

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Diplom-Physiker Rainer Köhler
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Mai 1997

**Doppelsternhäufigkeit
unter röntgenselektierten
T Tauri-Sternen**

Gutachter: Prof. Dr. Christoph Leinert
Prof. Dr. Joachim Krautter

Multiplicity of X-Ray-Selected T Tauri Stars

Abstract

We present the results of a multiplicity survey of X-ray-selected T Tauri stars in the nearby star-forming regions Taurus-Auriga and Scorpius-Centaurus. All of the stars were observed at K ($2.2 \mu\text{m}$) using 2-dimensional speckle interferometry and direct imaging.

Our observations of 74 stars in Taurus-Auriga were sensitive to all companions in the separation range $0.13''$ to $13''$ and up to a magnitude difference of 2.5^{mag} . We discovered 39 companion stars. Combined with the results of the preceding survey by Leinert et al. (1993), we find 48.3 ± 5.3 companions per 100 systems, about twice as much as among solar-type main-sequence stars in the corresponding range of orbital periods. We find no difference in the multiplicity of classical and weak-line T Tauri stars.

Our observations of 111 stars in Scorpius-Centaurus were sensitive to all companions in the separation range $0.13''$ to $3''$ and up to a magnitude difference of 2.0^{mag} . We discovered 34 companion stars, corresponding to (27.1 ± 5.0) companions per 100 systems. This is about a factor of 1.5 more than the binary star frequency of solar-type main-sequence stars.

We propose that the observed difference in multiplicity is caused by different environmental conditions in the two star-forming regions.

*Dem Kleinen gewidmet,
für treue Dienste bis zur letzten Sekunde.*

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
1.1 T Tauri-Sterne	1
1.2 Klassische und Weak-line T Tauri-Sterne	2
1.3 Doppelsternhäufigkeit unter T Tauri-Sternen	3
1.4 Ziel dieser Arbeit	4
2 Speckle-Interferometrie	7
2.1 Motivation	7
2.2 Der Einfluß der Atmosphäre	8
2.3 Beobachtungen	9
2.4 Vorreduktion	10
2.5 Shift and Add	12
2.6 Übergang in den Fourierraum	12
2.7 Rekonstruktion des Betrages	13
2.8 Rekonstruktion der Phase	14
2.8.1 Der Knox-Thompson-Algorithmus	14
2.8.2 Die Bispektrums-Methode	15
2.9 Rücktransformation der Bilder	17
2.10 Bestimmung der Doppelsternparameter	17
2.11 Bestimmung der Grenzhelligkeit unentdeckter Begleiter	18
2.12 Beispiel-Bilder	20
3 Taurus-Auriga	23
3.1 Die Objektliste	25
3.2 Beobachtungen	26
3.3 Ergebnisse	27
3.3.1 Doppel- und Mehrfachsterne	27
3.3.2 Unaufgelöste Sterne	29
3.3.3 Verwechslung mit Hintergrundsternen	30
3.3.4 Vollständigkeit	33
3.4 Zusammenfassung	34
4 Scorpius-Centaurus	35
4.1 Die Objektliste	37
4.2 Beobachtungen	39
4.3 Ergebnisse	40
4.3.1 Unzureichende Daten	40
4.3.2 Doppel- und Mehrfachsterne	41
4.3.3 Unaufgelöste Sterne	43
4.3.4 Verwechslung mit Hintergrundsternen	44
4.3.5 Vollständigkeit	47
4.4 Zusammenfassung	48
5 Diskussion	49
5.1 Auswahleffekte bei röntgenselektierten T Tauri-Sternen	49
5.1.1 Taurus-Auriga	51

5.1.2	Scorpius-Centaurus	52
5.2	Vergleich mit Hauptreihensternen	53
5.2.1	Duplizität von Sternen auf der Hauptreihe	53
5.2.2	Sterne in Taurus-Auriga	54
5.2.3	Sterne in Scorpius-Centaurus	55
5.3	Vergleich Upper Scorpius A mit Upper Scorpius B	56
5.4	Vergleich CTTS mit WTTS	59
5.5	Vergleich Taurus-Auriga mit Scorpius-Centaurus	59
5.6	Vergleich mit Beobachtungen im optischen Spektralbereich	60
5.7	Verteilung der Helligkeitsverhältnisse	61
5.8	Mögliche Erklärungen für die Überhäufigkeit junger Doppelsterne	63
5.9	Ausblick	64
A	Doppelsterne im Fourierraum	65
A.1	Visibility	65
A.2	Phase	67
A.3	Verschiebung des Schwerpunktes	68
A.4	Auflösungsvermögen	69
B	Umrechnung von projizierten Abständen in Umlaufzeiten	73
C	Vollständige Objektlisten	75
C.1	Objekte in Taurus-Auriga	75
C.2	Objekte in Scorpius-Centaurus	77
D	Maximale Helligkeiten unentdeckter Begleiter	81
D.1	Taurus-Auriga	81
D.2	Scorpius-Centaurus	86
D.2.1	Sterne aus Walter et al. (1994)	86
D.2.2	Sterne aus der Doktorarbeit von Michael Kunkel	88
	Literatur	97
	Index	100
	Danksagungen	101

Kapitel 1:

Einleitung

1.1 T Tauri-Sterne

T Tauri-Sterne (kurz TTS) sind eine Klasse von jungen, massearmen Vor-Hauptreihensternen. Das bedeutet, daß sie jünger als etwa 10^7 Jahre sind und Massen zwischen 0.2 und $3 M_{\odot}$ besitzen. Nach allem, was wir heute wissen, hat auch unsere Sonne diese Phase durchlaufen. Das Studium der T Tauri-Sterne wird nicht zuletzt dadurch motiviert, daß wir die Herkunft unseres eigenen Planetensystems besser verstehen wollen.

Definiert wurde diese Klasse von Joy (1945), der bemerkte, daß einige der Sterne in den Dunkelwolken von Taurus-Auriga und Orion gemeinsame auffällige Eigenschaften zeigen, insbesondere Variabilität und Emissionslinien in ihren Spektren. Er benannte diese neue Klasse nach ihrem hellsten Mitglied, dem Stern T Tauri, von dem man heute allerdings weiß, daß er alles andere als ein Musterbeispiel für einen T Tauri-Stern ist.

Ambartsumian (1947) erkannte als erster die physikalische Natur der T Tauri-Sterne. Er entdeckte, daß sie in Gruppen auftreten, für die er den Namen T-Assoziationen einführte, oft gemeinsam mit Gruppen von OB-Sternen. Er schlug daher vor, daß T Tauri-Sterne die Gegenstücke zu den massereichen OB-Sternen seien, also junge Sterne niedriger Masse. Diese Annahme wurde unterstützt durch spektroskopische Untersuchungen (Herbig 1962) und die Messung der Eigenbewegungen von T Tauri-Sternen im Taurus-Auriga Sternentstehungsgebiet (Herbig 1977), die mit der Eigenbewegung der benachbarten Molekülwolke übereinstimmen.

Eine umfassende Darstellung des derzeitigen Wissenstandes findet sich in den Übersichtsartikeln von Appenzeller & Mundt (1989) sowie Bertout (1989). Die wichtigsten Eigenschaften von (klassischen) T Tauri-Sternen sind:

- Die Balmerlinien des Wasserstoffs und die Ca II H und K Linien sind in Emission.
- Die Absorptionslinie Li I $\lambda 6707$ ist stärker als bei Hauptreihensternen. Das deutet auf ein geringes Alter hin, da Lithium im Sterninneren bei Temperaturen größer als etwa 10^6 K durch Einfang eines Protons und Zerfall in zwei ${}^4\text{He}$ -Kerne zerstört wird. Die Konvektion im Stern sorgt dann dafür, daß auch an der Oberfläche die Lithiumhäufigkeit abnimmt.
- Die spektrale Energieverteilung zeigt im Vergleich zu Hauptreihensternen oft einen Kontinuumsexzeß, sowohl im ultravioletten als auch im infraroten Spektralbereich.

Dadurch werden auch die Absorptionslinien im Sternspektrum ganz oder teilweise „aufgefüllt“, ein Prozeß, der als *Veiling* (Verschleiern) bezeichnet wird.

Das allgemein akzeptierte Modell zur Erklärung dieser Eigenschaften besteht aus mehreren Komponenten:

- Ein massearmer Stern, der das zugrunde liegende normale Spektrum erzeugt.
- Eine Akkretionsscheibe um den Stern, die den Infrarot-Exzeß verursacht.
- Die Übergangszone zwischen Stern und Scheibe, in der die nahezu mit Keplergeschwindigkeit rotierende Materie auf die Rotationsgeschwindigkeit des Sterns abgebremst wird. Nach neueren Theorien geschieht das nicht in einem Ring am Äquator des Sterns, weil die einfallende Materie durch starke Magnetfelder abgelenkt wird und in „Hot Spots“ auf die Sternoberfläche auftrifft. Die freiwerdende Energie wird abgestrahlt und verursacht den UV-Exzeß und das Veiling.
- Dazu ein stellarer Wind senkrecht zu der Scheibe, in dem die Balmerlinien emittiert werden.

1.2 Klassische und Weak-line T Tauri-Sterne

In der Vergangenheit wurden die meisten T Tauri-Sterne auf Objektivprismen-Aufnahmen anhand ihrer starken $H\alpha$ -Linie gefunden. Die Beobachtungen des Röntgensatelliten EINSTEIN führten jedoch zur Entdeckung einer neuen Population von massearmen Vorhauptreihensternen. Wegen ihrer schwachen Emissionslinien (vor allem der $H\alpha$ -Linie) werden sie gewöhnlich als *Weak-line T Tauri-Sterne* (WTTS) bezeichnet, während man die Sterne mit starker $H\alpha$ -Emission nun *Klassische T Tauri-Sterne* (CTTS) nennt. In der Regel haben die WTTS keinen oder nur schwachen UV- und IR-Exzeß. Dies deutet darauf hin, daß sich in ihrer Nähe weniger zirkumstellare Materie befindet (insbesondere keine oder nur eine schwach ausgeprägte Akkretionsscheibe). Daher unterscheiden manche Autoren (z. B. Walter 1986) auch die Klasse der *Naked T Tauri Stars* (NTTS), die mehr oder weniger mit der Klasse der WTTS übereinstimmt.

Zur Unterscheidung zwischen CTTS und WTTS wird die Äquivalentbreite der $H\alpha$ -Emissionslinie $W(H\alpha)$ herangezogen: CTTS haben $W(H\alpha) > 10\text{\AA}$, WTTS entsprechend $W(H\alpha) < 10\text{\AA}$. Manche Autoren bevorzugen statt dessen eine Grenze von 5\AA . Außerdem ist $W(H\alpha)$ häufig zeitlich variabel, so daß keine völlig klare Trennung zwischen den beiden Klassen besteht.

Mit dem Röntgensatelliten ROSAT, der den gesamten Himmel im sogenannten ROSAT All-Sky Survey (RASS) durchmusterte, wurde eine Vielzahl von WTTS neu entdeckt. Damit bestätigte sich, was schon Walter et al. (1988) anhand von EINSTEIN-Beobachtungen abgeschätzt hatten: die Anzahl der WTTS übertrifft die der CTTS um einen Faktor 6 bis 8 (Neuhäuser et al. 1995a, Wichmann et al. 1996).

1.3 Doppelsternhäufigkeit unter T Tauri-Sternen

Untersuchungen von Hauptreihensternen in der Sonnenumgebung (Abt 1983, Duquennoy & Mayor 1991, Mayor et al. 1992, Fischer & Marcy 1992) zeigten, daß über die Hälfte dieser Sterne in Wahrheit Doppel- oder Mehrfachsysteme sind. Durch die Entwicklung von Beobachtungstechniken mit hoher räumlicher Auflösung, vor allem der Speckle-Interferometrie, wurde es Anfang der 90er Jahre möglich, auch die jungen Sterne in den nächstgelegenen Sternentstehungsgebieten nach Begleitern zu durchmustern. Das Ergebnis mehrerer solcher Arbeiten (Leinert et al. 1993, Ghez et al. 1993, Reipurth und Zinnecker 1993, Richichi et al. 1994 und 1996, Simon et al. 1995, Mathieu 1994) war überraschend: Es zeigte sich eine Überhäufigkeit von jungen Doppelsternen gegenüber den Hauptreihensternen um einen Faktor 2 (siehe Bild 1.1). Demnach entstehen alle oder fast alle Sterne in Doppel- oder Mehrfachsystemen.

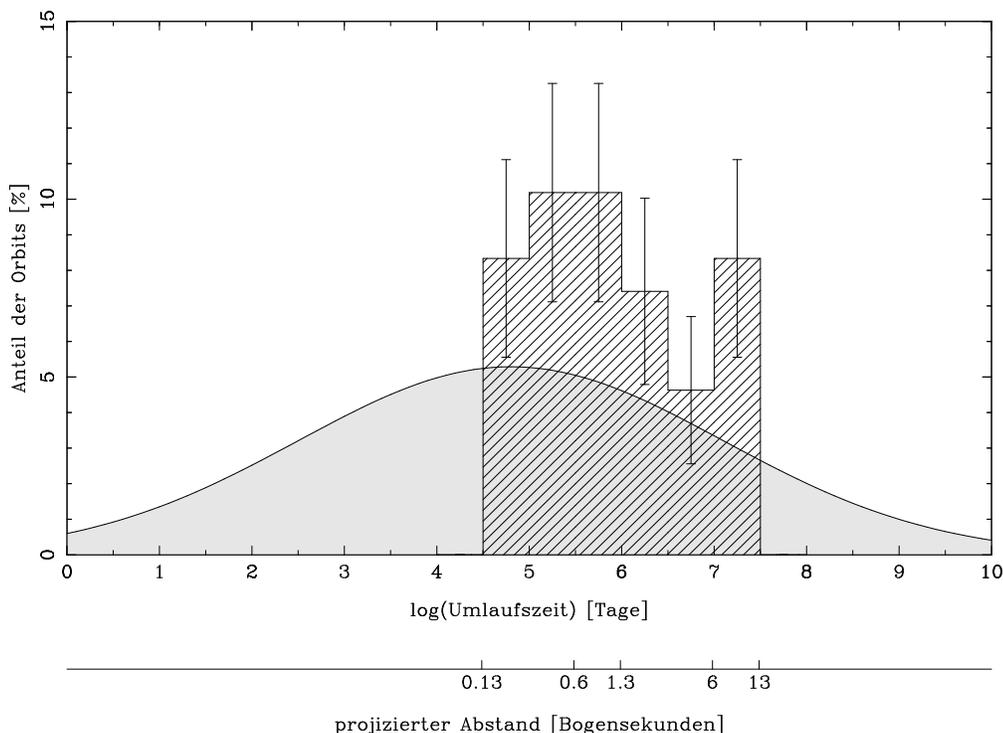


Bild 1.1: Verteilung der Doppelsterne als Funktion ihrer Umlaufzeit. Aufgetragen ist die Anzahl der Doppelsterne mit Periode in einem gegebenen Intervall geteilt durch die Gesamtzahl der untersuchten Systeme (Einzel- oder Mehrfachsterne). Die grau unterlegte Kurve zeigt das Ergebnis von Duquennoy und Mayor (1991) für sonnennahe Hauptreihensterne, das schraffierte Histogramm das von Leinert et al. (1993) für T Tauri-Sterne im Sternentstehungsgebiet Taurus-Auriga (diese Arbeit war nur für Doppelsterne mit Abständen zwischen $0.13''$ und $13''$ empfindlich). Wie man sieht, wurden unter den jungen Sternen deutlich mehr Doppelsterne gefunden als im gleichen Abstandsintervall unter den Hauptreihensternen. Ein Vergleich der Zahlen ergibt eine Überhäufigkeit um einen Faktor 1.9 ± 0.3 .

Zur Erklärung dieser deutlichen Diskrepanz gibt es mehrere Alternativen:

1. Möglicherweise waren die untersuchten Stichproben nicht repräsentativ. Diese Arbeiten bezogen sich nämlich überwiegend auf klassische T Tauri-Sterne, weil die Mehrzahl

der WTTS erst später identifiziert wurde (siehe vorhergehender Abschnitt). Außerdem war die Anzahl der untersuchten Sterne naturgemäß begrenzt, so daß die statistischen Unsicherheiten zu wünschen übrig ließen.

2. Möglicherweise sind viele der jungen Doppelsterne instabil. Insbesondere bei engen Begegnungen in dichten Sternentstehungsgebieten können Mehrfachsysteme zerstört werden.
3. Möglicherweise ist Taurus-Auriga, auf das sich die Arbeiten im wesentlichen beziehen, eine Ausnahme unter den Sternentstehungsgebieten. Dieses Gebiet ist eine T-Assoziation, vielleicht wirken sich die anderen Umgebungsbedingungen in OB-Assoziationen oder Sternhaufen so aus, daß weniger Doppelsterne entstehen.
4. Möglicherweise wird der Unterschied nur dadurch vorgetäuscht, daß die Untersuchungen der Vorhauptreihensterne im infraroten Spektralbereich stattfanden, während die Hauptreihensterne im Optischen beobachtet wurden. Es sind schon einige sogenannte „Infrared companions“ bekannt (siehe z. B. Koresko et al. 1996), das sind junge Doppelsterne, bei denen eine Komponente im Optischen sehr schwach ist, obwohl sie im Infraroten die Systemhelligkeit dominiert. Insbesondere von Braunen Zwergen erwartet man, daß sie „in jungen Jahren“ und im Infraroten relativ hell sind, während sie mit zunehmendem Alter abkühlen und effektiv unsichtbar werden.

1.4 Ziel dieser Arbeit

In der vorliegenden Arbeit soll versucht werden, einen Beitrag zur Klärung der Frage zu leisten, welche dieser Alternativen zutrifft oder zutreffen. Wir stützen uns dabei auf die Arbeiten von Rainer Wichmann (1994), Walter et al. (1994) und Michael Kunkel (1997), die mit Hilfe von spektroskopischen Nachbeobachtungen von Röntgenquellen, die mit EINSTEIN bzw. ROSAT entdeckt worden waren, eine große Anzahl T Tauri-Sterne in den Sternentstehungsgebieten Taurus-Auriga bzw. Scorpius-Centaurus identifiziert haben. Beide Gebiete zählen mit einem Abstand von ca. 150 Parsec¹ (Elias 1978, Preibisch und Smith 1997, Blaauw 1964, de Geus et al. 1989) zu den nächstgelegenen bekannten Sternentstehungsgebieten, so daß eine ausreichende räumliche Auflösung erreicht werden kann, um den größten Teil der jungen Doppelsterne auch tatsächlich zu entdecken.

Die Sterne in Taurus-Auriga bilden eine ideale Ergänzung der Doktorarbeit von Norbert Weitzel (1995, siehe auch Leinert et al. 1993), der die T Tauri-Sterne in Taurus-Auriga aus dem Katalog von Herbig und Bell (1988) nach Begleitern durchmusterte. Diese Liste enthielt überwiegend klassische T Tauri-Sterne, so daß die Sterne der vorliegenden Arbeit nicht nur die Statistik verbessern, sondern auch den direkten Vergleich zwischen CTTS und WTTS im gleichen Sternentstehungsgebiet ermöglicht. Außerdem sind die von ROSAT (bzw. Rainer Wichmann) im Taurus entdeckten Sterne über ein deutlich größeres Areal am Himmel verstreut als die vorher bekannten (siehe Kapitel 3). Das legt die Vermutung nahe, daß es sich hierbei um Sterne handelt, die bei engen Begegnungen mit anderen Sternen nicht nur aus ihrem Doppel- oder Mehrfachsystem, sondern auch aus der Umgebung der

¹ 1 Parsec = 1 pc = 3.26 Lichtjahre = $3.086 \cdot 10^{16}$ m

Molekülwolke, in der sie entstanden sind, geschleudert wurden. In diesem Fall würde man erwarten, daß unter den verteilten Sternen weniger Doppelsterne zu finden sind als unter denen in der Nähe der Dunkelwolken.

Scorpius-Centaurus zählt zu den OB-Assoziationen, im Gegensatz zu der T-Assoziation Taurus-Auriga. Der Unterschied besteht darin, daß in OB-Assoziationen nicht nur T Tauri-Sterne, sondern auch massereiche und leuchtkräftige O- und B-Sterne zu finden sind. Der Vergleich der Doppelsternhäufigkeit unter den Sternen in Scorpius-Centaurus mit der unter den Sternen in Taurus-Auriga sollte es uns ermöglichen, den Einfluß dieser OB-Sterne zu studieren. Ein Teil der Sterne in Scorpius-Centaurus wurde schon bei einer Wellenlänge von $1\ \mu\text{m}$, also an der Grenze des optischen Spektralbereichs, nach Begleitern durchmustert (Brandner et al. 1996). Der Vergleich mit dieser Arbeit sollte darüber Aufschluß geben, ob und wie die beobachtete Doppelsternhäufigkeit vom benutzten Spektralbereich abhängt.

Kapitel 2:

Speckle-Interferometrie

2.1 Motivation

Duquennoy und Mayor (1991) fanden, daß das Maximum der Verteilung der Anzahl der Doppelsterne über ihren Perioden bei etwa 10^5 Tagen liegt (siehe Bild 1.1). Für unsere Beobachtungen wichtig ist der projizierte Abstand, unter dem wir Doppelsterne mit dieser Periode sehen, wenn sie sich in der Entfernung der nächsten Sternentstehungsgebiete befinden. Die Umrechnung nach der Methode in Anhang B ergibt, daß wir dafür im Mittel etwa $0.3''$ erwarten dürfen. Unter der Annahme, daß die jungen Doppelsterne eine ähnliche Verteilung besitzen wie Hauptreihensterne, sollten bei dieser Separation auch die meisten doppelten T Tauri-Sterne zu finden sein.

