht, mir immer die Unterstützung gegeben die notwendig war und nie einen Zweifel über die Richtigkeit meines Tuns aufkommen lassen. Meiner Großmutter und meiner Tante Ulla danke ich sehr herzlich für Rat und Hilfe.

Hiernach möchte ich Prof. Wolfgang J. Duschl für die Annahme als Doktorand, sein Interesse an meiner Arbeit und für viele Hinweise danken.

Herrn Prof. Immo Appenzeller sei für die Erstellung des Zweitgutachtens gedankt.

Besonders sei Dr. Martin Kürster gedankt. Er hat mich in seine Gruppe aufgenommen und mir so die faszinierende Welt der fremden Welten durch ein wundervolles Thema zugänglich gemacht. Sein Rat und Hilfe waren unerlässlich für diese Arbeit.

Prof. Dr. Artie Hatzes hat nicht nur die entscheidende Idee für diese Arbeit geliefert. Seiner Unterstützung ist auch die Fertigstellung der Arbeit zu danken. Many thanks for everything.

Michael Endl danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit und viele unvergessliche Abende in Chile und den USA.

Herzlicher Dank geht an Dr. Michael Sterzik, der mein Tun mit Interesse verfolgte, mich für seine Projekte begeisterte und mir immer wieder die Freude an der Astronomie zeigte.

Les Docteurs Franck Marchis et Eric Pantin je vousdrais remercier amicalement pour l'enthusiasme et la cooperation. Franck gab den ausschlaggebenden Kommentar.

Sie stellte Teile Ihrer Beobachtungszeit, Ihre ganze Wohnung und jede Menge Rat zur Verfügung: Dr. Nancy Ageorges. Merci beaucoup.

Dr. Gustavo Porto de Mello, did not only show me the Observatório do Valongo in Rio de Janeiro, his interest and comments were essential to continue – muito obrigado.

Dr. Dominik Bomanns sei für den entscheidenden Kontakt gedankt.

Many thanks to Dr. Steve Saar for discussions about spotted stars, activity and youth.

Special thanks to Dr. Fredrik Rantakyrö for the final "kick" to do something on the masers.

Quiero agradecer a todos del team del telescopio 3.60 en La Silla. Su trabajo fue necesario para obtener los datos que fueron presentado en este tesis. Ser un miembro en este team es un honor y un gusto.

Tambien a toda la gente de La Silla – gracias para mantener un lugar tan especial como La Silla.

I would like to thank Alain Guillot, who always guaranteed a perfect alainment of the CES.

There are some places on this planet which are worth to remember. And one place I will never forget is the legendary ESO student office in Santiago. I worked and had a lot of fun there for two years with very special (PhD–less) people: Catherine Delahodde, Emeric Le Floc'h, Tomohiko Sekiguchi and many others.

Many thanks to ESO staff in Santiago for their support and giving me a great experience.

Allen Mitarbeitern der Thüringer Landessternwarte in Tautenburg sei für die sehr freundliche Aufnahme, die angenehme Arbeitsatmosphäre und das Interesse an meiner Arbeit gedankt. Besonders seien Dr. Eike Günther, Dr. Klose, Dr. Jens Woitas, Sebastian Wolf, Myriam Rengel, Daniel Apai und Johannes Winkler genannt. Oberobservator Paul sorgte für den nötigen Ernst und die Nachtassistenten, Högner, Laux und Ludwig für Tee und den reibungslosen Ablauf beim Beobachten.

Den Mitarbeitern des ITA in Heidelberg sei für die konzentrierte Atmosphäre gedankt. Besonders danke ich hier Christof Keller. Ihm sind so manche Verbesserungen dieser Schrift und viele Kaffees zu danken. Herrn Michael Biermann danke ich für den Elan und sein Interesse.

Den Herren der Netzwerke sei hier für ihr Tun gedankt: Christian Saldias & Sandro Cisterna in Santiago, Marcus Pavez in La Silla, Joerg Schiller & Bernd Fuhrmann in Tautenburg und Rainer Kürschner & Michael Mayer in Heidelberg.

Iris danke ich für sehr viel Zeit, viele Tips und Korrekturen.

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danke ich der Europäischen Südsternwarte, welche mich im Rahmen des ESO Studentship zwei Jahre lang finanzierte.

Der Thüringer Landessternwarte danke ich, ganz besonders, für die finanzielle Unterstützung nach meiner Rückkehr aus Chile.

ESOs DGDF danke ich für einen zweimonatigen Aufenthalt in Chile.

Der Universität Heidelberg sei für die finanzielle Unterstützung gedankt.

Diese Arbeit wurde unter Verwendung von Beobachtungen, welche am La Silla Observatorium der Europäischen Südsternwarte in Chile gewonnen wurden, durchgeführt.

Teile dieser Beobachtungszeit wurde von DDTC freundlicherweise zur Verfügung gestellt.