Leider ist die Auflösung normaler Bilder, die mit Teleskopen für den optischen oder nahen infraroten Spektralbereich aufgenommen werden, durch den Einfluß der Erdatmosphäre begrenzt. Die FWHM¹ einer Aufnahme, die länger als wenige Sekunden belichtet wurde, das sogenannte *Seeing*, beträgt auch an den besten Standorten auf der Erde selten weniger als $0.8''$. Um dieses Problem zu umgehen, wurden in den letzten Jahren verschiedene Verfahren entwickelt.

Das prinzipiell einfachste, nämlich das Teleskop über die Erdatmosphäre in den Weltraum zu schaffen, ist leider extrem teuer. Daher wurde es bisher nur einmal mit dem *Hubble Space Telescope* realisiert. Es verbietet sich fast von selbst, ein so wertvolles Instrument für ein zeitraubendes Projekt wie die Durchmusterung mehrerer 100 Sterne zu verwenden.

Bei der *Adaptiven Optik* sollen die Störungen durch die Erdatmosphäre sozusagen durch entgegengesetzte Störungen optischer Bauelemente ausgeglichen werden. Dazu ist es nötig, während den Beobachtungen die von den Sternen kommende Wellenfront zu analysieren und die notwendigen Anpassungen für die Optik zu berechnen. Je schlechter das Seeing, desto höher muß die Frequenz sein, mit der diese Korrekturen durchgeführt werden. Bei dem ALFA-System, das für das 3.5 m-Teleskop auf dem Calar Alto gebaut wird, soll sie größer als 120 Hz sein. Diese Aufgabe stellt so hohe Anforderungen an die Technik, daß sich Adaptive-Optik-Systeme zu Beginn der vorliegenden Arbeit noch in der Erprobungsphase befanden. Das ADONIS-Gerät der ESO auf La Silla ist zwar inzwischen weiter, konnte

¹ "Full Width at Half Maximum", das ist der Durchmesser der Isophoten mit der halben Intensität des Maximums des Sternscheibchens.

von uns aber erst für Nachbeobachtungen von drei Sternen verwendet werden, bei deren Speckle-Beobachtungen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis außergewöhnlich schlecht war.

Das einzige Verfahren, mit dem man routinemäßig eine größere Anzahl von Objekten mit beugungsbegrenzter Auflösung beobachten kann, ist zur Zeit noch die *Speckle-Interferometrie*. Dabei nimmt man kurz vor oder nach dem Objekt einen Stern auf, der vom Teleskop nicht aufgelöst werden kann, also eine Punktquelle darstellt. Mit Hilfe dieses Referenzsterns kann man später die Bilder des Objekts von den atmosphärischen Störungen befreien. Der Rest des Kapitels wird sich mit den Details dieser Methode befassen.

Der Vollständigkeit halber seien noch *Mondbedeckungen* erwähnt. Wenn der (dunkle) Mondrand ein Objekt überstreicht, dann spiegelt sich die räumliche Struktur im zeitlichen Verlauf der Objekthelligkeit wieder (zusammen mit dem Beugungsbild des Objekts am Mondrand). Um eine hohe räumliche Auflösung zu erreichen, braucht man „nur“ ein Photometer mit hoher zeitlicher Auflösung (in der Größenordnung von Millisekunden). Diese Methode hat leider zwei gravierende Nachteile. Bei einer Mondbedeckung erhält man nur eine eindimensionale Abtastung und damit auch nur die Struktur des Objekts in einer Richtung. Bei einem Doppelstern mißt man z. B. den senkrecht zum Mondrand projizierten Abstand der Komponenten. Der zweite Nachteil ist noch unangenehmer: Man kann sich seine Objekte nicht aussuchen, diese werden durch den Verlauf der Mondbahn am Himmel gegeben. Außerdem muß man genau zu dem Zeitpunkt beobachten, zu dem die Bedeckung stattfindet, man kann die Messung nicht wiederholen².

Aus all diesen Gründen wurde in der vorliegenden Arbeit die Speckle-Interferometrie verwendet.

2.2 Der Einfluß der Atmosphäre

In der Erdatmosphäre wirbeln Gebiete mit unterschiedlicher Temperatur, Feuchtigkeit und verschiedenem Druck turbulent durcheinander. Die Unterschiede in der Temperatur führen zu Unterschieden im Brechungsindex und verursachen damit Fluktuationen in den Wellenfronten des Lichts, das die Atmosphäre durchquert. Quantitativ beschreiben kann man die atmosphärische Turbulenz durch ein Kolmogorov-Spektrum. Die wichtigsten Vorhersagen der Theorie faßt man gewöhnlich in der Skalenlänge r_0 zusammen, dem sogenannten *Fried-Parameter* (Fried 1965, 1966). Er ist als die räumliche Distanz definiert, innerhalb derer die Phasen um weniger als 1 Radian fluktuieren. Diese Distanz hängt u. a. von der Wellenlänge λ und der Zenitdistanz z ab: $r_0 \propto \lambda^{6/5} (\cos z)^{3/5}$. Typische Werte sind 10 cm für $\lambda = 550 \text{ nm}$ und 60 cm für $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$. Eine anschauliche Bedeutung bekommt der Fried-Parameter dadurch, daß er ein Maß für die seeing-limitierte Auflösung liefert: In guter Näherung entspricht ein langbelichtetes Bild der Beugung an einem Teleskop mit Durchmesser r_0 .

Man kann daraus auch ein Maß für die zeitliche Änderung der atmosphärischen Störungen gewinnen. Wenn man vereinfacht annimmt, daß sich eine statische Atmosphäre mit einer

² Die meisten Beobachtungen von Mondbedeckungen, an denen ich beteiligt war, scheiterten daran, daß sowohl Mond als auch Stern von Wolken bedeckt wurden.

gewissen Windgeschwindigkeit v über das Teleskop bewegt, dann ist die Kohärenzzeit gegeben durch $\tau_0 \approx r_0/v$. Bei $2.2 \mu\text{m}$ ist diese Zeit von der Größenordnung 60 ms.

Die Einwirkung der Atmosphäre auf das Bild $I(\vec{x})$ eines Objektes $O(\vec{x})$ kann man durch eine Punktverbreiterungsfunktion (englisch *point spread function*, PSF) $P(\vec{x}, \vec{x}')$ beschreiben:

$$I(\vec{x}) = \int O(\vec{x}') \cdot P(\vec{x}, \vec{x}') d\vec{x}'. \quad (2.1)$$

Innerhalb des sogenannten *Isoplanatischen Bereichs* ist die PSF nur vom Abstand der beiden Punkte \vec{x} und \vec{x}' abhängig:

$$I(\vec{x}) = \int O(\vec{x}') \cdot P(|\vec{x} - \vec{x}'|) d\vec{x}'. \quad (2.2)$$

Der Radius des Isoplanatischen Bereichs beträgt bei Beobachtungen im infraroten Spektralbereich etwa $15''$, ist also deutlich größer als die durch das Seeing erzeugten Bilder von Punktquellen. Der Isoplanatische Bereich ist besonders für die Speckle-Holografie wichtig, wo man versucht, jedes einzelne Bild mit Hilfe eines Referenzsterns im gleichen Bild zu rekonstruieren.

Das Integral in der letzten Gleichung ist eine *Faltung* (deshalb wird die Rekonstruktion des Objektbildes mit Hilfe mathematischer Methoden häufig als *Entfaltung* bezeichnet). In der entsprechenden Gleichung für die fouriertransformierten Größen (im folgenden durch Tilden gekennzeichnet) wird aus der Faltung eine simple Multiplikation:

$$\tilde{I}(\vec{u}) = \tilde{O}(\vec{u}) \cdot \tilde{P}(\vec{u}). \quad (2.3)$$

Die fouriertransformierte PSF wird *optische Transferfunktion* (*optical transfer function*, OTF) genannt. Das Interessante an dieser Gleichung ist, daß man zumindest theoretisch daran denken kann, sie durch Division umzudrehen, so daß man die Struktur des Objekts zurückgewinnen kann. Leider ist es nicht ganz so trivial, die PSF zu bekommen und dafür zu sorgen, daß ihre Fouriertransformierte bei hohen Frequenzen ungleich Null bleibt.

2.3 Beobachtungen

Der entscheidende Trick bei der Speckle-Interferometrie besteht darin, daß man Integrationszeiten von der Größenordnung der Kohärenzzeit τ_0 verwendet. Bei so kurzen Zeiten zerfällt das Bild des Sterns in einzelne Flecken, die sogenannten *Speckles* (siehe Bild 2.2³). Diese Bilder enthalten die Information über das Objekt mit der beugungsbegrenzten Auflösung. Im Fourierraum bedeutet das, daß die optische Transferfunktion bei geeigneter Mittelung über viele kurzbelichtete Einzelbilder für alle Frequenzen ungleich Null ist, die kleiner als die durch den Durchmesser des Teleskops gegebene Maximalfrequenz sind (Labeyrie 1970).

³ Die Farbbilder dieses Kapitels wurden auf einer Seite am Kapitelende zusammengefaßt.

Da die Kohärenzzeit mit zunehmender Wellenlänge größer wird, ist es günstig, Speckle-Beobachtungen im nahen Infraroten um $2\ \mu\text{m}$ durchzuführen. Im mittleren Infrarot, bei ca. $10\ \mu\text{m}$, ist das Auflösungsvermögen eines 4m-Teleskops von der gleichen Größenordnung wie das Seeing, so daß man keinen Zugewinn an Auflösung bekommt. Für unsere Zwecke bietet sich der infrarote Spektralbereich auch deshalb an, weil junge Sterne das Maximum ihrer Energieverteilung gewöhnlich bei diesen Wellenlängen haben.

Natürlich ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis eines nur Sekundenbruchteile integrierten Bildes alles andere als befriedigend. Um das zu verbessern, nimmt man viele Bilder auf, typischerweise 500 bis 1000, bei schwierigen (z. B. lichtschwachen) Objekten noch mehr, die erst am Ende der Auswertung in geeigneter Weise aufaddiert werden (s. u.). Dazu kommen noch eine vergleichbare Anzahl von Aufnahmen des Referenzsterns. Üblicherweise nimmt man abwechselnd 250 – 500 Bilder von Objekt und Referenzstern auf, wobei man nach der Hälfte der Bilder die Position des Sterns auf dem Kamera-Array verschiebt, um die nötigen Himmelsaufnahmen zu erhalten, ohne extra Beobachtungszeit dafür verwenden zu müssen.

Um die exakte Pixelskala und die Orientierung der Kamera zu bestimmen, nehmen wir gewöhnlich im Laufe einer Beobachtungskampagne einige Doppelsterne mit gut bekannter Bahn oder einen Sternhaufen mit genau vermessenen Sternpositionen auf. Sehr bewährt hat sich dafür der Trapezhaufen im großen Orionnebel, der von McCaughrean und Stauffer (1994) vermessen wurde.

Außerdem ist es nötig, ein paar *Flatfields* aufzunehmen. Das sind Aufnahmen einer gleichmäßig beleuchteten Fläche, anhand derer man die ungleichmäßige Empfindlichkeit der Kamera ausgleichen kann. Als Fläche kann man entweder den Himmel in der Dämmerung verwenden, oder einen einigermaßen glatten Bereich der Teleskopkuppel. Wir bevorzugen solche *Dome-Flats*, weil man dabei eine bessere Kontrolle über die Helligkeit des Flatfields hat.

2.4 Vorreduktion

Bild 2.3 (am Ende des Kapitels) zeigt ein gemittelttes Bild aus 128 Rohbildern, d. h. aus den Bildern, die wir bei der Beobachtung direkt von der Kamera erhalten haben. Die ersten Schritte der Auswertung dienen dazu, Artefakte zu entfernen, die durch das Detektorarray oder die Kameraelektronik erzeugt wurden⁴. Zuerst werden „schlechte“ Bilder entfernt, die durch Auslesefehler der Kamera gestört sind, auf denen das Objekt so nah am Rand steht, daß es nicht vollständig sichtbar ist, oder auf denen gar kein Objekt zu sehen ist, weil z. B. das Teleskop nicht korrekt nachführte. Solche Bilder lassen sich automatisch erkennen, wenn man das Gesamtsignal jedes Bildes aufsummiert und mit dem Mittelwert über alle Bilder vergleicht.

Im nächsten Schritt wird eine *Badpixel*-Maske erstellt. *Badpixel* sind Bildelemente des Detektors, die aus irgendeinem Grund ein falsches Signal liefern. Das kann sich entweder

⁴ Andrea Ghez bezeichnet diesen Teil in ihrer Doktorarbeit als *scrubbing*, zu deutsch „Scheuern“ oder „Schrubben“. Manchmal ist es so mühsam, alle Artefakte zu beseitigen, daß diese Bezeichnung durchaus angemessen ist, auch wenn man natürlich alles auf einem Computer durchführt.

2.1 Verfahren

11

darin äußern, daß sie ständig ein hohes Signal geben (sogenannte *Hotpixel*), oder darin, daß man von ihnen ein niedriges Signal erhält (*Darkpixel*), oder sogar darin, daß sie abwechselnd ein hohes und ein niedriges Signal zurückgeben. Die erste *Badpixel*-Maske wird aus gemittelten Himmelsaufnahmen erzeugt, indem jeder Punkt mit dem Mittelwert seiner Umgebung verglichen wird. Punkte, deren Signal zu weit abweicht ($4 - 6\sigma$, den genauen Wert kann der Benutzer meines Programms einstellen), werden markiert. Das geschieht in mehreren Durchgängen, wobei die in vorhergehenden Durchgängen bereits erkannten *Badpixel* bei der Mittelwertbildung ausgelassen werden. Wegen dieser Prozedur ist es wichtig, eine Himmelsaufnahme von der gleichen Region des Detektors zu haben, in der man das Objekt aufgenommen hat.

Sodann werden die Himmelsaufnahmen eines Datensatzes gemittelt und sowohl von den Objekt- und Referenzsternbildern als auch von den einzelnen Himmelsaufnahmen abgezogen. Damit eliminiert man gleichzeitig auch den Dunkelstrom des Detektors, weshalb es auch hier wichtig ist, gleiche Regionen des Arrays voneinander abzuziehen. Anschließend werden alle Bilder durch das Flatfield dividiert, um die unterschiedliche Empfindlichkeit verschiedener Detektorpixel auszugleichen.

Bis hierher geschah alles weitgehend automatisch, nun wird es Zeit für den Menschen, aktiv zu werden. Wenn es darum geht, Pixel zu erkennen, die nicht zu ihrer Umgebung „passen“, ist das menschliche Auge (und das Gehirn, das die Bildverarbeitung im Kopf macht) bis jetzt noch jedem Computeralgorithmus überlegen. Außerdem sollte man automatische Algorithmen nur über Himmelsaufnahmen laufen lassen, weil bei den Sternaufnahmen die Gefahr zu groß ist, daß die Feinstruktur der Speckles als *Badpixel* detektiert wird. Allerdings kann man so natürlich keine *Badpixel* erkennen, die zufällig in etwa das gleiche Signal liefern wie der Himmel. Zu diesem Zweck läßt man sich die gemittelten Bilder von Objekt und Referenzstern zeigen (wobei die automatisch erkannten *Badpixel* bereits ausgeglichen wurden) und gibt zusätzliche *Badpixel* ein. Anschließend werden alle in den *Badpixel*-Masken markierten Pixel in den Einzelbildern durch den Medianwert ihrer Umgebung ersetzt.

Danach kann man sich alle Einzelbilder in Form einer kleinen Computer-Animation ansehen, um zu kontrollieren, ob wirklich alle schlechten Bilder entfernt wurden. Manchmal kommt es vor, daß das Teleskop während der Datenaufnahme „ruckelt“, wodurch das Objekt im Bild verschmiert wird. Solche Probleme lassen sich von dem einfachen Algorithmus nicht erkennen, weil dabei das Gesamtsignal eines Bildes gleich bleibt.

Bild 2.4 (am Kapitelende) zeigt ein aus 128 Einzelaufnahmen gemitteltes Bild nach den eben beschriebenen Verarbeitungsschritten. Wenn man nur normale, d. h. seeing-begrenzte Aufnahmen machen möchte, dann ist man jetzt mit der Bildverarbeitung fertig und kann damit beginnen, die Bilder zu vermessen. Daher spricht man gelegentlich von *Direktaufnahmen*, um sie von Speckle-Beobachtungen zu unterscheiden, für die man noch einen Umweg durch den Fourierraum machen muß. Bei der Speckle-Interferometrie fängt nämlich jetzt erst die eigentliche Datenreduktion an.

2.5 Shift and Add

Bevor man mit den rechnerisch aufwendigen Verfahren beginnt, die auch einen schnellen Computer eine ganze Nacht beschäftigen können, kann man noch den relativ simplen *Shift-And-Add* Algorithmus anwenden, der einem zumindest eine Ahnung davon vermittelt, was am Ende der aufwendigen Rechnungen zu erwarten ist.

Dabei wird in jedem Einzelbild entweder der hellste Bildpunkt oder der Schwerpunkt der Helligkeitsverteilung gesucht. Dann werden alle Bilder so verschoben, daß diese Punkte an die gleiche Position kommen, und das Ganze aufaddiert. Der Nutzen liegt darin, daß jedes einzelne Speckle näherungsweise ein beugungsbegrenztes Bild des Objekts darstellt. Wenn man jeweils die hellsten Punkte übereinander schiebt, dann addieren sich die anderen Speckles zu einer Art Halo, aus dem das eigentliche Objekt mehr oder minder deutlich herausragt. Gerade bei Doppelsternen besteht zwar immer die Gefahr, daß die eine Komponente an die Stelle der anderen Komponente im Summenbild geschoben wird, wodurch das relative Helligkeitsverhältnis verfälscht und manchmal sogar Dreifachsterne vorgetäuscht werden. Trotzdem ist dieses Verfahren häufig geeignet, um festzustellen, ob ein Doppelstern vorliegt oder nicht.

Ein Beispiel für das Ergebnis dieses Algorithmus – mit allen Vor- und Nachteilen – zeigt Bild 2.5 am Ende des Kapitels.

2.6 Übergang in den Fourierraum

Bevor die Bilder fouriertransformiert werden, sollten noch zwei Schritte durchgeführt werden. Zuerst wird die *Baseline* abgezogen. Dieser Begriff stammt aus der Zeit, als die Speckle-Kameras auf eine Dimension beschränkt waren. Damals stellte man fest, daß das Niveau neben dem Objekt, also auf dem Himmel, nicht immer Null war, wie man es gerne hätte. So etwas kann leicht passieren, wenn sich bei nicht optimalen Wetterbedingungen die Hintergrundhelligkeit zwischen den Aufnahmen des Objekts und des Himmels ändert. Zum Ausgleich zieht man von allen Bildern den Mittelwert ihres eigenen Hintergrundes ab.

Als Nächstes werden in allen Bildern die Ränder durch interpolierte Werte ersetzt, die so gewählt werden, daß an den Rändern gegenüberliegende Bildpunkte jeweils den gleichen Helligkeitswert haben. Der Sinn dieser Aktion besteht darin, das Rauschen im fouriertransformierten Bild zu verringern. Der Grund dafür ist eine Eigenschaft der diskreten Fouriertransformation. Da wir im Fourierraum – ebenso wie im Ortsraum – kein kontinuierliches Bild haben, sondern nur diskrete Bildpunkte, haben wir auch nur Bildinformation bei diskreten Frequenzen. Die Konsequenz davon ist, daß das entsprechende Bild im Ortsraum periodisch ist, d. h. unser ursprüngliches Bild wird unendlich oft kopiert und um seine Breite bzw. Höhe verschoben angefügt⁵. Dieser Effekt ist mathematisch eng

⁵ Der geneigte Leser bzw. die geneigte Leserin mag jetzt vielleicht auf die Idee kommen, das Bild im Ortsraum zu einem unendlich ausgedehnten Bild zu ergänzen (zumindest „virtuell“), indem man alles außerhalb des gemessenen Bildes Null setzt. Leider ist die Fouriertransformierte eines solchen Bildes ebenfalls unendlich, allerdings sozusagen nicht nach außen, sondern nach innen: Um sie darzustellen, braucht man ein unendlich feines Frequenzgitter, wobei die Werte zwischen den Frequenzpunkten des

verwandt mit der Eigenschaft periodischer Funktionen, daß man sie durch Fourierreihen darstellen kann, also Summen von Sinus- und Cosinus-Funktionen mit ganzzahligen Vielfachen einer Grundfrequenz. Bei dieser periodischen Fortsetzung stoßen nun Bildpunkte der gegenüberliegenden Ränder aneinander. Wenn diese Bildpunkte sehr verschiedene Werte haben, führt das zu zusätzlichem Rauschen im Fourierraum, vor allem bei hohen Frequenzen. Durch die Interpolation wird das vermieden.

Wir behandeln in einem z. B. 128×128 Punkte großen Bild üblicherweise 14 Punkte breite Streifen auf diese Weise. In der Praxis wird ein 100×100 großes Bild mit dem Stern im Zentrum ausgeschnitten und später wieder auf 128×128 Punkte ergänzt. Bild 2.6 (am Kapitelende) zeigt ein gemitteltes Bild nach diesem Verarbeitungsschritt.

Jetzt endlich wird jedes Einzelbild mit Hilfe des *Fast Fourier Transform* (FFT) Algorithmus fouriertransformiert (siehe z. B. Jähne 1991).

2.7 Rekonstruktion des Betrages

Labeyrie (1970) erkannte als erster, wie man die beugungsbegrenzte Information aus den kurzbelichteten Bildern extrahieren kann. Er entdeckte, daß die hohe Auflösung erhalten bleibt, wenn man nicht die Bilder oder ihre Fouriertransformierten aufaddiert, sondern das Betragsquadrat der Fouriertransformierten, das *Powerspektrum*. Aus Gleichung (2.3) wird dann

$$\sum_n |\tilde{I}_n(\vec{u})|^2 = |\tilde{O}(\vec{u})|^2 \cdot \sum_n |\tilde{P}_n(\vec{u})|^2, \quad (2.4)$$

wobei der Index n die einzelnen Bilder bezeichnet. Hier wurde ausgenutzt, daß sich das Objekt während den Aufnahmen nicht ändert, so daß man $|\tilde{O}(\vec{u})|^2$ aus der Summe herausziehen kann. Es ist günstig, zu gemittelten Größen überzugehen, d. h. die Summen durch die Anzahl der Bilder zu dividieren, weil wir es gleich mit Summen zu tun bekommen, die nicht notwendigerweise über die gleiche Anzahl Bilder laufen. Gemittelte Größen werden mit $\langle \dots \rangle$ bezeichnet:

$$\langle |\tilde{I}(\vec{u})|^2 \rangle = |\tilde{O}(\vec{u})|^2 \cdot \langle |\tilde{P}(\vec{u})|^2 \rangle. \quad (2.5)$$

Labeyrie entdeckte außerdem, daß der Mittelwert des Powerspektrums der Transferfunktion sich zeitlich und räumlich nur schwach ändert. Das bedeutet, daß zwei Objekte, die am Himmel nicht weit auseinanderliegen (weniger als $\approx 1^\circ$) und die man kurz nacheinander beobachtet, von dem gleichen $\langle |\tilde{P}(\vec{u})|^2 \rangle$ beeinflusst werden. Wenn eines der beiden Objekte ein unaufgelöster Stern ist, dann ist für diesen Referenzstern $O_{\text{Ref}}(\vec{x}) = \delta(\vec{x})$ (die Gesamthelligkeit interessiert uns nicht, daher können wir sie 1 setzen). Die Fouriertransformierte von $\delta(\vec{x})$ ist konstant 1, d. h. *das Powerspektrum eines unaufgelösten Sterns ist das Powerspektrum der Transferfunktion*:

$$\langle |\tilde{I}_{\text{Ref}}(\vec{u})|^2 \rangle = \langle |\tilde{P}(\vec{u})|^2 \rangle. \quad (2.6)$$

begrenzten Bildes leider nicht Null sind.

Damit haben wir die Möglichkeit, das Powerspektrum des Objekts aus den Beobachtungen von Objekt und Referenzstern zu berechnen:

$$|\tilde{O}(\vec{u})|^2 = \frac{\langle |\tilde{I}_{\text{Obj}}(\vec{u})|^2 \rangle}{\langle |\tilde{I}_{\text{Ref}}(\vec{u})|^2 \rangle}. \quad (2.7)$$

In der Praxis kommt noch das Problem hinzu, daß Rauschen eingestreut wird (hauptsächlich von der Kameraelektronik, aber auch vom Himmelshintergrund), das die verschiedenen Ortsfrequenzen unterschiedlich beeinflußt. Zum Glück kann es eliminiert werden, indem man das Powerspektrum von Himmelsaufnahmen subtrahiert:

$$|\tilde{O}(\vec{u})|^2 = \frac{\langle |\tilde{I}_{\text{Obj}}(\vec{u})|^2 \rangle - \langle |\tilde{I}_{\text{OSky}}(\vec{u})|^2 \rangle}{\langle |\tilde{I}_{\text{Ref}}(\vec{u})|^2 \rangle - \langle |\tilde{I}_{\text{RSky}}(\vec{u})|^2 \rangle}. \quad (2.8)$$

Die besten Ergebnisse erzielt man, wenn man hierbei Himmelsaufnahmen verwendet, die *gleichzeitig* mit dem Objekt bzw. Referenzstern aufgenommen wurden, da in solche Aufnahmen jeweils das gleiche Rauschen eingestreut wurde. Möglich ist das, wenn das Objekt nicht die ganze Detektorfläche ausfüllt, so daß man einen Teil davon für das Objekt und eine gleichgroße Fläche für den Himmel verwenden kann.

Der Schritt zum Betrag der Fouriertransformierten, der sogenannten *Visibility*, besteht jetzt nur noch im Ziehen der Quadratwurzel. Bild 2.7 (am Ende des Kapitels) zeigt, daß dieser mathematische Kunstgriff tatsächlich die *Visibility* eines beugungsbegrenzten Bildes liefert.

2.8 Rekonstruktion der Phase

Im Betrag der Fouriertransformierten steckt zwar fast die gesamte Information über die Struktur des Objekts, aber leider kann man den Positionswinkel nur modulo 180° bestimmen (siehe Anhang A). Um das Bild des Objekts vollständig rekonstruieren zu können, wird die Phase benötigt. Dafür haben wir zwei Verfahren benutzt⁶: Den Knox-Thompson-Algorithmus und die Berechnung aus dem Bispektrum. Beiden gemeinsam ist, daß sie rekursiv arbeiten, d. h. die Phase wird sukzessiv aus *Phasendifferenzen* aufgebaut.

2.8.1 Der Knox-Thompson-Algorithmus

Knox und Thompson (1974) schlugen vor, nicht das Betragsquadrat zu mitteln, sondern das Produkt der Fouriertransformierten an zwei verschiedenen Frequenzpunkten.

$$\begin{aligned} \langle \tilde{I}(\vec{u}_1) \cdot \tilde{I}^*(\vec{u}_2) \rangle &= |\tilde{I}(\vec{u}_1)| \cdot e^{i(\varphi(\vec{u}_1) + \psi(\vec{u}_1))} \cdot |\tilde{I}(\vec{u}_2)| \cdot e^{-i(\varphi(\vec{u}_2) + \psi(\vec{u}_2))} \\ &= |\tilde{I}(\vec{u}_1)| \cdot |\tilde{I}(\vec{u}_2)| \cdot e^{i(\varphi(\vec{u}_1) - \varphi(\vec{u}_2) + \psi(\vec{u}_1) - \psi(\vec{u}_2))} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Hier soll $\varphi(\vec{u})$ die Phase des wahren Objektbildes und $\psi(\vec{u})$ die mittleren Phasenstörungen durch die PSF bezeichnen. Die Erfahrung zeigt, daß für kleine Differenzen $|\vec{u}_1 - \vec{u}_2| \lesssim r_0/\lambda$

⁶ "There's More Than One Way To Do It." (Wall et al. 1996).

die Störung $\psi(\vec{u}_1) - \psi(\vec{u}_2)$ nur einen kleinen Beitrag liefert und außerdem zeitlich konstant ist. Die Grenze ergibt sich aus der seeing-begrenzten Auflösung λ/r_0 , die einer Raumfrequenz von r_0/λ entspricht (Haas 1989, Leinert 1992). Man kann also in guter Näherung die Phase von $\langle \tilde{I}(\vec{u}_1) \cdot \tilde{I}^*(\vec{u}_2) \rangle$ mit der Phasendifferenz $\varphi(\vec{u}_1) - \varphi(\vec{u}_2)$ identifizieren.

Aus diesen Phasendifferenzen läßt sich rekursiv die Phase an allen Frequenzgitterpunkten bestimmen. Für den Anfangswert nutzt man aus, daß das Bild im Ortsraum reell ist. Daraus folgt $\varphi(\vec{x}) = -\varphi(-\vec{x})$ und damit $\varphi(0) = 0$. Alle weiteren Werte ergeben sich aus

$$\varphi(\vec{u}_1) = \langle \varphi(\vec{u}_2) + (\varphi(\vec{u}_1) - \varphi(\vec{u}_2)) \rangle_{\vec{u}_2} \quad , \quad (2.10)$$

wobei sich die Mittelung über alle \vec{u}_2 erstreckt, für die $|\vec{u}_2| < |\vec{u}_1|$ und $|\vec{u}_1 - \vec{u}_2| < r_0/\lambda$ gelten.

Wenn man die gleiche Prozedur für den Referenzstern durchführt, stellt man häufig fest, daß man keine glatte Ebene erhält, wie man es für eine Punktquelle erwartet. Es sind Strukturen zu erkennen, die daher rühren, daß der Beitrag der PSF zur Phase in Gleichung (2.9) nicht exakt Null ist. Die gleichen Strukturen findet man in der Objektphase, so daß es sinnvoll ist, die Phasen, die man aus Objekt- und Referenzsternbildern erhalten hat, voneinander abziehen:

$$\varphi(\vec{u}) = \varphi_{\text{Obj}}(\vec{u}) - \varphi_{\text{Ref}}(\vec{u}). \quad (2.11)$$

Das endlich ist näherungsweise die Phase des gesuchten Objektbildes $\tilde{O}(\vec{u})$. Ein Beispiel dafür zeigt Bild 2.8 am Kapitelende.

2.8.2 Die Bispektrums-Methode

Ein anderer Weg zur Rekonstruktion der Phase wurde von Lohmann, Weigelt und ihren Mitautoren entwickelt (Weigelt 1977, Lohmann et al. 1983, Weigelt 1989). Diese Methode wird auch als *Speckle-Masking* bezeichnet, weil man ihr Äquivalent im Ortsraum so interpretieren kann, daß man aus dem Objektbild selbst eine Maske erzeugt, mit der die Entfaltung vorgenommen wird. Wir verwenden sie im Fourierraum, wo das *Bispektrum* berechnet wird:

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\vec{u}_1, \vec{u}_2) &= \langle \tilde{I}(\vec{u}_1) \cdot \tilde{I}(\vec{u}_2) \cdot \tilde{I}^*(\vec{u}_1 + \vec{u}_2) \rangle \\ &= \tilde{O}(\vec{u}_1) \cdot \tilde{O}(\vec{u}_2) \cdot \tilde{O}^*(\vec{u}_1 + \vec{u}_2) \cdot \langle \tilde{P}(\vec{u}_1) \cdot \tilde{P}(\vec{u}_2) \cdot \tilde{P}^*(\vec{u}_1 + \vec{u}_2) \rangle. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Das Bispektrum der OTF erhalten wir wieder aus Aufnahmen eines Referenzsterns. Damit können wir das Bispektrum des Objekts berechnen:

$$\begin{aligned} \tilde{B}_{\text{Obj}}(\vec{u}_1, \vec{u}_2) &= \tilde{O}(\vec{u}_1) \cdot \tilde{O}(\vec{u}_2) \cdot \tilde{O}^*(\vec{u}_1 + \vec{u}_2) \\ &= \frac{\langle \tilde{I}_{\text{Obj}}(\vec{u}_1) \cdot \tilde{I}_{\text{Obj}}(\vec{u}_2) \cdot \tilde{I}_{\text{Obj}}^*(\vec{u}_1 + \vec{u}_2) \rangle}{\langle \tilde{I}_{\text{Ref}}(\vec{u}_1) \cdot \tilde{I}_{\text{Ref}}(\vec{u}_2) \cdot \tilde{I}_{\text{Ref}}^*(\vec{u}_1 + \vec{u}_2) \rangle}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Zerlegen in Betrag und Phase ergibt:

$$|\tilde{B}_{\text{Obj}}| e^{i\beta(\vec{u}_1, \vec{u}_2)} = |\tilde{O}(\vec{u}_1)| e^{i\varphi(\vec{u}_1)} \cdot |\tilde{O}(\vec{u}_2)| e^{i\varphi(\vec{u}_2)} \cdot |\tilde{O}(\vec{u}_1 + \vec{u}_2)| e^{-i\varphi(\vec{u}_1 + \vec{u}_2)} \quad (2.14)$$

und damit

$$\beta(\vec{u}_1, \vec{u}_2) = \varphi(\vec{u}_1) + \varphi(\vec{u}_2) - \varphi(\vec{u}_1 + \vec{u}_2) \quad (2.15)$$

oder

$$\varphi(\vec{u}_1 + \vec{u}_2) = \varphi(\vec{u}_1) + \varphi(\vec{u}_2) - \beta(\vec{u}_1, \vec{u}_2). \quad (2.16)$$

Damit haben wir wieder eine Formel zur rekursiven Berechnung der Phase. Allerdings brauchen wir drei Startwerte (für zweidimensionale Bilder). Der erste ist wie bei Knox-Thompson $\varphi(0) = 0$. Für die anderen beiden nutzen wir aus, daß eine Verschiebung des Bildes der Addition eines linearen Terms zur Phase entspricht (siehe Anhang A.3). Umgekehrt können wir durch Verschieben des Bildes immer erreichen, daß

$$\varphi(0, 1) = \varphi(1, 0) = 0. \quad (2.17)$$

Die weiteren Phasen erhält man, indem man über viele Paare (\vec{u}_1, \vec{u}_2) mit gleicher Summe $\vec{u} = \vec{u}_1 + \vec{u}_2$ mittelt:

$$\varphi(\vec{u}) = \text{Arg} \left(\sum_{\substack{|\vec{u}_1| < |\vec{u} - \vec{u}_1| \\ |\vec{u}_1| < u_{\max}}} \exp(i(\varphi(\vec{u}_1) + \varphi(\vec{u} - \vec{u}_1) - \beta(\vec{u}_1, \vec{u} - \vec{u}_1))) \right). \quad (2.18)$$

Der Parameter u_{\max} begrenzt dabei die Anzahl der Pfade zum Punkt \vec{u} . Größere Werte für u_{\max} verlängern die Rechenzeit, führen aber ab einer gewissen Grenze nicht mehr zur Verbesserung des Ergebnisses. Bild 2.9 zeigt ein Beispiel für ein Resultat mit $u_{\max} = 10$ pixel, das bedeutet, um die Phase eines Punktes zu rekonstruieren, wurden bis zu $\pi \cdot 10^2 = 314$ Paare benutzt⁷.

Es existiert noch eine andere Methode⁸, die Phase aus dem Bispektrum zu ermitteln, die nicht rekursiv arbeitet (Glindemann und Dainty 1993). Statt dessen geht man von einer Schätzung für die Fouriertransformierte des Bildes aus und behandelt die Bildpunkte als voneinander unabhängige Parameter, aus denen man wieder die Bispektrums-Phase berechnen kann. Ein Fitalgorithmus variiert die Werte an den Bildpunkten und versucht, die quadratische Abweichung zwischen gemessener und aus dem geschätzten Bild berechneter Bispektrums-Phase zu minimieren. Ein Nachteil dieser Methode ist, daß der gesamte benutzte Teil des Bispektrums gleichzeitig benötigt wird. Daher braucht diese Methode deutlich mehr Speicherplatz als das rekursive Verfahren, bei dem jeweils nur die Punkte des Bispektrums berechnet werden, aus denen man die Phase des nächsten Bildpunkts ermittelt. Für die vorliegende Arbeit wurde deshalb nur das rekursive Verfahren verwendet.

⁷ Andere Autoren würden hier von 314 „Subplanes“ sprechen, weil man 314 Ebenen aus dem vierdimensionalen Bispektrum benutzt.

⁸ “There’s More Than One Way To Do It.” (Wall et al. 1996).

2.9 Rücktransformation der Bilder

Wenn wir Betrag und Phase der Fouriertransformierten haben, können wir die Rücktransformation durchführen, um wieder „normale“ Bilder im Ortsraum zu erhalten. Das dient eigentlich nur noch dazu, sich und andere davon zu überzeugen, daß nach der langwierigen Rechnung wirklich Bilder mit der gewünschten hohen Auflösung herauskommen. Die Parameter, die wir messen wollen, lassen sich besser aus der Fouriertransformierten bestimmen. Das Resultat einer Rücktransformation zeigt Bild 2.10 am Ende des Kapitels.

2.10 Bestimmung der Doppelsternparameter

Das Bild eines Doppelsterns kann durch sechs Parameter beschrieben werden: Die Position in x - und y -Richtung und die Helligkeit jeder der beiden Komponenten. Wenn wir anhand des typischen Streifenmusters (siehe Bild 2.7 – 2.9 und Anhang A) erkannt haben, daß es sich um einen Doppelstern handelt, dann wollen wir diese Parameter bestimmen.

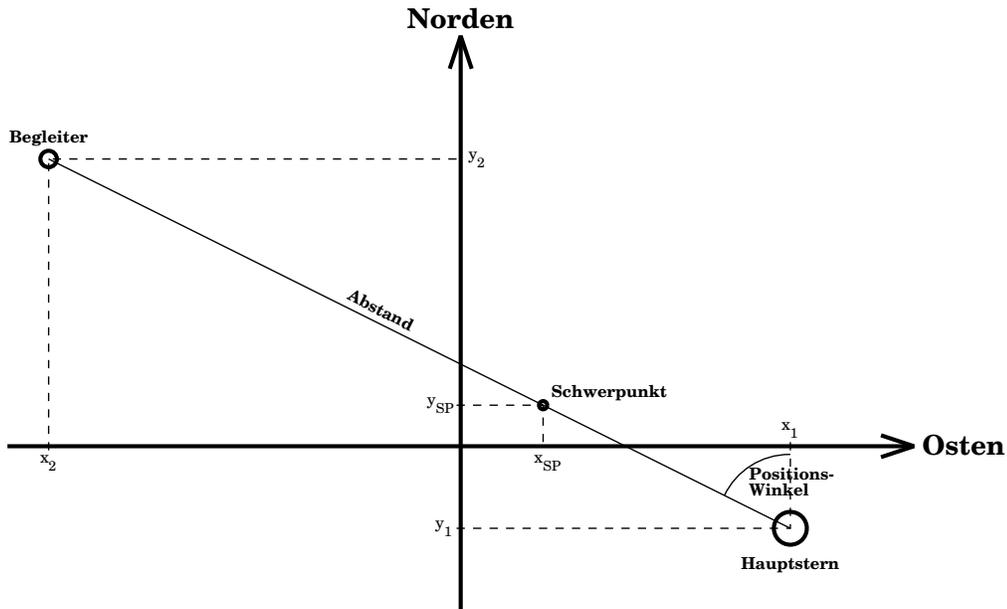


Bild 2.1: Parameter zur Beschreibung eines Doppelsterns. Die Helligkeiten sollen durch die verschiedenen Durchmesser der Sternkreise angedeutet werden. Die Positionen kann man entweder durch (x_1, y_1) und (x_2, y_2) oder durch (x_{SP}, y_{SP}) und Abstand sowie Positionswinkel angeben.

Zunächst stellen wir fest, daß wir an den absoluten Positionen gar nicht interessiert sind, sondern nur an der relativen. Die absolute Helligkeit läßt sich besser aus einem langbelichteten Bild bestimmen, weil dort kein Referenzstern beteiligt ist, der zu einem zusätzlichen Fehler führt. Aus den hochaufgelösten Aufnahmen wollen wir nur die Helligkeitsdifferenz bestimmen. Wohlgedenkt: Das bedeutet nicht, daß es nicht möglich ist, aus Speckle-Beobachtungen die Gesamthelligkeit zu bestimmen, sondern nur, daß es nicht sinnvoll ist, das anhand von Visibility und Phase zu machen. Die gleiche Information erhält man besser aus im Ortsraum aufaddierten Bildern. Außerdem muß man zur Kalibration der Photometrie in der gleichen Nacht Standardsterne mit genau bekannten Helligkeiten beobachten,

für die man in der Regel während der Speckle-Beobachtungen an einem großen Teleskop keine Zeit opfern will.

Da man also aus den fouriertransformierten Bildern nur die Positions- und Helligkeitsdifferenzen bestimmen will, ist es günstiger, sechs andere Parameter zu wählen: Die Position des Schwerpunkts der Helligkeitsverteilung, die Gesamthelligkeit, Abstand und Positionswinkel der beiden Sterne und die Helligkeitsdifferenz, ausgedrückt als Verhältnis der Flüsse.

Die letzten drei Parameter lassen sich leider nicht analytisch aus den Daten berechnen, sondern müssen durch einen Fitalgorithmus bestimmt werden, der iterativ arbeitet: In jedem Schritt werden mehrere Parametersätze ausprobiert, d. h. die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen Modell und der rekonstruierten Fouriertransformierten berechnet. Dabei beschränken wir uns auf einen kreisförmigen Bereich im Frequenzraum, dessen Radius empirisch so bestimmt wird, daß das Rauschen keine zu großen Störungen verursacht. Anhand dieser Abweichungen entscheidet das Computerprogramm, welche Parametersätze im nächsten Schritt ausprobiert werden sollen, oder ob die Parameter genau genug bestimmt wurden. Es gibt verschiedene Algorithmen, wie diese Entscheidungen getroffen werden, für eine ausführlichere Diskussion siehe Press et al. (1994). Wir haben zwei verschiedene Algorithmen verwendet: das AMOEBA genannte Verfahren, das in Press et al. (1994) beschrieben ist, sowie eine sehr einfache Methode, bei der eine relativ große Anzahl von Modellen berechnet wird, die gleichmäßig über einen gewissen Bereich im Parameterraum verteilt sind. Im nächsten Schritt wird dann ein kleinerer Bereich um das beste Modell verwendet. Dieser Algorithmus braucht zwar vergleichsweise viel Rechenzeit, hat aber den Vorteil, daß er sehr zuverlässig das beste Modell in dem vorgegebenen Bereich findet.

Vor der Berechnung der Differenzen zwischen Modell und Daten werden die optimalen Werte für Gesamthelligkeit und Lage des Schwerpunkts ermittelt, d. h. die Werte, an denen die Abweichungen für die durch das Modell festgelegten Werte der anderen drei Parameter minimal werden. Da der Betrag der Fouriertransformierten linear von der Gesamthelligkeit und die Phase linear von den Schwerpunktskoordinaten abhängt (siehe Anhang A), ist das eine relativ einfache lineare Regression.

Die Genauigkeit unserer Parameter bestimmen wir dadurch, daß wir in den Gleichungen (2.8), (2.9) und (2.13) verschiedene Teilmengen unserer Bilder mitteln und dann die Standardabweichung der so bestimmten Werte bilden.

2.11 Bestimmung der Grenzhelligkeit unentdeckter Begleiter

Wenn wir bei der Inspektion von Betrag und Phase der entfalteten Fouriertransformierten zu dem Ergebnis kommen, daß es sich um keinen Doppelstern handelt, dann wollen wir eine Grenzhelligkeit angeben, oberhalb derer wir einen Begleiter mit ausreichender Sicherheit ausschließen können. Dazu bestimmen wir, wie weit unsere Daten von den für eine Punktquelle erwarteten Werten (Betrag konstant, Phase gleich Null) abweichen. Daraus wird berechnet, wie hell ein hypothetischer Begleitstern wäre, der zu diesen Abweichungen führt. Diese Helligkeit geben wir als maximale Helligkeit unentdeckter Begleiter an, da schwächere Sterne durch das Rauschen der Daten „versteckt“ werden.

Um die Abweichungen zu bestimmen, wird die Projektion der zweidimensionalen Daten auf eine gegenüber der x -Richtung gedrehte Achse berechnet. Ebenso wie bei der Bestimmung der Doppelsternparameter beschränken wir uns auf einen kreisförmigen Bereich mit einem empirisch bestimmten Radius. Diese Projektion berechnet man für verschiedene Positionswinkel der Achse, die typischerweise in 10° -Schritten von 0° bis 360° laufen.

Aus der Kurvenschar der Beträge bestimmt man die untere Einhüllende, wobei man die Fehlerbalken berücksichtigt (genau genommen sucht man also die untere Einhüllende der unteren Fehlergrenzen). Für jeden Frequenzpunkt kann man nach Gleichung (A.6) ein Helligkeitsverhältnis berechnen, wenn man annimmt, daß die Abweichung der Einhüllenden von 1.0 das erste Minimum der Visibilitykurve eines Doppelsterns darstellt. In seltenen Fällen kommt es vor, daß die projizierten Werte stellenweise größer als 1.0 sind. Das würde einem Objekt entsprechen, das teilweise eine negative Intensität hat, ist also physikalisch unmöglich. In solchen Fällen setzen wir den Wert der Visibility auf 1.0 und verwenden praktisch nur die Größe der Fehlerbalken zur Bestimmung der unteren Einhüllenden. Nach der Umrechnung von Raumfrequenzen in Abstände erhält man eine Kurve, die die Maximalhelligkeit eines möglichen Begleitsterns in Abhängigkeit vom Abstand zeigt.

Soweit wurde das Verfahren schon in der Doktorarbeit von T. Henry (1991) beschrieben. In der vorliegenden Arbeit wurde es auf die Phase der Fouriertransformierten erweitert, wo man ähnlich vorgehen kann. Da die Phase jedoch, je nachdem, auf welcher Seite der zweite Stern steht, ansteigen oder abfallen kann (siehe Anhang A.2), verwenden wir nicht die untere Einhüllende, sondern diejenige der beiden Abweichungen nach oben und unten, die den größeren Betrag hat. Das Helligkeitsverhältnis ergibt sich dann aus Gleichung (A.11) unter der Annahme, daß sich an dieser Stelle ein Plateau der Phasenkurve befindet (Bild A.2 zeigt ein paar Beispiele für die Phase von Doppelsternen). Bei weiter entfernten Begleitsternen wären mehrere solche Plateaus zu sehen. In diesem Fall nehmen wir das Minimum der Helligkeitsverhältnisse, die sich aus den verschiedenen Stufen ergeben. Auch hier erhalten wir eine Kurve, die die maximal mögliche Helligkeit in Abhängigkeit vom Abstand zeigt.

Am Ende kombinieren wir die beiden Kurven. An Stellen, an denen sich sowohl aus Visibility als auch aus der Phase eine Grenzhelligkeit ergibt, verwenden wir den jeweils niedrigeren Wert.

2.12 Beispiel-Bilder

Auf der folgenden Farbseite finden sich einige Beispiele, die demonstrieren sollen, wie sich die in diesem Kapitel beschriebenen Verarbeitungsschritte auf die Bilder auswirken. Es handelt sich dabei um einen Datensatz des Sterns Nr. 63 in Taurus-Auriga (RXJ0452.8+1621), der am 15. Dezember 1994 am 3.5 m-Teleskop auf dem Calar Alto aufgenommen wurde.

Bild 2.2: Ein typisches kurzbelichtetes Bild. Man erkennt die „Speckles“, die der ganzen Methode ihren Namen gaben. Man ahnt auch, daß es sich um einen Doppelstern handelt.

Bild 2.3: Der Mittelwert aus 128 Rohbildern, wie sie zu Beginn der Datenreduktion aussehen. Die hellen und dunklen Punkte sind die in Abschnitt 2.4 erwähnten *Badpixel*.

Bild 2.4: Gemitteltes Bild nach der Vorreduktion, also nach dem Abzug des Himmels, der Division durch das Flatfield und der Korrektur der Badpixel.

Bild 2.5: Shift-and-Add Bild. Hier ist deutlich zu erkennen, daß es sich um einen Doppelstern handelt. Allerdings wird ein zweiter Begleitstern auf der gegenüberliegenden Seite vorgetäuscht. Außerdem sieht man den typischen Halo um das Objekt, der durch den Shift-and-Add Algorithmus erzeugt wird.

Bild 2.6: Gemitteltes Bild, nachdem die Ränder interpoliert wurden (siehe Abschnitt 2.6). Hier wurde eine logarithmische Farbskala gewählt, so daß der interpolierte Teil des Hintergrunds erkennbar ist.

Bild 2.7: Die nach Gleichung (2.8) berechnete Visibility. Man erkennt das für einen Doppelstern typische Streifenmuster, allerdings mit einigen Störungen aufgrund nicht ganz perfekter Seeing-Korrektur. Es ist auch deutlich zu sehen, daß wir das Bild nur in einem ungefähr kreisförmigen Gebiet entfalten können. Dessen Radius ist durch die Auflösung des Teleskops gegeben.

Bild 2.8: Die nach Knox-Thompson berechnete Phase. Man erkennt auch hier das typische Streifenmuster und einige Störungen.

Bild 2.9: Die aus dem Bispektrum berechnete Phase. Da dieses Verfahren sehr rechenaufwendig ist, verzichten wir gewöhnlich auf die Werte in den Ecken des Bildes, wenn sie jenseits der Auflösungsgrenze liegen. Die Streifen in den Ecken entstehen durch den Algorithmus, den wir nach der Rechnung anwenden, um Phasensprünge um 2π zu glätten.

Bild 2.10: Das zurücktransformierte Bild. Hier besteht keinerlei Zweifel mehr, daß wir einen Doppelstern vor uns haben. Die Ringe um die beiden Sterne entstehen dadurch, daß wir nur den kreisförmigen Teil der Fouriertransformierten verwenden, in dem wir Betrag und Phase tatsächlich berechnen konnten. Das heißt, wir multiplizieren mit einer Maske, die innerhalb eines Kreises mit Radius 64 Pixel konstant eins und außerhalb konstant Null ist. Die Multiplikation mit dieser Maske im Fourierraum entspricht der Faltung mit der Wurzel des Airy-Scheibchens im Ortsraum. Mathematisch ist das fast der gleiche Effekt, der die Beugungsringe im Teleskop erzeugt, allerdings sind die Ringe hier relativ zum Stern heller als bei der Beugung im Teleskop.

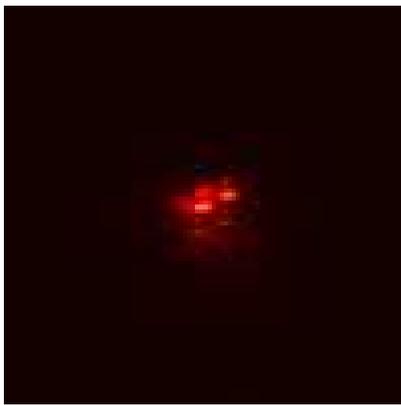


Bild 2.2

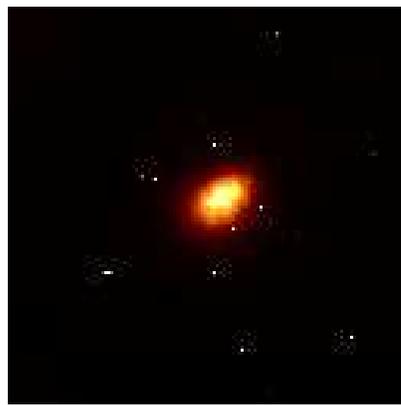


Bild 2.3

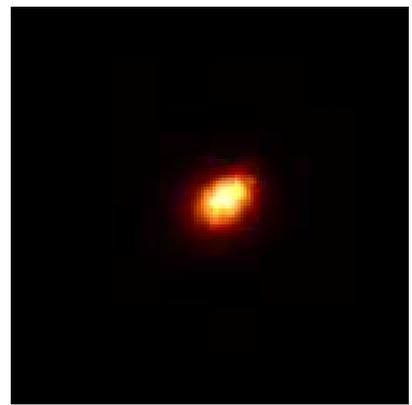


Bild 2.4

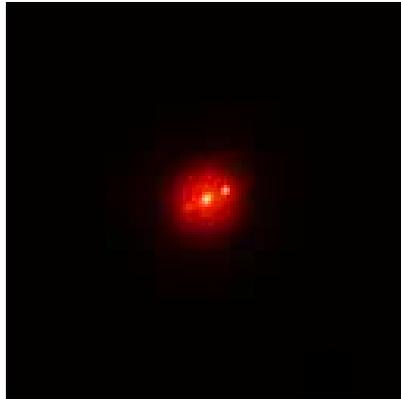


Bild 2.5

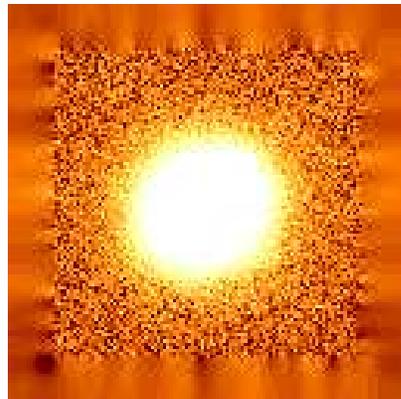


Bild 2.6

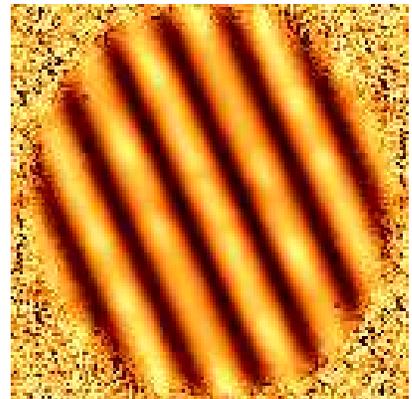


Bild 2.7



Bild 2.8



Bild 2.9

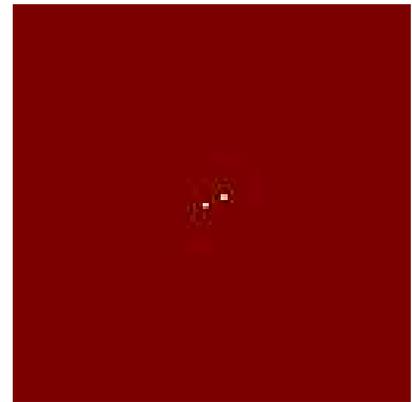


Bild 2.10

Kapitel 3:

Taurus-Auriga



Bild 3.1: Die Kuppel des 3.5 m-Teleskops auf dem Calar Alto vor dem aufgehenden Mond. Rechts über der Kuppel sind die Hyaden zu erkennen, am oberen Bildrand die Plejaden. Die Sterne, um die es in diesem Kapitel geht, befinden sich in etwa in dem Bereich senkrecht über der Teleskopkuppel. Aufnahmedaten: 13. Oktober 1995, $f = 50$ mm, Blende 1:1.4, $t = 20$ sec (ohne Nachführung), 400 ASA Diafilm.

3.1 Die Objektliste

Die Liste der T Tauri-Sterne in Taurus, auf denen die vorliegende Arbeit beruht, war eines der Ergebnisse der Doktorarbeit von Rainer Wichmann (Wichmann 1994, Wichmann et al. 1996). Er suchte unter den Röntgenquellen, die im ROSAT All-Sky Survey und in pointierten ROSAT-Beobachtungen gefunden wurden, nach unentdeckten T Tauri-Sternen. Dazu spektroskopierte er alle Sterne, die sich innerhalb des Fehlerkreises um eine Röntgenquelle befinden und die heller als etwa 16^{mag} sind. Anhand der Spektren wurde dann der Spektraltyp und die Stärke der Lithium I $\lambda 6707$ -Absorptionslinie bestimmt. Die Kriterien für die Identifikation als T Tauri-Stern waren:

- ein Spektraltyp später als F0.
- eine Li I $\lambda 6707$ -Absorptionslinie mit einer Äquivalentbreite $\geq 0.1 \text{ \AA}$.

Damit wurden insgesamt 76 zuvor unentdeckte T Tauri-Sterne zwischen 4^{h} und 5^{h} in Rektaszension und zwischen 15° und 34° in Deklination identifiziert. 68 der Röntgenquellen wurden im All-Sky Survey, die anderen 8 mit pointierten Beobachtungen gefunden. 72 der Sterne zählen zu den Weak-line T Tauri-Sternen, 4 zu den klassischen T Tauri-Sternen. Die vollständige Objektliste findet sich in Tabelle C.1, eine Karte in Bild 3.2 und ein Histogramm der Objekthelligkeiten in Bild 3.3.

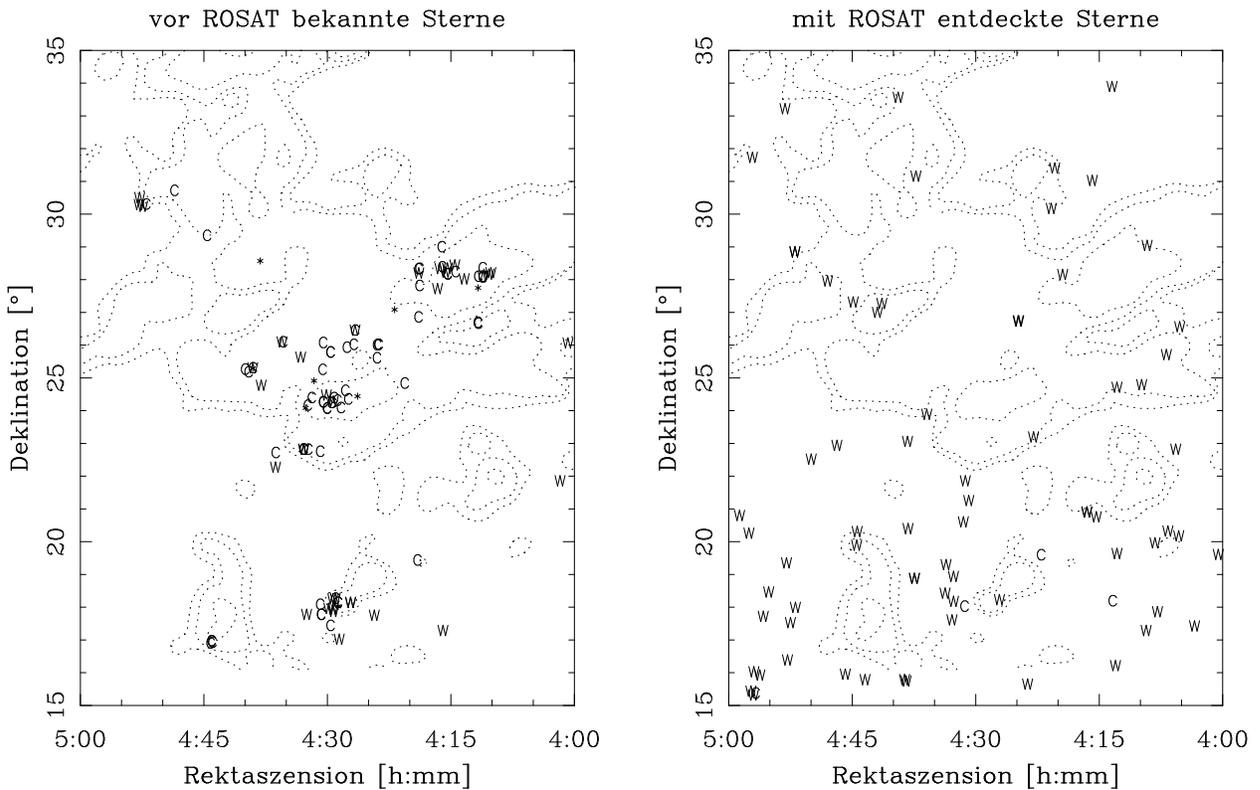


Bild 3.2: Die räumliche Verteilung der T Tauri-Sterne in Taurus-Auriga. Links sind die Sterne eingetragen, deren Doppelsternhäufigkeit in Leinert et al. (1993) untersucht wurde, rechts die Sterne, die mit Hilfe von ROSAT-Beobachtungen entdeckt wurden und die in der vorliegenden Arbeit untersucht werden. Klassische T Tauri-Sterne sind mit „C“ markiert, Weak-line T Tauri-Sterne mit „W“ und unklassifizierte T Tauri-Sterne mit „*“. Die CO-Linienflüsse aus Kenyon et al. (1990) sind als Konturen eingetragen, um zu zeigen, wo sich die Molekülwolken befinden.

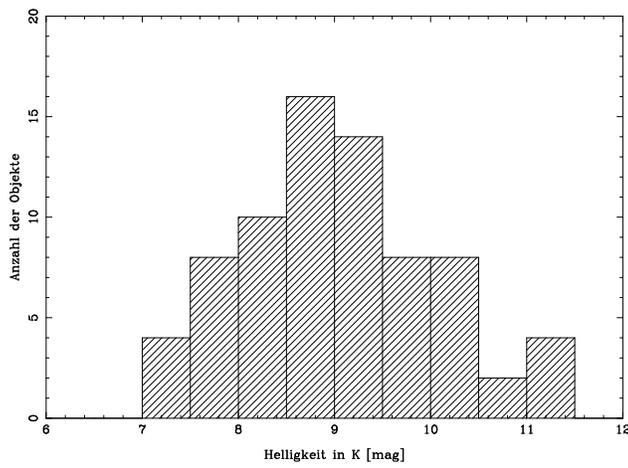


Bild 3.3: Verteilung der K-Helligkeiten der mit Hilfe von ROSAT entdeckten T Tauri-Sterne in Taurus-Auriga. Der Stern RXJ0422.9+2310 wurde nicht eingetragen, da wir nur wissen, daß er schwächer als ca. 12^{mag} ist.

Bei unseren Beobachtungen stellte sich heraus, daß einer der Sterne (Nr. 26 in Wichmann (1996) bzw. RXJ0422.9+2310) für Speckle-Beobachtungen zu lichtschwach ist. Wir beobachteten ihn im Oktober 1995 und September 1996 und benötigten eine Integrationszeit von 3 Sekunden, um ein Signal von wenigen 100 Counts, das entspricht wenigen 1000 Elektronen, zu bekommen. Da diese Integrationszeit viel länger als die Kohärenzzeit ist, mußten wir diesen Stern bei unserer Durchmusterung auslassen.

Zwei andere Sterne (Nr. 42 und 43 bzw. RXJ0437.4+1851A und B) sind nur $4''$ voneinander entfernt, so daß wir sie nach unseren Kriterien (s. u.) als Doppelstern zählen. Damit enthält unsere Durchmusterung 74 Systeme in Taurus-Auriga, wobei wir sowohl Einzel- als auch Mehrfachsterne als „System“ bezeichnen.

3.2 Beobachtungen

Die Speckle-Beobachtungen wurden auf dem Calar Alto am 3.5 m-Teleskop mit dem f/45-Sekundärspiegel durchgeführt. Die verwendete Kamera war MAGIC¹ mit ihrer High Resolution Optik (Herbst et al. 1993), die mit einem NICMOS3-Detektor mit 256×256 Pixeln ausgestattet ist. Alle Sterne wurden im K-Band bei $2.2 \mu\text{m}$ Wellenlänge beobachtet, ein Teil der Doppelsterne auch im H-Band bei $1.65 \mu\text{m}$. Dabei hielten wir uns an die in Abschnitt 2.3 beschriebene Vorgehensweise.

In der für Speckle-Aufnahmen verwendeten Konfiguration hatten wir ein Gesichtsfeld von $18'' \times 18''$. Um weiter entfernte Begleitsterne zu finden, nahm ich Direktaufnahmen am 2.2 m- und 1.23 m-Teleskop auf dem Calar Alto sowie am 2.2 m-Teleskop des MPIA auf La Silla auf. Auf dem Calar Alto wurde hierbei ebenfalls MAGIC verwendet, auf La Silla IRAC2b², die den gleichen NICMOS3-Detektor besitzt.

Eine tabellarische Übersicht der Beobachtungsaufenthalte findet sich in Tabelle 3.1, die Bilder 3.4 und 4.4 zeigen die verwendeten Teleskope.

¹ MPIA General Purpose Infrared Camera.

² Infrared Array Camera.

Tabelle 3.1: Beobachtungskampagnen, in denen Sterne aus Tabelle C.1 beobachtet wurden.

Datum	Teleskop	Instrument	Gesichtsfeld
15. – 18. Sep. 1994	3.5 m, Calar Alto	MAGIC	18" × 18"
12. – 15. Dez. 1994	3.5 m, Calar Alto	MAGIC	18" × 18"
21. – 25. Jan. 1995	2.2 m, Calar Alto	MAGIC	164" × 164"
8. – 10. Okt. 1995	3.5 m, Calar Alto	MAGIC	18" × 18"
31. Dez. '95 – 2. Jan. 1996	3.5 m, Calar Alto	MAGIC	18" × 18"
2. – 3. Feb. 1996	1.2 m, Calar Alto	MAGIC	291" × 291"
28. Feb. – 4. März 1996	2.2 m, La Silla	IRAC2b	71" × 71"
27. – 29. Sep. 1996	3.5 m, Calar Alto	MAGIC	18" × 18"
24. Nov. 1996	2.2 m, Calar Alto	MAGIC	164" × 164"
29. – 30. Nov. 1996	3.5 m, Calar Alto	MAGIC	18" × 18"

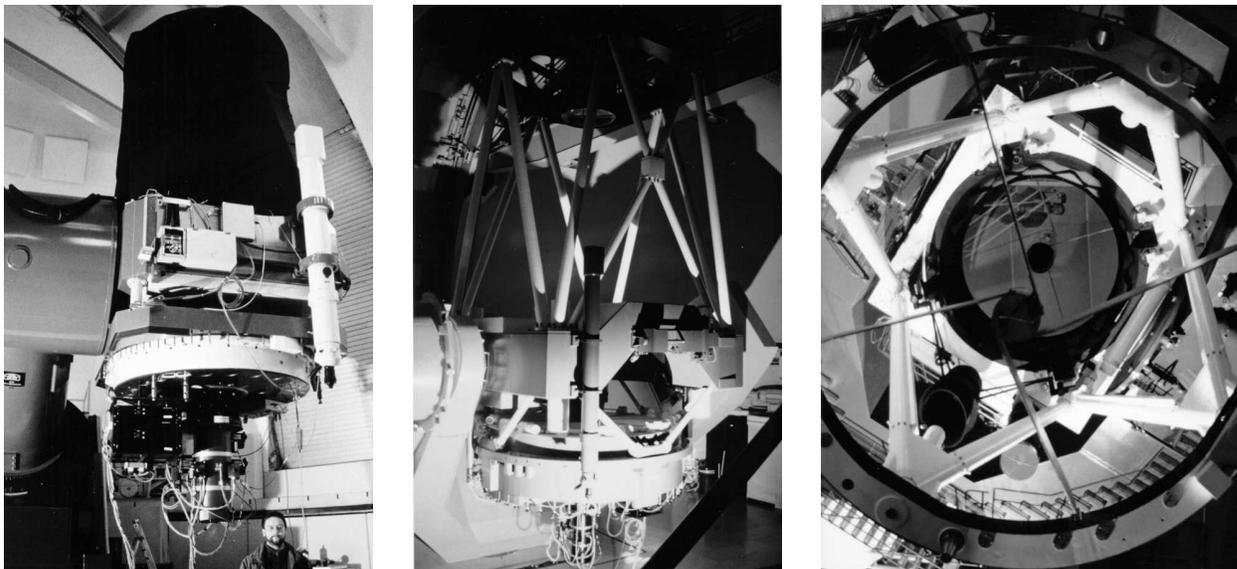


Bild 3.4: Die verwendeten Teleskope auf dem Calar Alto. Links das 1.23 m mit Blue Magic. In der Mitte das 2.2 m mit Black Magic. Rechts das 3.5 m aus einer etwas ungewöhnlichen Perspektive: von vorne. Wenn es in der Cassegrain-Bohrung nicht so dunkel wäre, könnte man das Eintrittsfenster von Magic sehen.

Die Datenauswertung folgte dem in Kapitel 2 beschriebenen Verfahren, wobei die Phase sowohl nach Knox-Thompson, als auch aus dem Bispektrum berechnet wurde.

3.3 Ergebnisse

3.3.1 Doppel- und Mehrfachsterne

Tabelle 3.2 listet alle Doppel- und Mehrfachsterne auf, die wir gefunden haben. Der engste ist etwa 0.06" getrennt, das entspricht der optimistischsten Definition der Auflösungsgrenze des 3.5 m-Teleskops bei 2.2 μm . Wie in Anhang A.4 beschrieben, setzt man dabei voraus, daß es wirklich ein Doppelstern ist und nicht eine elongierte Struktur, wie z. B. ein bipolarer Nebel. Wenn wir den gleichen Stern ein paar Jahre später wieder beobachten, können

Tabelle 3.2: Doppel- und Mehrfachsterne in Taurus-Auriga. Die Bezeichnung „AB-C“ ist so zu verstehen, daß sich Abstand und Positionswinkel auf die Differenz zwischen Schwerpunkt des Systems AB und dem Stern C beziehen. Das Helligkeitsverhältnis ist der Fluß von C geteilt durch den Gesamtfluß von A und B. Mit ^P gekennzeichnete Sterne wurden in pointierten ROSAT-Beobachtungen entdeckt.

Nr.	Name		Datum der Beobachtung	Abstand ["]	Positionswinkel [°]	Helligkeitsverhältnis in K
1	HD 285281		12. Dez. 94	0.773 ± 0.001	190.7 ± 0.4	0.323 ± 0.01
5	HD 284135		15. Sep. 94	0.378 ± 0.001	75.2 ± 0.5	0.822 ± 0.019
7	RXJ0406.8+2541		15. Sep. 94	0.977 ± 0.019	12.3 ± 1.2	0.964 ± 0.024
10	RXJ0409.1+2901		2. Jan. 96	6.786 ± 0.006	138.7 ± 1.0	0.231 ± 0.001
			3. Mär. 96	6.764 ± 0.025	138.9 ± 0.2	0.245 ± 0.012
13	RXJ0412.8+1937		12. Dez. 94	2.568 ± 0.004	35.3 ± 0.4	0.379 ± 0.014
17	RXJ0413.4+3352		8. Okt. 95	1.008 ± 0.001	247.9 ± 0.1	0.056 ± 0.004
18	RXJ0415.3+2044		12. Dez. 94	0.589 ± 0.001	356.8 ± 0.4	0.170 ± 0.009
19	RXJ0415.8+3100		16. Sep. 94	0.940 ± 0.001	147.2 ± 0.5	0.264 ± 0.006
24	RXJ0420.8+3009	A-B	16. Sep. 94	0.189 ± 0.009	342.4 ± 1.2	0.622 ± 0.077
		AB-C	21. Jan. 95	6.648 ± 0.013	59.3 ± 0.1	0.201 ± 0.003
		AB-C	24. Nov. 96	6.693 ± 0.032	59.6 ± 0.7	0.242 ± 0.014
25	RXJ0422.1+1934 ^P		2. Feb. 96	11.758 ± 0.057	316.8 ± 0.1	0.057 ± 0.006
29	BD+26 718B	A-a	16. Sep. 94	0.496 ± 0.001	320.1 ± 0.5	0.148 ± 0.016
		A-a	27. Sep. 96	0.474 ± 0.002	320.0 ± 0.1	0.147 ± 0.011
		A-B	16. Sep. 94	7.872 ± 0.071	158.7 ± 0.9	0.452 ± 0.005
		A-B	24. Nov. 96	7.936 ± 0.045	158.4 ± 0.1	0.488 ± 0.002
		B-b	16. Sep. 94	0.166 ± 0.007	136.8 ± 9.0	0.510 ± 0.09
		B-b	27. Sep. 96	0.155 ± 0.002	133.4 ± 0.2	0.612 ± 0.029
30	BD+17 724B		8. Okt. 95	0.100 ± 0.011	208.7 ± 9.7	0.123 ± 0.022
			27. Sep. 96	0.083 ± 0.003	193.5 ± 2.1	0.240 ± 0.018
31	RXJ0430.8+2113		14. Dez. 94	0.389 ± 0.013	151.5 ± 2.0	0.037 ± 0.013
32	HD 284496		28. Feb. 96	4.598 ± 0.061	337.7 ± 1.4	0.020 ± 0.0015
33	RXJ0431.3+1800 ^P		2. Feb. 96	10.423 ± 0.074	238.9 ± 0.5	0.075 ± 0.0143
40	RXJ0435.9+2352	A-B	17. Sep. 94	0.069 ± 0.001	166.8 ± 0.9	0.309 ± 0.015
		AB-C [†]	2. Feb. 96	11.315 ± 0.011	270.4 ± 0.1	0.170 ± 0.003
41	RXJ0437.2+3108		17. Sep. 94	0.109 ± 0.002	16.3 ± 1.0	0.386 ± 0.009
42/43	RXJ0437.4+1851		14. Dez. 94	4.345 ± 0.003	185.0 ± 0.4	0.680 ± 0.01
			24. Nov. 96	4.353 ± 0.038	184.7 ± 0.3	0.730 ± 0.01

[†] Der Stern Nr. 40C ist kein T Tauri-Stern (siehe Abschnitt 3.3.3).

wir diese beiden Möglichkeiten unterscheiden, da ein enger Doppelstern durch seine Bahnbewegung dann einen anderen Positionswinkel haben sollte. Da wir solche Beobachtungen (noch) nicht haben, verwenden wir als untere Abstandsgrenze für die systematische Durchmusterung $0.13''$.

Die obere Grenze im Abstand haben wir bei $13''$ gesetzt; das ist der gleiche Wert, den Leinert et al. (1993) verwendeten. Bei diesem Abstand ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein zufällig in der Nähe eines T Tauri-Sterns stehender Hintergrundstern einen gravitativ gebundenen Doppelstern vortäuscht, noch nicht allzu groß (siehe Abschnitt 3.3.3).

Im Abstandsintervall zwischen $0.13''$ und $13''$ fanden wir 29 Doppel-, 6 Dreifach- und einen Vierfachstern. Wir bezeichnen die in K hellste Komponente jeweils mit A, die andere Komponente bei Doppelsternen mit B. In Dreifachsystemen nennen wir den Begleiter mit dem kleineren Abstand B und den weiter entfernten C. Da alle Dreifachsterne außer dem Stern Nr. 47 hierarchisch aufgebaut sind, ist das die intuitiv richtige Reihenfolge. Der Vierfachstern besteht aus zwei Sternpaaren, daher erschien es vernünftig, das hellere Paar mit A und das schwächere mit B zu bezeichnen. Zur Kennzeichnung der engen Begleitsterne

Tabelle 3.2: Doppel- und Mehrfachsterne in Taurus-Auriga (Fortsetzung).

Nr.	Name		Datum der Beobachtung	Abstand ["]	Positionswinkel [°]	Helligkeitsverhältnis in K
44	RXJ0438.2+2023		14. Dez. 94	0.464 ± 0.003	352.4 ± 0.6	0.911 ± 0.032
45	RXJ0438.2+2302		2. Feb. 96	9.190 ± 0.057	93.3 ± 0.1	0.101 ± 0.013
47	HD 285957	A-B	15. Dez. 94	9.463 ± 0.017	200.0 ± 0.4	0.184 ± 0.007
		A-B	24. Nov. 96	9.504 ± 0.064	199.0 ± 0.5	0.202 ± 0.012
		A-C	21. Jan. 95	10.345 ± 0.006	312.0 ± 0.1	0.013 ± 0.001
		A-C	24. Nov. 96	10.396 ± 0.045	312.9 ± 0.3	0.014 ± 0.001
49	RXJ0441.4+2715		18. Sep. 94	0.065 ± 0.002	216.0 ± 1.7	0.558 ± 0.089
50	HD 283798	A-B	18. Sep. 94	1.631 ± 0.001	303.1 ± 0.5	0.043 ± 0.005
		AB-C	29. Feb. 96	7.147 ± 0.067	64.2 ± 0.5	0.005 ± 0.002
52	RXJ0444.3+2017		3. Mär. 96	9.868 ± 0.029	159.7 ± 0.1	0.105 ± 0.037
53	RXJ0444.4+1952	A-B	14. Dez. 94	0.207 ± 0.001	158.1 ± 0.7	0.927 ± 0.034
		AB-C	3. Feb. 96	6.078 ± 0.045	96.3 ± 0.6	0.206 ± 0.043
		AB-C	24. Nov. 96	6.113 ± 0.025	97.2 ± 0.3	0.156 ± 0.003
54	RXJ0444.9+2717		18. Sep. 94	1.754 ± 0.001	48.1 ± 0.5	0.102 ± 0.001
55	HD 30171		21. Jan. 95	12.926 ± 0.064	175.8 ± 0.1	0.207 ± 0.001
57	RXJ0447.9+2755		18. Sep. 94	0.639 ± 0.001	86.5 ± 0.5	0.895 ± 0.024
58	RXJ0450.0+2230	A-B	14. Dez. 94	2.072 ± 0.004	84.1 ± 0.4	0.032 ± 0.001
		AB-C	2. Feb. 96	8.361 ± 0.091	296.1 ± 0.4	0.033 ± 0.013
59	RXJ0451.8+1758		14. Dez. 94	0.568 ± 0.001	344.8 ± 0.4	0.756 ± 0.023
60	RXJ0451.9+2849A		21. Jan. 95	7.636 ± 0.025	106.7 ± 0.3	0.025 ± 0.002
61	RXJ0451.9+2849B		12. Dez. 94	0.287 ± 0.006	321.4 ± 2.7	0.80 ± 0.1
63	RXJ0452.8+1621		15. Dez. 94	0.478 ± 0.001	294.7 ± 0.4	0.837 ± 0.041
64	RXJ0452.9+1920		14. Dez. 94	0.425 ± 0.002	304.5 ± 0.6	0.182 ± 0.022
65	RXJ0453.1+3311	A-B	13. Dez. 94	0.687 ± 0.002	340.5 ± 0.4	0.649 ± 0.048
		AB-C	21. Jan. 95	7.834 ± 0.019	300.5 ± 0.1	0.335 ± 0.007
		AB-C	24. Nov. 96	7.853 ± 0.032	300.8 ± 0.3	0.347 ± 0.008
67	RXJ0455.7+1742		15. Dez. 94	0.093 ± 0.002	254.6 ± 1.4	0.684 ± 0.052
69	RXJ0456.7+1521		14. Dez. 94	0.160 ± 0.001	349.1 ± 0.7	0.800 ± 0.034
71	HD 286179		15. Dez. 94	0.112 ± 0.003	208.3 ± 1.3	0.313 ± 0.023
73	RXJ0457.2+1524		15. Dez. 94	0.570 ± 0.001	43.9 ± 0.4	0.955 ± 0.02
74	RXJ0457.5+2014		14. Dez. 94	6.867 ± 0.006	205.5 ± 0.4	0.108 ± 0.005
			24. Nov. 96	6.865 ± 0.057	204.8 ± 0.2	0.132 ± 0.002
75	RXJ0458.7+2046		14. Dez. 94	6.113 ± 0.014	220.4 ± 0.4	0.002 ± 0.0002

verwenden wir dann die Buchstaben a bzw. b.

Abstände und Helligkeitsverhältnisse aus Tabelle 3.2 sind in Bild 3.5 noch einmal graphisch aufgetragen.

3.3.2 Unaufgelöste Sterne

In Tabelle 3.3 sind alle Sterne aufgeführt, bei denen wir keinen Begleitstern finden konnten³, zusammen mit der Angabe, wie hell ein Begleiter sein könnte, der uns entgangen ist. Diese Werte wurden nach dem in Abschnitt 2.11 beschriebenen Verfahren bestimmt. Da die Grenze stark vom Abstand abhängt, sind in Anhang D die vollständigen Kurven für jeden Stern einzeln abgedruckt. In Bild 3.5 wurden sie ebenfalls eingetragen, um die Grenze für die gesamte Durchmusterung zu zeigen.

Wie man sieht, hätten wir jeden Begleiter gefunden, der in K heller als 20% des Haupt-

³ Das bedeutet nicht notwendigerweise, daß es Einzelsterne sind, sondern nur, daß sie keinen Begleiter in einem Abstand und Helligkeitsverhältnis haben, in dem wir ihn sehen können.

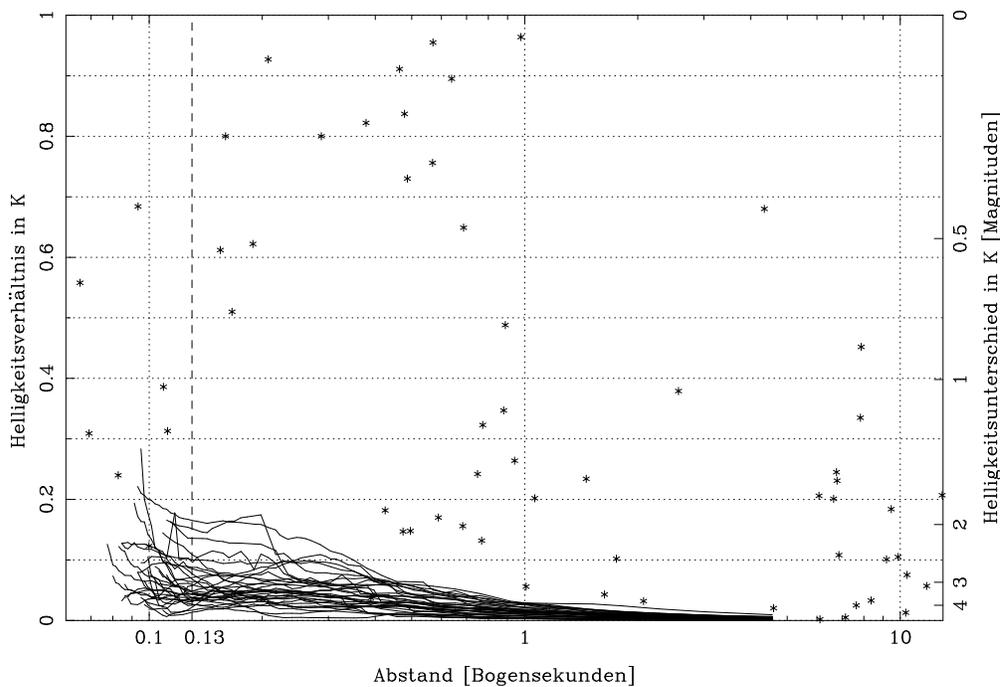


Bild 3.5: Abstand und Helligkeitsverhältnisse der Mehrfachsterne sowie die maximalen Helligkeiten unentdeckter Begleiter. Links ist das Verhältnis der Flüsse in K angegeben, rechts die entsprechende Magnitudendifferenz. Ebenfalls eingezeichnet ist die Auflösungsgrenze bei $0.13''$, die wir für unsere systematische Durchmusterung ansetzen. Die Kurven der maximalen Helligkeit unentdeckter Begleiter sind in Anhang D noch einmal für jeden Stern einzeln abgedruckt. Die Häufung von Doppelsternen bei großen Abständen wird wahrscheinlich durch Hintergrundsterne verursacht.

sterns und zwischen $0.13''$ und $13''$ entfernt ist (20 % des Flusses entsprechen einer Differenz von 1.75 Magnituden). Für alle bis auf fünf Sterne können sogar Begleitsterne ausgeschlossen werden, die heller als 10 % des Hauptsterns sind (das entspricht 2.5 Magnituden). Auch für die verbleibenden fünf können wir so schwache Begleitsterne für Abstände größer als etwa $0.4''$ ausschließen.

Bei der Auswertung der Direktaufnahmen haben wir uns in der Regel auf Sterne beschränkt, die heller als etwa 14^{mag} sind. Damit ist gewährleistet, daß wir auch weite Begleiter bis hinunter zu 10 % der Helligkeit des Hauptsterns zuverlässig finden können (der schwächste Stern unserer Durchmusterung hat 11.25^{mag}). Die schwachen Begleiter, die wir gefunden haben, sind ein weiteres Zeichen dafür, daß diese Grenze tatsächlich erreicht wird.

3.3.3 Verwechslung mit Hintergrundsternen

Das Gesichtsfeld der Aufnahmen, die ich im Februar 1996 am 1.23 m Teleskop gewinnen konnte, ist so groß, daß wir daraus auch die Hintergrundsterndichte bestimmen können. Wir haben 32 Felder mit einer Fläche von je 23.2 Quadratbogenminuten, insgesamt also 742.8 Quadratbogenminuten. In diesen Feldern haben wir die Sterne gezählt, die heller als 14^{mag} sind (d. h. wir verwenden die gleiche Grenzgröße wie bei der Suche nach Begleitern der T Tauri-Sterne). Dabei wurden die Gebiete im Umkreis von ca. $15''$ um die Objekte

Tabelle 3.3: Unaufgelöste Sterne in Taurus-Auriga. Das maximale Helligkeitsverhältnis bezieht sich auf die K-Helligkeiten und Abstände $> 0.13''$. Mit ^P gekennzeichnete Sterne wurden in pointierten ROSAT-Beobachtungen entdeckt.

Nr.	Name	Datum der Beobachtung	Maximales Helligkeitsverhältnis
2	RXJ0403.3+1725	13. Dez. 94	0.04
3	RXJ0405.1+2632	15. Sep. 94	0.1
4	RXJ0405.3+2009	12. Dez. 94	0.08
6	HD 284149	12. Dez. 94	0.06
8	RXJ0407.8+1750	13. Dez. 94	0.07
9	RXJ0408.2+1956	12. Dez. 94	0.1
11	RXJ0409.2+1716	13. Dez. 94	0.07
12	RXJ0409.8+2446	15. Sep. 94	0.13
14	RXJ0412.8+2442	16. Sep. 94	0.13
15	HD 285579	13. Dez. 94	0.07
16	RXJ0413.3+1810	13. Dez. 94	0.08
20	RXJ0416.5+2053A ^P	12. Dez. 94	0.17
21	RXJ0416.5+2053B ^P	12. Dez. 94	0.18
22	RXJ0419.4+2808 ^P	16. Sep. 94	0.03
23	RXJ0420.3+3123	16. Sep. 94	0.06
27	HD 285751	17. Aug. 95	0.09
28	BD+26 718	16. Sep. 94	0.05
34	RXJ0431.4+2035	14. Dez. 94	0.06
35	RXJ0432.6+1809 ^P	13. Dez. 94	0.08
36	RXJ0432.7+1853 ^P	14. Dez. 94	0.05
37	RXJ0432.8+1735 ^P	13. Dez. 94	0.08
38	RXJ0433.5+1916	12. Dez. 94	0.04
39	RXJ0433.7+1823	13. Dez. 94	0.05
46	RXJ0438.4+1543	13. Dez. 94	0.03
48	RXJ0439.4+3332A	18. Sep. 94	0.05
51	RXJ0443.4+1546	13. Dez. 94	0.045
56	RXJ0446.8+2255	14. Dez. 94	0.025
62	RXJ0452.5+1730	15. Dez. 94	0.05
66	HD 31281	15. Dez. 94	0.09
68	RXJ0456.2+1554	15. Dez. 94	0.06
70	RXJ0457.0+1600	14. Dez. 94	0.07
72	RXJ0457.0+3142	14. Dez. 94	0.05
76	RXJ0459.7+1430	14. Dez. 94	0.03

ausgespart, um die Hintergrundsterndichte nicht durch weite Begleiter der T Tauri-Sterne zu verfälschen.

Die Anzahl der Sterne pro Feld entspricht in annehmbarer Näherung einer Poissonverteilung mit dem Erwartungswert (9.5 ± 0.9) Sterne⁴ (siehe Bild 3.6). Das ergibt eine Sterndichte von $(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ Sterne pro Quadratbogensekunde (arcsec^2). Leinert et al. (1993) fanden für Sterne heller als 12^{mag} eine Dichte von $4 \cdot 10^{-5}$ pro arcsec^2 . Der Unterschied wird zum Teil durch die unterschiedliche Grenzgröße verursacht, zum Teil aber wohl auch dadurch, daß die vor ROSAT bekannten T Tauri-Sterne mehr zu den Dunkelwolken hin konzentriert waren. Dort ist die Extinktion höher, und damit sieht man weniger Hintergrundsterne.

⁴ Die Fehlerangabe ist die Standardabweichung des Mittelwerts, also $\sqrt{\sum (x_i - \bar{x})^2 / (N(N-1))}$. Das ist die Genauigkeit, mit der wir den Erwartungswert der Poissonverteilung bestimmt haben. Deren Standardabweichung ist die Quadratwurzel des Erwartungswertes, also $\sqrt{9.5}$.

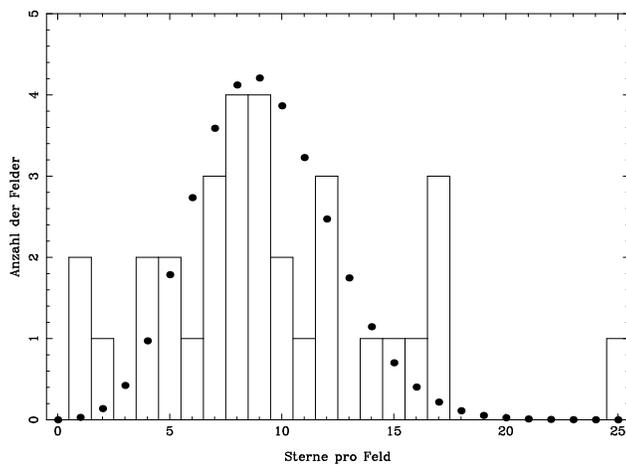


Bild 3.6: Verteilung der Sternzahlen in den 32 Feldern, in denen wir die Hintergrundsterne gezählt haben. Das Histogramm zeigt die Anzahlen, die wir ermittelt haben; die Punkte stellen eine Poissonverteilung dar, die der gleichen mittleren Sterndichte entspricht. In Anbetracht der geringen Zahl der Felder kann man das als gute Näherung akzeptieren.

Bei einer Dichte von $(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ Sternen/arcsec² können wir erwarten, im Umkreis von 13'' um unsere 74 Objekte insgesamt

$$1.1 \cdot 10^{-4} \cdot \pi \cdot 13^2 \cdot 74 = 4.5$$

Hintergrundsterne zu finden. Anders ausgedrückt: Die Wahrscheinlichkeit, im Umkreis von 13'' um ein Objekt einen Hintergrundstern zu finden, beträgt $4.5/74 = 6.0\%$. Die Wahrscheinlichkeit, *zwei* Hintergrundsterne bei einem Objekt zu finden, ist dann $(6\%)^2 = 0.36\%$ usw. Man könnte die Anzahl der durch Hintergrundsterne vorgetäuschten Mehrfachsterne natürlich verringern, indem man den maximalen Abstand kleiner wählt, aber wir verwenden den gleichen Wert wie Leinert et al. (1993), um die beiden Durchmusterungen besser vergleichen zu können.

Im Abstand bis zu 13'' fanden wir insgesamt 36 Mehrfachsterne: 29 doppelte, 6 dreifache und einen vierfachen Stern. Die 4.5 Hintergrundsterne kann man nicht einfach von den 36 abziehen, da ein Hintergrundstern nicht nur aus einem einzelnen T Tauri-Stern einen scheinbar doppelten macht, sondern auch aus einem doppelten einen scheinbar dreifachen usw. Daher muß die Korrektur wie folgt berechnet werden:

Sei S die bisher unbekannte wahre Anzahl von Einzelsternen. Dann wird bei 6% von ihnen ein Hintergrundstern stehen, der einen Doppelstern vortäuscht. Wir zählen also nur $(100 - 6.0)\%$ der Einzelsterne, das sind $S \cdot 0.94$. Aus den 38, die wir in unserem Fall gezählt haben, können wir die wahre Anzahl berechnen: $S = 38/0.94 = 40.4 \pm 1.6$. Der Fehler ergibt sich aus der Überlegung, daß die Anzahl der Hintergrundsterne einer Poissonverteilung folgt. Die Streuung ist daher die Wurzel des Erwartungswertes, hier also $\sqrt{2.4}$.

Das bedeutet weiter, daß 2.4 ± 1.6 unserer Doppelsterne nicht „echt“ sind. Andererseits werden durch die Hintergrundsterne aus 6% der wahren Doppelsterne scheinbare Dreifachsterne. Wir haben 29 Doppelsterne gezählt, die wahre Anzahl ist also $(29 - 2.4)/0.94 = 28.3 \pm 2.0$. In dieser Fehlerangabe sind beide Standardabweichungen enthalten: die der Anzahl der Hintergrundsterne, die bei einem Einzelstern einen doppelten vortäuschen, und die der Anzahl der Hintergrundsterne, die aus einem Doppelstern einen scheinbar dreifachen machen.

Im nächsten Schritt haben wir 1.7 ± 1.3 vorgetäuschte Dreifachsterne. Die wahre Anzahl der Dreifachsterne ist demnach $(6 - 1.7)/0.94 = 4.6 \pm 1.4$. Daraus folgt, daß ungefähr 0.3 Vierfachsterne „falsch“ sind (besser gesagt: Der eine Vierfachstern ist mit etwa 30 % Wahrscheinlichkeit ein Dreifachstern). In Wahrheit sind es also 0.7 Vierfachsterne⁵ bzw. der eine Vierfachstern ist mit 70 % Wahrscheinlichkeit tatsächlich vierfach. Damit könnten wir erwarten, 0.04 vorgetäuschte Fünffachsterne zu sehen. Das ist so nahe an Null, daß wir hier aufhören können.

Man beachte, daß die Summe aus vorgetäuschten Doppel-, Dreifach- und Vierfachsternen, $2.4 + 1.7 + 0.3$, bis auf einen kleinen Rundungsfehler mit der erwarteten Gesamtzahl der Hintergrundsterne, nämlich 4.5, übereinstimmt. Für den Vergleich mit der Doppelsternhäufigkeit in Kapitel 5 interessiert uns hauptsächlich die Gesamtanzahl der Begleiter, unabhängig davon, ob ihr System doppelt, dreifach oder vierfach ist. Dazu müssen wir nur die Zahl der Hintergrundsterne von der Gesamtzahl der Begleitsterne abziehen. Wir erhalten $44 - 4.5 \approx 39$ Sterne.

In diesem Zusammenhang ist es interessant, daß Rainer Wichmann ein Spektrum des Sterns Nr. 40C aufgenommen hat (priv. Mitteilung). Daher wissen wir, daß es sich hierbei um einen Stern vom Spektraltyp F *ohne* Lithium-Linie handelt, also um keinen T Tauri-Stern.

3.3.4 Vollständigkeit

Wie bereits in Abschnitt 3.3.2 erwähnt, haben wir alle Doppelsterne gefunden, die weiter als $0.13''$ getrennt sind und ein Helligkeitsverhältnis in K größer als 0.2 haben, oder die weiter als $0.4''$ getrennt sind und deren Helligkeitsverhältnis größer als 0.1 ist. Die obere Grenze, bis zu der wir einigermaßen sicher annehmen können, daß es sich um einen gebundenen Doppelstern handelt, liegt bei $13''$. Bei fünf Sternen können wir einen Begleiter mit einem Abstand zwischen $0.13''$ und $0.4''$ sowie einem Helligkeitsverhältnis zwischen 0.1 und 0.2 nicht ausschließen. Wenn wir annehmen, daß die Doppelsterne in $\log(d)$ und dem Helligkeitsverhältnis gleichverteilt sind, dann ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Doppelstern einen Begleiter in diesem Bereich hat, durch den Bruchteil gegeben, den der Bereich innerhalb der Gesamtfläche einnimmt, d. h. zwischen $\log(0.13)$ und $\log(13)$ im Abstand sowie zwischen 0.1 und 1.0 im Helligkeitsverhältnis. Der Bruchteil ist $1/36$, daher könnten uns $5/36 = 0.14$ Doppelsterne entgangen sein. Bei einem so kleinen Beitrag können wir davon ausgehen, daß wir alle Doppelsterne mit Abständen zwischen $0.13''$ und $13''$ sowie Helligkeitsverhältnissen in K zwischen 0.1 und 1.0 gefunden haben.

Nach dem Abzug der Hintergrundsterne finden wir, daß unter unseren 74 Objekten 35 Sterne ohne Begleiter sind, somit sind also 39 Mehrfachsterne (doppelt, dreifach oder vierfach), das entspricht $(53 \pm 8) \%$. Die Fehlerangabe erhalten wir aus der Annahme, daß die Unsicherheit der Anzahl gleich der Wurzel der Anzahl ist.

⁵ Solche Zahlen erhält man nun einmal, wenn man Statistik mit einem einzelnen Stern betreibt.

3.4 Zusammenfassung

Um einen schnellen Überblick zu erleichtern, hier noch einmal die wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels:

systematisch untersuchter Bereich ...	
... im Abstand:	0.13'' ... 13''
... im Helligkeitsverhältnis:	0.1 ... 1.0
... in Magnitudendifferenzen:	2.5 ^{mag} ... 0 ^{mag}
Gesamtzahl der Systeme:	74
Doppelsterne:	29
Dreifachsterne:	6
Vierfachsterne:	1
Hintergrundsterne:	4.5
Gesamtzahl der Begleiter (ohne Hintergrundsterne):	39

Kapitel 4:

Scorpius-Centaurus



Bild 4.1: Die Kuppel des 3.5 m-Teleskops auf dem Calar Alto im Mondlicht. Das Sternbild dahinter ist Skorpion, in der rechten Bildhälfte der Körper, links hinter der Kuppel der Schwanz. Die Sterne, um die es in diesem Kapitel geht, befinden sich ungefähr zwischen dem Baum, dem Wettermast und den hellen Sternen darüber. Die wissenschaftlichen Beobachtungen wurden zwar von La Silla aus gemacht, aber bei meinem Aufenthalt dort hatte ich leider keine Gelegenheit, ein Photo aufzunehmen. Aufnahmedaten: 26. September 1996, $f = 50$ mm, Blende 1:1.9, $t = 15$ sec (ohne Nachführung), 400 ASA Diafilm.

4.1 Die Objektliste

Die T Tauri-Sterne, die in diesem Kapitel behandelt werden, sind Mitglieder der OB-Assoziation Ophiuchus-Scorpius-Centaurus, die sich über etwa 70° in galaktischer Länge vom Sternbild Crux (Kreuz des Südens) bis zum Sternbild Ophiuchus erstreckt (Blaauw 1991). Die Assoziation setzt sich aus den vier Untergruppen Lower Centaurus-Crux, Upper Centaurus-Lupus, Upper Scorpius und Ophiuchus zusammen. Man geht davon aus, daß durch Supernova-Explosionen ein Prozeß sequentieller Sternentstehung ausgelöst wurde, der sich von Centaurus bis nach Ophiuchus fortsetzte.

Die Sterne unserer Durchmusterung befinden sich in der Untergruppe Upper Scorpius. Wir stützen uns dabei auf zwei Arbeiten: Die Untersuchung von Walter et al. (1994) und die Doktorarbeit von Michael Kunkel (1997).

Frederick Walter und seine Mitarbeiter beobachteten optische Gegenstücke zu Röntgenquellen, die mit dem „Imaging Proportional Counter“ des EINSTEIN-Satelliten entdeckt worden waren. Dieser Satellit durchmusterte nicht wie ROSAT den ganzen Himmel, sondern beobachtete nur einzelne Felder mit einer Fläche von jeweils ca. $1^\circ \times 1^\circ$. Sieben dieser Felder fallen in das Gebiet der OB-Assoziation Upper Scorpius-Centaurus, diese sind in Bild 4.2 eingezeichnet. In diesen sieben Feldern identifizierten Walter et al. 28 bis dahin unbekannte T Tauri-Sterne anhand ihres Spektraltyps und der Lithium-Linie bei 6707\AA . Bei 22 von ihnen konnten die Radialgeschwindigkeiten gemessen werden, die mit der der OB-Assoziation konsistent sind.

Michael Kunkel suchte in der Umgebung von Röntgenquellen, die im ROSAT All-Sky Survey oder mit pointierten ROSAT-Beobachtungen gefunden worden waren, nach T Tauri-Sternen. Das untersuchte Gebiet besteht aus drei Teilen mit den folgenden Ausdehnungen in Rektaszension und Deklination (siehe Bild 4.2):

- $15^{\text{h}} 24^{\text{m}}$ bis $16^{\text{h}} 00^{\text{m}}$, -35° bis -28° ,
- $15^{\text{h}} 48^{\text{m}}$ bis $16^{\text{h}} 04^{\text{m}}$, -28° bis -23° ,
- $16^{\text{h}} 00^{\text{m}}$ bis $16^{\text{h}} 08^{\text{m}}$, -23° bis -19° .

Brandner et al. (1996) bezeichnen die beiden nördlichen Teile als „Upper Scorpius A“ und den südlichen Teil als „Upper Scorpius B“, auf diese Unterteilung werden wir im nächsten Kapitel zurückkommen. Michael Kunkel nahm Spektren von insgesamt 238 Objekten bis zu einer Grenzgröße von etwa $m_V = 15.5^{\text{mag}}$ auf. In der Nähe von 88 Röntgenquellen wurden insgesamt 99 T Tauri-Sterne gefunden, die auch hier wieder anhand von Spektraltyp und der Lithium-Linie bei 6708\AA ¹ identifiziert wurden. 94 der Sterne sind WTTS, die anderen 5 CTTS. Die meisten wurden im All-Sky Survey und z. T. auch in pointierten Beobachtungen gefunden, 13 der WTTS allerdings nur in pointierten Beobachtungen. Sechs Sterne sind schon in der Liste aus Walter et al. (1994) enthalten. Ein Sternpaar (RXJ 1552.5-9224A+B) steht so eng zusammen, daß wir es als Doppelstern betrachten.

Damit erstreckt sich unsere Durchmusterung nach Doppelsternen über 120 Systeme in Scorpius-Centaurus, wobei wir wieder „System“ als Sammelbegriff für Einzel- und Mehr-

¹ Nach Auskunft von Michael Kunkel ist das die gleiche Linie, die Walter et al. (1994) benutzt haben.

fachsterne benutzen. Die vollständigen Objektlisten finden sich in den Tabellen C.2 und C.3, eine Karte in Bild 4.2 und ein Histogramm der Objekthelligkeiten in Bild 4.3.

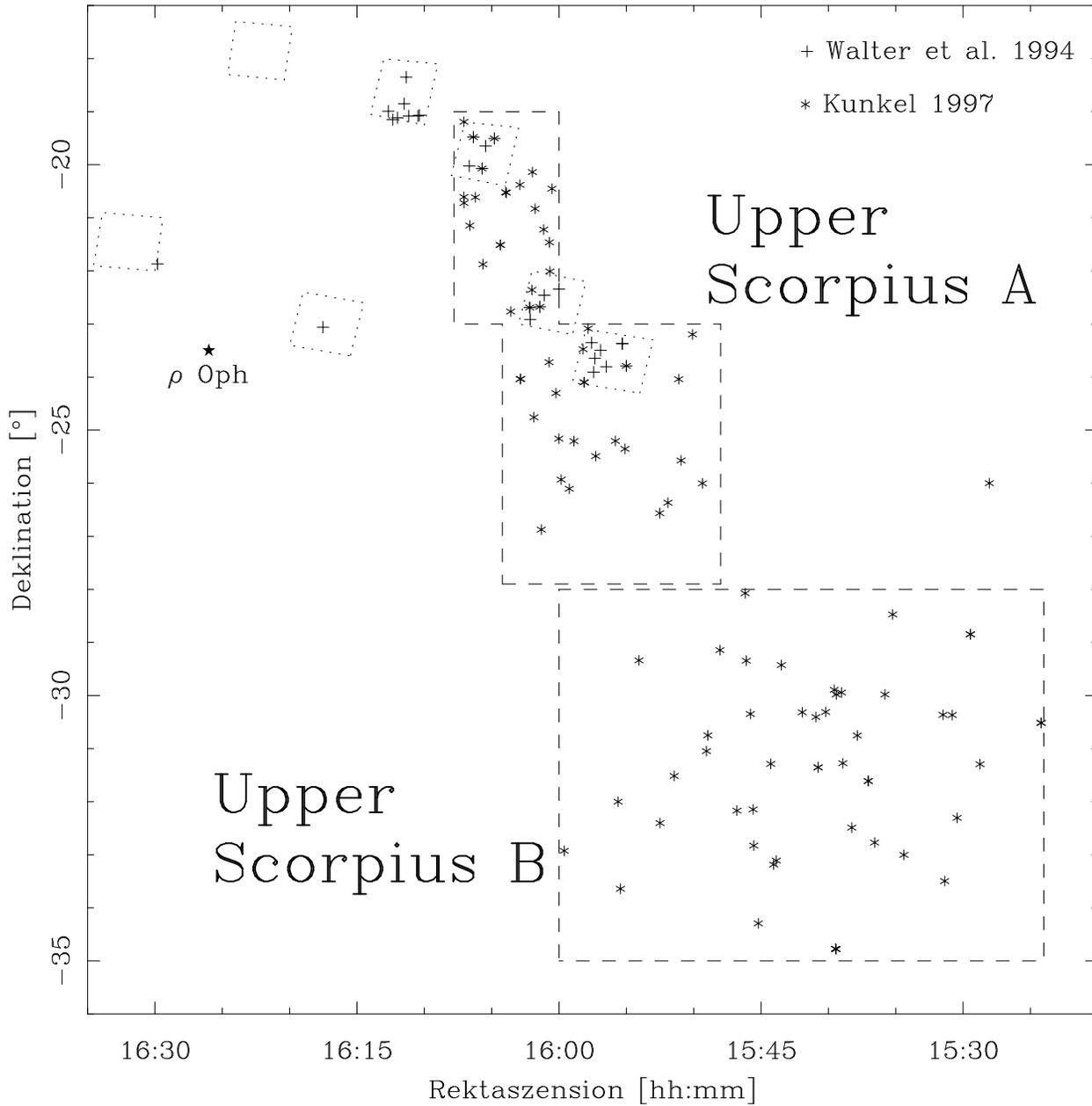


Bild 4.2: Die räumliche Verteilung der T Tauri-Sterne in Scorpius-Centaurus. Sterne aus Walter et al. (1994) sind mit Kreuzen markiert, Sterne aus Kunkel (1997) mit Sternchen. Die Felder, die mit dem EINSTEIN-Satelliten beobachtet wurden, sind gepunktet umrandet; der Bereich, in dem Michael Kunkel nach jungen Sternen gesucht hat, gestrichelt. Die Unterteilung in „Upper Scorpius A“ und „Upper Scorpius B“ wurde von Brandner et al. (1996) eingeführt.

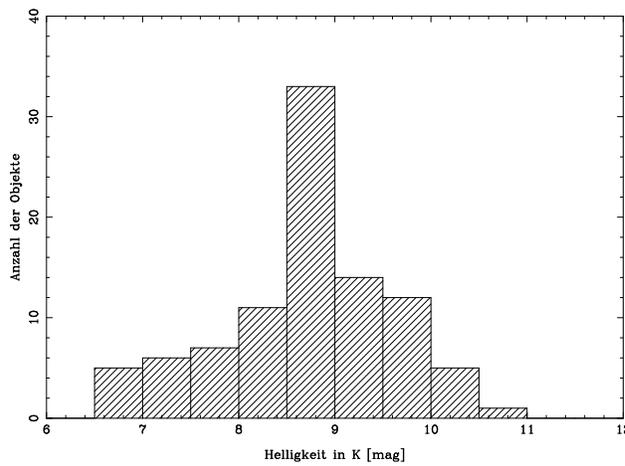


Bild 4.3: Verteilung der Helligkeiten im K-Band (soweit diese bekannt sind) der mit Hilfe von EINSTEIN bzw. ROSAT entdeckten T Tauri-Sterne in Scorpius-Centaurus. Die meisten der Sterne, deren K-Helligkeiten noch nicht gemessen wurden, sind in V lichtschwächer als die Mehrheit der anderen Sterne (Kunkel 1997), so daß man erwarten kann, daß sie in K schwächer als etwa 9^{mag} sind.

4.2 Beobachtungen

Die Speckle-Beobachtungen wurden von Ch. Leinert in Zusammenarbeit mit H. Zinnecker und A. Eckart am 3.5 m „New Technology Telescope“ der ESO auf La Silla durchgeführt. Sie verwendeten die SHARP-Kamera² des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik (Hofmann et al. 1993), deren Detektor ein NICMOS3-Array mit 256×256 Pixeln ist. Alle Sterne wurden im K-Band bei $2.2 \mu\text{m}$ Wellenlänge mit der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Vorgehensweise beobachtet. Allerdings wurden, um Beobachtungszeit zu sparen, meist weniger Einzelaufnahmen als bei den Beobachtungen auf dem Calar Alto gemacht. Infolgedessen ist die Auflösung nicht immer so gut wie bei den Sternen in Taurus-Auriga. Daher wurden drei Sterne im August 1996 am 3.6 m-Teleskop auf La Silla nachbeobachtet. Dort war die Adaptive Optik ADONIS in Betrieb, wir sind jedoch nach der gleichen Methode wie bei den Speckle-Beobachtungen vorgegangen, d. h. wir haben eine Anzahl von Bildern von Objekt und Referenzstern aufgenommen und nach den in Kapitel 2 beschriebenen Verfahren ausgewertet. Dadurch ist gewährleistet, daß die Resultate mit dem Rest der Durchmusterung vergleichbar sind.

Da SHARP – wie der Name schon sagt – für hohe Auflösung konzipiert ist, besitzt diese Kamera nur ein kleines Gesichtsfeld von $13'' \times 13''$, von dem bei manchen Beobachtungen nur ein Viertel benutzt wurde. Um weiter als ca. $3''$ entfernte Begleitsterne zu finden, müssen die Speckle-Bilder durch Direktaufnahmen ergänzt werden, die ich am 2.2 m-Teleskop des MPIA, ebenfalls auf La Silla, aufgenommen habe. Dabei wurde die Kamera IRAC2b³ verwendet, die mit dem gleichen NICMOS3-Detektor wie SHARP ausgestattet ist.

Eine tabellarische Übersicht der Beobachtungsaufenthalte findet sich in Tabelle 4.1, die beiden verwendeten Teleskope sind in Bild 4.4 zu sehen.

Die Datenauswertung folgte dem in Kapitel 2 beschriebenen Verfahren, wobei die Phase sowohl nach Knox-Thompson als auch aus dem Bispektrum berechnet wurde.

² System for High Angular Resolution Pictures

³ Infrared Array Camera

Tabelle 4.1: Beobertungskampagnen, in denen Sterne aus den Tabellen C.2 und C.3 beobachtet wurden.

Datum	Teleskop	Instrument	Gesichtsfeld
30. Apr. – 3. Mai 1994	NTT	SHARP	13" × 13"
9. Juli – 12. Juli 1995	NTT	SHARP	13" × 13"
28. Feb. – 4. März 1996	2.2 m	IRAC2b	71" × 71"
22. Aug. 1996	3.6 m	ADONIS+SHARP2	13" × 13"

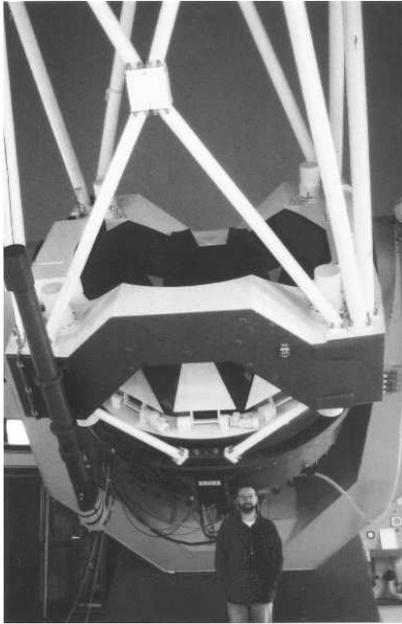


Bild 4.4: Die verwendeten Teleskope auf La Silla. Links das 2.2 m, rechts das NTT.

4.3 Ergebnisse

4.3.1 Unzureichende Daten

Um ein statistisch signifikantes Ergebnis zu erhalten, ist es notwendig, nur Sterne in die Durchmusterung aufzunehmen, bei denen wir eine ausreichende räumliche Auflösung und eine ausreichend schwache Grenzgröße für einen eventuell vorhandenen Begleiter erreicht haben. Leider ist das nicht bei allen unseren Beobachtungen der Fall.

Während der Speckle-Beobachtung des Sterns RXJ 1546.0-2920 trat beim Abspeichern der Daten auf Festplatte ein Fehler auf, durch den die Daten verloren gingen.

Bei folgenden Sternen stellte sich nach der Speckle-Auswertung heraus, daß die Beobachtungsdaten so verrauscht waren, daß wir entweder nicht die volle räumliche Auflösung oder nicht die gewünschte Sensitivität für schwache Begleiter erreicht haben:

- NTTS 155357-2321
- RXJ 1529.4-2850B
- RXJ 1539.4-2958
- RXJ 1540.2-3018

- RXJ 1540.7-3121B
- RXJ 1541.9-3019
- RXJ 1550.0-2312
- RXJ 1551.1-2402

Die Kurven für die Maximalhelligkeit unentdeckter Begleiter dieser Sterne sind zusammen mit denen für die anderen Sterne in Anhang D abgedruckt. Von den meisten dieser Sterne sind bisher keine Infrarot-Helligkeiten bekannt, aber ein Blick in die Sucherkarten aus Kunkel (1997) zeigt, daß sie alle sehr lichtschwach sind. Das ist wahrscheinlich die Ursache für das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Speckle-Daten.

Um die Empfindlichkeit der gesamten Untersuchung nicht unnötig zu verschlechtern, haben wir beschlossen, diese Sterne nicht in die systematische Durchmusterung aufzunehmen. Die Frage, ob das auch die im Röntgenlicht schwächsten Sterne sind und ob man die Doppelsternhäufigkeit künstlich erhöht, wenn man gerade diese Sterne wegläßt, wird in Kapitel 5 diskutiert.

Damit besteht diese Durchmusterung aus insgesamt 111 Sternen in Scorpius-Centaurus. Das sollte immer noch ausreichen, statistisch signifikante Ergebnisse zu erhalten.

4.3.2 Doppel- und Mehrfachsterne

Die Tabellen 4.2 und 4.3 listen alle Doppel- und Mehrfachsterne auf, die wir unter den Objekten aus Walter et al. (1994) bzw. Kunkel (1997) gefunden haben. Der engste ist etwa $0.08''$ getrennt, das ist enger als $0.13''$, der Auflösungsgrenze des 3.5 m-Teleskops bei $2.2 \mu\text{m}$, bei der man einen Doppelstern noch zuverlässig von anderen Strukturen wie z. B. einem bipolaren Nebel unterscheiden kann. Wenn wir den gleichen Stern ein paar Jahre später wieder beobachten, können wir diese beiden Möglichkeiten unterscheiden, da ein enger Doppelstern durch seine Bahnbewegung dann einen anderen Positionswinkel haben sollte. Da wir solche Beobachtungen auch hier (noch) nicht haben, verwenden wir wie in Taurus-Auriga als untere Abstandsgrenze für die systematische Durchmusterung $0.13''$.

Die obere Grenze im Abstand setzen wir bei $3''$, das ist die gleiche Grenze, die Brandner et al. (1996) für einen ähnlichen Survey in der gleichen Region verwendet haben. Wie in Taurus-Auriga wird diese Obergrenze dadurch bestimmt, daß wir die Wahrscheinlichkeit niedrig halten wollen, daß ein zufällig in der Nähe eines T Tauri-Sterns stehender Hintergrundstern einen gravitativ gebundenen Doppelstern vortäuscht. Es hat sich gezeigt, daß die Hintergrundsterndichte in Scorpius-Centaurus um einen Faktor 6 höher ist als in Taurus-Auriga (siehe Abschnitt 4.3.4). Daher war es notwendig, hier eine deutlich kleinere Obergrenze zu wählen.

Im Abstandsintervall zwischen $0.13''$ und $3''$ fanden wir 34 Doppelsterne und einen Dreifachstern. Wir bezeichnen wieder die jeweils in K hellste Komponente mit A, die andere Komponente bei Doppelsternen mit B. In dem Dreifachsystem nennen wir den Begleiter mit dem kleineren Abstand B und den weiter entfernten C.

Die geringe Anzahl von Dreifachsternen im Vergleich zu Taurus-Auriga ist auf die niedrigere Obergrenze für den Abstand zurückzuführen: Die Tertiärkomponenten der Dreifachsterne in Taurus-Auriga sind alle weiter als $6''$ vom Schwerpunkt des Paares aus Primär-

Tabelle 4.2: Mehrfachsterne unter den T Tauri-Sternen aus Walter et al. (1994). Die Nummer in der ersten Spalte bezieht sich auf die Numerierung in Tabelle C.2. Einige der Sterne wurden mehrmals beobachtet, weil sie auch von Michael Kunkel entdeckt wurden.

Nr.	Name	Datum der Beobachtung	Abstand ["]	Positionswinkel [°]	Helligkeitsverhältnis in K
005	NTTS 155203-2338	1. Mai 94	0.758 ± 0.007	234.2 ± 1.6	0.160 ± 0.008
		12. Juli 95	0.766 ± 0.001	232.0 ± 0.1	0.163 ± 0.006
008A	NTTS 155219-2314	3. Mai 94	1.485 ± 0.001	102.9 ± 0.3	0.366 ± 0.026
013	NTTS 155331-2340	3. Mai 94	0.092 ± 0.006	169.8 ± 5.0	0.567 ± 0.048
016	NTTS 155427-2346	3. Mai 94	1.324 ± 0.001	226.0 ± 0.4	0.56 ± 0.11
020	NTTS 155808-2219	2. Mai 94	0.193 ± 0.005	313.7 ± 1.2	0.57 ± 0.1
023	NTTS 155913-2233	1. Mai 94	0.304 ± 0.001	346.0 ± 0.3	0.566 ± 0.016
		3. Mai 94	0.297 ± 0.002	345.2 ± 0.5	0.547 ± 0.01
029	NTTS 160248-1956	2. Mai 94	0.643 ± 0.001	352.6 ± 0.4	0.595 ± 0.027
031	NTTS 160328-1921	2. Mai 94	0.578 ± 0.001	148.2 ± 0.3	0.555 ± 0.007
042A	NTTS 160735-1857	2. Mai 94	0.299 ± 0.001	84.1 ± 0.3	0.679 ± 0.035
052	NTTS 160946-1851	2. Mai 94	0.203 ± 0.006	161.9 ± 0.4	0.228 ± 0.027

Tabelle 4.3: Mehrfachsterne unter den T Tauri-Sternen aus Kunkel (1997). Die Nummer in der ersten Spalte bezieht sich auf die Numerierung in Tabelle C.3. Die Bezeichnung „AB-C“ ist so zu verstehen, daß sich Abstand und Positionswinkel auf die Differenz zwischen Schwerpunkt des Systems AB und dem Stern C beziehen. Das Helligkeitsverhältnis ist der Fluß von C geteilt durch den Gesamtfluß von A und B.

Nr.	Name	Datum der Beobachtung	Abstand ["]	Positionswinkel [°]	Helligkeitsverhältnis in K
4	RX J1528.7-3117	30. Apr. 94	2.168 ± 0.005	185.2 ± 0.5	0.452 ± 0.004
5	RX J1529.4-2850A	10. Juli 95	1.580 ± 0.003	351.0 ± 0.1	0.277 ± 0.038
7	RX J1530.4-3218	30. Apr. 94	1.522 ± 0.001	27.6 ± 0.3	0.897 ± 0.01
10	RX J1531.5-3021	A-B 11. Juli 95	0.211 ± 0.006	28.6 ± 0.4	0.274 ± 0.015
		AB-C 11. Juli 95	1.261 ± 0.002	15.4 ± 0.1	0.464 ± 0.013
13	RX J1535.8-2958	1. Mai 94	0.844 ± 0.001	254.4 ± 0.3	0.919 ± 0.072
14	RX J1536.5-3246	30. Apr. 94	2.313 ± 0.001	317.0 ± 0.3	0.608 ± 0.006
15	RX J1537.0-3136A	30. Apr. 94	1.390 ± 0.001	134.5 ± 0.3	0.708 ± 0.02
19	RX J1538.9-3116	10. Juli 95	0.720 ± 0.001	239.5 ± 0.3	0.351 ± 0.015
25	RX J1539.5-2953	11. Juli 95	0.190 ± 0.011	249.1 ± 2.8	0.336 ± 0.033
32	RX J1543.8-3306	3. Mär. 96	2.758 ± 0.011	186.2 ± 0.2	0.749 ± 0.02
33	RX J1544.0-3311	30. Apr. 94	1.366 ± 0.008	199.5 ± 0.3	0.070 ± 0.003
35	RX J1545.2-3417	30. Apr. 94	2.693 ± 0.004	299.9 ± 0.3	0.106 ± 0.001
40	RX J1546.1-2804	1. Mai 94	0.110 ± 0.001	41.2 ± 0.5	0.699 ± 0.012
45	RX J1549.3-2600	1. Mai 94	0.164 ± 0.002	320.3 ± 0.4	0.494 ± 0.023
49	RX J1551.4-3131	30. Apr. 94	0.435 ± 0.003	181.9 ± 0.4	0.540 ± 0.017
51	RX J1552.5-3224	30. Apr. 94	2.514 ± 0.003	263.7 ± 0.3	0.975 ± 0.015
53	RX J1554.0-2920	1. Mai 94	1.373 ± 0.001	77.8 ± 0.3	0.354 ± 0.023
55	RX J1555.1-2521	10. Juli 95	0.322 ± 0.002	100.8 ± 0.1	0.792 ± 0.018
59	RX J1557.3-2529	10. Juli 95	0.596 ± 0.005	142.5 ± 0.2	0.978 ± 0.021
61	RX J1558.1-2405B	22. Aug. 96	0.592 ± 0.001	85.1 ± 0.1	0.229 ± 0.003
65	RX J1559.2-2606	1. Mai 94	2.949 ± 0.004	331.4 ± 0.3	0.285 ± 0.013
70	RX J1600.5-2027	2. Mai 94	0.189 ± 0.004	171.7 ± 0.5	0.675 ± 0.037
73	RX J1600.7-2343	12. Juli 95	1.456 ± 0.001	209.7 ± 0.1	0.999 ± 0.093
75	RX J1601.3-2652	1. Mai 94	0.086 ± 0.002	354.4 ± 1.7	0.267 ± 0.033
77	RX J1601.7-2049	2. Mai 94	0.205 ± 0.002	324.7 ± 0.9	0.587 ± 0.026
78	RX J1601.8-2445	10. Juli 95	0.076 ± 0.005	289.6 ± 10.0	0.389 ± 0.064
84	RX J1602.9-2022	2. Mai 94	0.310 ± 0.008	5.3 ± 0.3	0.850 ± 0.066
86	RX J1603.9-2031B	2. Mai 94	0.121 ± 0.002	140.9 ± 0.6	0.613 ± 0.034
88	RX J1604.3-2130B	1. Mai 94	0.082 ± 0.003	327.4 ± 0.8	0.70 ± 0.126
95	RX J1606.6-2108	1. Mai 94	1.279 ± 0.001	33.9 ± 0.3	0.917 ± 0.001
98	RX J1607.0-1911	2. Mai 94	0.599 ± 0.002	87.6 ± 0.3	0.259 ± 0.002

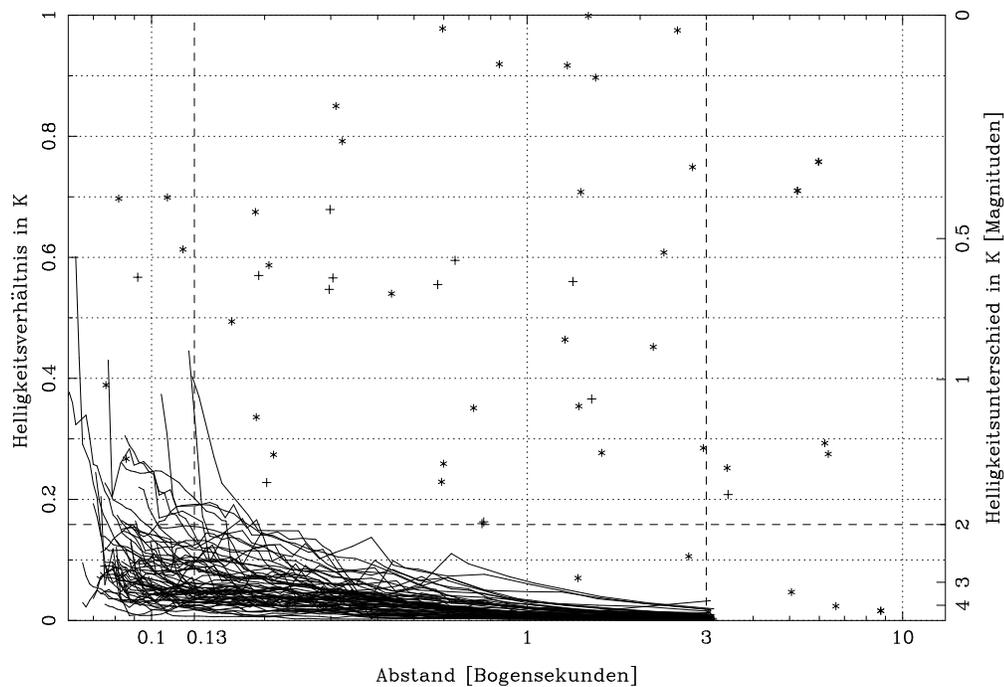


Bild 4.5: Abstand und Helligkeitsverhältnisse der Mehrfachsterne sowie die maximalen Helligkeiten unentdeckter Begleiter. Links ist das Verhältnis der Flüsse in K angegeben, rechts die entsprechende Magnitudendifferenz. Sterne aus Walter et al. (1994) werden durch Kreuze markiert, solche aus Kunkel (1997) durch Sternchen. Ebenfalls eingezeichnet ist die Auflösungsgrenze bei $0.13''$, die wir für unsere systematische Durchmusterung ansetzen. Die Kurven der maximalen Helligkeit unentdeckter Begleiter sind in Anhang D noch einmal für jeden Stern einzeln abgedruckt. Man beachte, daß nicht alle Begleitsterne bei Separationen größer als $3''$ eingezeichnet sind, da wir keine solchen Sterne mehr vermessen haben, nachdem feststand, daß viele davon durch Hintergrundsterne vorgetäuscht werden.

und Sekundärkomponente entfernt. Auch der Vierfachstern in Taurus-Auriga besteht aus zwei Paaren, die fast $8''$ voneinander getrennt sind. Bei so großen Abständen können wir in Scorpius-Centaurus nicht mehr mit ausreichender Sicherheit annehmen, daß es sich um ein gebundenes System handelt.

Abstände und Helligkeitsverhältnisse aus den Tabellen 4.2 und 4.3 sind in Bild 4.5 noch einmal graphisch aufgetragen.

4.3.3 Unaufgelöste Sterne

In den Tabellen 4.4 und 4.5 sind alle Sterne aufgeführt, bei denen wir keinen Begleitstern finden konnten⁴, zusammen mit der Angabe, wie hell ein Begleiter sein könnte, der uns entgangen ist. Diese Werte wurden nach dem in Abschnitt 2.11 beschriebenen Verfahren bestimmt. Da die Grenze stark vom Abstand abhängt, sind in Anhang D die vollständigen Kurven für jeden Stern einzeln abgedruckt. In Bild 4.5 wurden sie ebenfalls eingetragen, um die Grenze für die gesamte Durchmusterung zu zeigen.

⁴ Das bedeutet nicht, daß es Einzelsterne sind, sondern nur, daß sie keinen Begleiter in einem Abstand und Helligkeitsverhältnis haben, in dem wir ihn sehen können.

Tabelle 4.4: Unaufgelöste Sterne unter den T Tauri-Sternen aus Walter et al. (1994). Das maximale Helligkeitsverhältnis bezieht sich auf die K-Helligkeiten und Abstände $> 0.13''$. Bei dem Stern Nr. 014 haben wir diese Auflösung nicht erreicht.

Nr.	Name	Datum der Beobachtung	Maximales Helligkeitsverhältnis
008B	NTTS 155220-2313	3. Mai 94	0.16
014	NTTS 155357-2321	3. Mai 94	1.00
015	NTTS 155421-2330	3. Mai 94	0.40
017	NTTS 155436-2313	2. Mai 94	0.06
019	NTTS 155703-2212	2. Mai 94	0.09
021	NTTS 155828-2232	12. Juli 95	0.06
022	NTTS 155910-2247	3. Mai 94	0.08
027	NTTS 160153-1922	2. Mai 94	0.05
028	NTTS 160233-1931	2. Mai 94	0.06
032	NTTS 160345-1953	2. Mai 94	0.11
042B	NTTS 160728-1856	2. Mai 94	0.16
044	NTTS 160814-1857	2. Mai 94	0.09
045	NTTS 160827-1813	12. Juli 95	0.05
046	NTTS 160836-1843	2. Mai 94	0.05
048	NTTS 160905-1859	12. Juli 95	0.07
051	NTTS 160927-1901	2. Mai 94	0.04
060	NTTS 161431-2256	3. Mai 94	0.14
214	NTTS 162649-2145	3. Mai 94	0.06

Bild 4.5 zeigt, daß wir alle Begleiter gefunden hätten, deren Helligkeitsdifferenz zum Hauptstern in K weniger als 2 Magnituden beträgt und die weiter als $0.2''$ entfernt sind. Eine Inspektion der einzelnen Kurven in Anhang D ergibt, daß wir bei allen außer fünf Sternen sogar Begleitsterne ausschließen können, die weiter als $0.13''$ von ihrem Hauptstern getrennt sind.

Da die Obergrenze im Abstand auf $3''$ gelegt wurde, um Verwechslung mit Hintergrundsternen zu vermeiden, konnten alle Begleitsterne mit den Speckle-Beobachtungen am NTT gefunden werden. Daher ist die Grenzhelligkeit der Direktaufnahmen im Prinzip ohne Belang. Trotzdem ist es gut zu wissen, daß auf den Bildern Sterne bis mindestens 14^{mag} sichtbar sind, so daß wir auch bei den Direktaufnahmen schwache Begleiter sehen können.

4.3.4 Verwechslung mit Hintergrundsternen

Aus den Aufnahmen, die am 2.2 m-Teleskop auf La Silla gewonnen wurden, läßt sich die Hintergrundsterndichte in der entsprechenden Himmelsregion bestimmen. Wir verwenden dazu 78 Felder, die über die gesamte Fläche, in der Sterne unserer Durchmusterung stehen, verteilt sind. Ein Feld hat jeweils 4400 Quadratbogensekunden (arcsec^2), zusammen decken sie also eine Fläche von 95.3 Quadratbogenminuten ab. Ebenso wie in Taurus-Auriga haben wir in diesen Feldern die Sterne gezählt, die heller als 14^{mag} sind, wobei jeweils das Gebiet im Umkreis von ca. $15''$ um das oder die Objekte ausgespart wurde, um die Hintergrundsterndichte nicht durch weit entfernte Begleiter der T Tauri-Sterne zu verfälschen.

Tabelle 4.5: Unaufgelöste Sterne unter den T Tauri-Sternen aus Kunkel (1997). Das maximale Helligkeitsverhältnis bezieht sich auf die K-Helligkeiten und Abstände größer als $0.13''$. Bei den Sternen Nr. 6, 21, 26, 28, 30, 46 und 48 haben wir diese Grenze nicht oder nicht mit der gewünschten Empfindlichkeit für schwache Begleiter erreicht.

Nr.	Name	Datum der Beobachtung	Maximales Helligkeitsverhältnis
1	RX J1524.2-3030A	1. Mai 94	0.06
2	RX J1524.2-3030B	1. Mai 94	0.09
3	RX J1528.0-2600	1. Mai 94	0.09
6	RX J1529.4-2850B	10. Juli 95	1.0
8	RX J1530.8-3021	1. Mai 94	0.06
9	RX J1531.3-3329	30. Apr. 94	0.05
11	RX J1534.3-3300	9. Juli 95	0.02
12	RX J1535.2-2828	10. Juli 95	0.04
16	RX J1537.0-3136B	30. Apr. 94	0.11
17	RX J1537.8-3045	1. Mai 94	0.06
18	RX J1538.2-3229	9. Juli 95	0.20
20	RX J1539.0-2956	1. Mai 94	0.07
21	RX J1539.4-2958	11. Juli 95	0.37
22	RX J1539.4-3446A	30. Apr. 94	0.04
23	RX J1539.4-3446B	1. Mai 94	0.11
24	RX J1539.4-3446C	1. Mai 94	0.14
26	RX J1540.2-3018	11. Juli 95	0.66
27	RX J1540.7-3121A	10. Juli 95	0.23
28	RX J1540.7-3121B	10. Juli 95	0.55
29	RX J1540.9-3024	11. Juli 95	0.20
30	RX J1541.9-3019	11. Juli 95	0.34
31	RX J1543.4-2925	1. Mai 94	0.05
34	RX J1544.2-3117	10. Juli 95	0.20
36	RX J1545.5-3249	9. Juli 95	0.10
37	RX J1545.6-3208	30. Apr. 94	0.03
38	RX J1545.8-3020	30. Apr. 94	0.10
41	RX J1546.7-3210	22. Aug. 96	0.14
42	RX J1548.0-2908	1. Mai 94	0.05
43	RX J1548.9-3045	10. Juli 95	0.12
44	RX J1549.0-3102	30. Apr. 94	0.10
46	RX J1550.0-2312	11. Juli 95	0.57
47	RX J1550.9-2534	10. Juli 95	0.17
48	RX J1551.1-2402	11. Juli 95	0.40
50	RX J1551.9-2621	10. Juli 95	0.03
52	RX J1552.5-2633	10. Juli 95	0.04
56	RX J1555.4-3338	9. Juli 95	0.05
57	RX J1555.6-3159	30. Apr. 94	0.15
58	RX J1555.8-2512	10. Juli 95	0.04
60	RX J1557.8-2305	11. Juli 95	0.21
62	RX J1558.1-2405A	12. Juli 95	0.17
63	RX J1558.2-2328	1. Mai 94	0.07
64	RX J1558.8-2512	10. Juli 95	0.08
66	RX J1559.6-3255	9. Juli 95	0.03
67	RX J1559.8-2556	1. Mai 94	0.10
68	RX J1600.0-2509	10. Juli 95	0.06
69	RX J1600.2-2417	12. Juli 95	0.06
71	RX J1600.6-2159	1. Mai 94	0.22
72	RX J1600.7-2127	1. Mai 94	0.04
74	RX J1601.1-2113	1. Mai 94	0.05
79	RX J1601.9-2008	2. Mai 94	0.07
80	RX J1602.0-2221	1. Mai 94	0.12
82	RX J1602.8-2401B	22. Aug. 96	0.09
83	RX J1602.8-2401A	10. Juli 95	0.06
85	RX J1603.6-2245	1. Mai 94	0.02
87	RX J1603.9-2031A	2. Mai 94	0.07
89	RX J1604.3-2130A	1. Mai 94	0.04
91	RX J1605.6-2152	9. Juli 95	0.04
93	RX J1606.2-2036	2. Mai 94	0.07
96	RX J1607.0-2043	9. Juli 95	0.04
97	RX J1607.0-2036	2. Mai 94	0.11

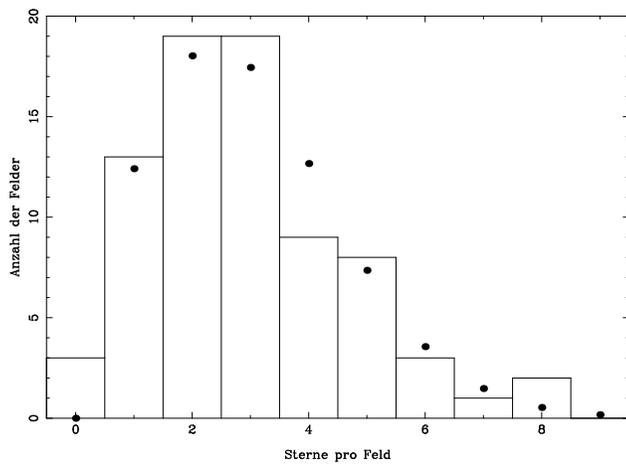


Bild 4.6: Verteilung der Sternzahlen in den 78 Feldern, in denen wir die Hintergrundsterne gezählt haben. Das Histogramm zeigt die Anzahlen, die wir ermittelt haben; die Punkte stellen eine Poissonverteilung dar, die der gleichen mittleren Sterndichte entspricht.

Die Anzahl der Sterne pro Feld entspricht in guter Näherung einer Poissonverteilung mit dem Erwartungswert (2.9 ± 0.2) Sterne⁵ (siehe Bild 4.6). Das ergibt eine Sterndichte von $(6.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ Sterne pro Quadratbogensekunde. Das bedeutet, die Hintergrundsterndichte in Scorpius-Centaurus ist etwa um einen Faktor 6 höher als in Taurus-Auriga.

Bei dieser Sterndichte können wir erwarten, im Umkreis von $3''$ um unsere 111 Objekte insgesamt

$$6.6 \cdot 10^{-4} \cdot \pi \cdot 3^2 \cdot 111 = 2.1$$

Hintergrundsterne zu finden. Anders ausgedrückt: Die Wahrscheinlichkeit, im Umkreis von $3''$ um ein Objekt einen Hintergrundstern zu finden, beträgt $2.1/111 = 1.9\%$. Wolfgang Brandner suchte bei einem Teil der Sterne aus Kunkel (1997) nach Doppelsternen (Brandner 1996). Er kam zu dem Ergebnis, daß die Wahrscheinlichkeit, einen Hintergrundstern heller als $V = 18^{\text{mag}}$ innerhalb eines Gebietes mit einem Radius von $3''$ zu finden, 1% bis 2% beträgt. Da wir bei einer anderen Wellenlänge beobachtet haben, konnten wir diesen Wert nicht einfach übernehmen.

Die Wahrscheinlichkeit, *zwei* Hintergrundsterne bei einem Objekt zu finden, ist $(1.9\%)^2 = 0.04\%$. Dieser Fall ist also extrem unwahrscheinlich.

Wenn wir in Scorpius-Centaurus wie in Taurus-Auriga $13''$ als Obergrenze im Abstand verwenden würden, müßten wir mit

$$6.6 \cdot 10^{-4} \cdot \pi \cdot 13^2 \cdot 111 = 39$$

Hintergrundsternen rechnen. Mit anderen Worten: Etwa ein Drittel unserer T Tauri-Sterne hätte einen Begleiter, der durch einen Hintergrundstern vorgetäuscht wird. Da die Anzahl der Hintergrundsterne einer Poissonverteilung gehorcht und daher nicht unerheblichen Schwankungen unterliegt, würde es unsere statistischen Fehler deutlich vergrößern, wenn wir die Hintergrundsterne erst mitzählen und dann ihre Anzahl von der Zahl der Begleitsterne wieder abziehen. Um physikalische Doppelsterne mit großen Abständen von

⁵ Die Fehlerangabe ist wie in Abschnitt 3.3.3 die Standardabweichung des Mittelwerts, also wieder die Genauigkeit, mit der wir den Erwartungswert der Poissonverteilung bestimmt haben. Deren Varianz ist die Wurzel des Erwartungswerts, $\sqrt{2.9}$.

Zufallsprojektionen zu unterscheiden, sind photometrische, spektroskopische und astrometrische Beobachtungen nötig, die bis jetzt nicht zur Verfügung stehen. Deshalb beschränken wir uns hier auf eine Obergrenze im Abstand von $3''$.

Genau wie bei den Sternen in Taurus-Auriga muß man berücksichtigen, daß durch Hintergrundsterne nicht nur aus einem Einzel- ein scheinbarer Doppelstern wird, sondern auch aus einem doppelten ein scheinbar dreifacher usw. Der Rechenweg wurde in Abschnitt 3.3.3 bereits ausführlich beschrieben, daher möchte ich mich hier etwas kürzer fassen.

Wie bereits in Abschnitt 4.3.2 erwähnt wurde, fanden wir unter unseren 111 Objekten 34 Doppel- und einen Dreifachstern, somit also 76 Einzelsterne. Die wahre Anzahl der Einzelsterne ist demnach $76/(100 - 1.9)\% = 77.5 \pm 1.2$. Der Fehler ist die Quadratwurzel aus der Anzahl der vorgetäuschten Doppelsterne, da die Anzahl der Hintergrundsterne einer Poissonverteilung folgt.

Das bedeutet weiter, daß 1.5 ± 1.2 der Doppelsterne nur vorgetäuscht werden. Die wahre Anzahl ist also $(34 - 1.5)/(100 - 1.9)\% = 33.1 \pm 1.4$. In diesem Fehler sind die Streuungen beider Anzahlen enthalten: die der vorgetäuschten Doppelsterne und die der vorgetäuschten Dreifachsterne.

Aus der wahren Anzahl der Doppelsterne ergibt sich die Zahl der vorgetäuschten Dreifachsterne zu 0.6 ± 0.77 . Bei so kleinen Zahlen ist die Poissonstatistik keine gute Näherung mehr. Daher besagen diese Zahlen eigentlich nur, daß der eine Dreifachstern, den wir gefunden haben, mit ungefähr gleicher Wahrscheinlichkeit vorgetäuscht oder „echt“ sein kann.

Für den Vergleich mit der Doppelsternhäufigkeit von Hauptreihensternen im nächsten Kapitel brauchen wir im wesentlichen nur die Gesamtzahl der Begleiter, unabhängig davon, ob sie in Doppel- oder Dreifachsystemen stehen. Um diese zu erhalten, müssen wir nur die Zahl der Hintergrundsterne von der Zahl der entdeckten Begleitsterne abziehen. Das ergibt $36 - 2.1 \approx 34$ Sterne.

4.3.5 Vollständigkeit

Wir können davon ausgehen, daß wir alle Doppelsterne gefunden haben, deren Komponenten weiter als $0.2''$ voneinander entfernt sind und deren Helligkeitsdifferenz weniger als 2^{mag} beträgt (das entspricht einem Helligkeitsverhältnis von 0.16). Bei allen außer fünf Sternen können wir sogar Begleiter bis hinunter zu einem Mindestabstand von $0.13''$ ausschließen. Bei den fünf Ausnahmen steigt die Grenze im Helligkeitsverhältnis bis auf ca. 0.4 an. Wenn wir wie in Kapitel 3 annehmen, daß die Doppelsterne in $\log(d)$ und dem Helligkeitsverhältnis gleichverteilt sind, dann ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Doppelstern einen Begleiter in diesem Bereich hat, durch den Bruchteil gegeben, den der Bereich innerhalb der Gesamtfläche einnimmt, d. h. zwischen $\log(0.13)$ und $\log(3)$ im Abstand sowie zwischen 0.16 und 1.0 im Helligkeitsverhältnis. Dieser Bruchteil ist $1/50$, daher könnten uns $5/50 = 0.1$ Doppelsterne entgangen sein. Dieser Beitrag ist so klein, daß wir davon ausgehen können, alle Doppelsterne mit Abständen zwischen $0.13''$ und $3''$ sowie Helligkeitsdifferenzen kleiner als 2^{mag} in K gefunden zu haben.

Nach dem Abzug der Hintergrundsterne kommen wir zu dem Ergebnis, daß 78 unserer

111 Sterne keinen Begleiter in diesem Bereich haben, damit sind also 33 Mehrfachsterne (doppelt oder dreifach). Das entspricht einer Multiplizität von $(30 \pm 5)\%$. Die Fehlerangabe erhalten wir wieder aus der Annahme, daß die Unsicherheit der Anzahl gleich deren Wurzel ist.

4.4 Zusammenfassung

Um auch in diesem Kapitel einen schnellen Überblick zu erleichtern, hier noch einmal die wichtigsten Ergebnisse:

systematisch untersuchter Bereich ...	
... im Abstand:	0.13'' ... 3''
... im Helligkeitsverhältnis:	0.16 ... 1.0
... in Magnitudendifferenzen:	2 ^{mag} ... 0 ^{mag}
Gesamtzahl der Systeme:	111
Doppelsterne:	34
Dreifachsterne:	1
Hintergrundsterne:	2.1
Gesamtzahl der Begleiter (ohne Hintergrundsterne):	34

Kapitel 5:

Diskussion

5.1 Auswahleffekte bei röntgenselektierten T Tauri-Sternen

Bevor wir die Doppelsternhäufigkeit unter T Tauri-Sternen diskutieren, müssen wir sicherstellen, daß die Sterne unserer Stichprobe repräsentativ für die Gesamtheit der T Tauri-Sterne sind. Brandner et al. (1996) wiesen darauf hin, daß die Wahrscheinlichkeit, einen T Tauri-Stern im ROSAT All-Sky Survey zu entdecken, für einen Mehrfachstern höher ist als für einen Einzelstern. Der Grund dafür liegt in der Flußlimitierung des RASS, d. h. man kann darin nur Sterne finden, deren Röntgenfluß eine gewissen Schwelle überschreitet. Nach den gegenwärtigen Vorstellungen entsteht die Röntgenleuchtkraft bei T Tauri-Sternen durch thermische Emission aus dem koronalen Plasma, wird also durch einen Begleiter nicht direkt beeinflußt. Trotzdem ist die Röntgenleuchtkraft eines Doppelsterns tendenziell höher als die eines Einzelsterns, weil sich die Leuchtkräfte der beiden Komponenten addieren. Daher sind einige Sterne möglicherweise nur deshalb leuchtkräftiger als die Empfindlichkeitsgrenze des RASS, weil es sich um Doppelsterne handelt. Wenn das der Fall ist, wäre die Doppelsternhäufigkeit unter den röntgenselektierten T Tauri-Sternen höher als unter den T Tauri-Sternen insgesamt. Dieses Problem wird im folgenden als „Röntgenselektions-Fehler“ bezeichnet.

Das gleiche Argument kann man natürlich auf die Stärke der $H\alpha$ -Emissionslinie anwenden, so daß unter den auf Objektivprismenaufnahmen gefundenen klassischen T Tauri-Sternen die Doppelsternhäufigkeit vielleicht auch erhöht ist.

Da die Röntgenleuchtkräfte der Sterne unserer Durchmusterung bekannt sind, können wir untersuchen, wie sich dieser Fehler auswirkt. Im ungünstigsten Fall, wenn beide Komponenten eines Doppelsterns im Röntgenlicht gleich hell sind, ist die Gesamtleuchtkraft genau doppelt so groß wie die Einzelleuchtkräfte. Dann wären also alle Doppelsterne, deren Röntgenleuchtkraft unter dem Doppelten der Grenzleuchtkraft des All-Sky Surveys liegt, nur deshalb entdeckt worden, weil sich die Leuchtkräfte ihrer Komponenten addieren. Entsprechendes gilt für Drei- und Vierfachsterne.

In der Realität sind Doppelsterne aus zwei gleich hellen Komponenten vergleichsweise selten, d. h. wir würden den Fehler mit Sicherheit überkorrigieren, wenn wir alle Doppelsterne, deren Röntgenleuchtkraft unter der doppelten Leuchtkraftgrenze des RASS liegt, aus der Durchmusterung herausnehmen würden. Um zu ermitteln, wie groß der Röntgenselektions-Fehler tatsächlich ist, müssen wir abschätzen, wie viele Doppelsterne eine im Röntgenlicht hellere Komponente haben, die unter der Leuchtkraftgrenze bleibt. Dazu benötigen wir

eine Näherung für die Verteilung der Sterne über ihrer Röntgenleuchtkraft L_x . Brandner et al. (1996) ermittelten anhand von 47 $H\alpha$ -selektierten T Tauri-Sternen in Chamaeleon, deren Röntgenhelligkeit mit pointierten ROSAT-Beobachtungen gemessen wurde, daß die Anzahl der Sterne proportional zu L_x^{-1} ist:

$$\frac{dN}{dL_x} \propto L_x^{-1} \quad \text{für } 10^{28.5} \text{ erg/s} < L_x < 10^{30.5} \text{ erg/s}. \quad (5.1)$$

Wir betrachten jetzt einen Doppelstern mit Röntgenleuchtkraft L_{ges} . Die Röntgenleuchtkräfte der beiden Komponenten bezeichnen wir mit L_1 und L_2 , wobei $L_1 \geq L_2$ und $L_1 + L_2 = L_{\text{ges}}$, somit also $L_1 \geq L_{\text{ges}}/2$ gelten soll. Die Leuchtkraftgrenze des RASS nennen wir L_{limit} . Die Wahrscheinlichkeit, daß beide Komponenten schwächer als L_{limit} sind, ist identisch mit der Wahrscheinlichkeit, daß die hellere der beiden Komponenten schwächer als L_{limit} ist. Dafür gilt:

$$P(L_1 < L_{\text{limit}}) \propto \int_{L_{\text{ges}}/2}^{L_{\text{limit}}} L_1^{-1} dL_1 = \ln(L_{\text{limit}}) - \ln(L_{\text{ges}}/2). \quad (5.2)$$

Die Proportionalitätskonstante erhalten wir aus der Überlegung, daß $P = 1$ gelten muß für $L_{\text{ges}} = L_{\text{limit}}$. Damit haben wir

$$P = \frac{\ln(L_{\text{limit}}) - \ln(L_{\text{ges}}/2)}{\ln 2} = \frac{\log(L_{\text{limit}}) - \log(L_{\text{ges}}) + \log 2}{\log 2}, \quad (5.3)$$

wobei wir im letzten Schritt auf den Logarithmus zur Basis 10 übergegangen sind.

Bei dieser Herleitung haben wir vorausgesetzt, daß die Wahrscheinlichkeit, einen Begleitstern mit passendem L_2 zu finden, unabhängig von L_2 ist. Das bedeutet, wir vernachlässigen die (unbekannte) Verteilung der Röntgen-Helligkeitsverhältnisse in Doppelsternen. Durch diese Vereinfachung erhalten wir eine lineare Beziehung in $\log(L_{\text{ges}})$, die von 1 bei $L_{\text{ges}} = L_{\text{limit}}$ auf 0 bei $L_{\text{ges}} = 2L_{\text{limit}}$ abfällt (siehe Bild 5.1).

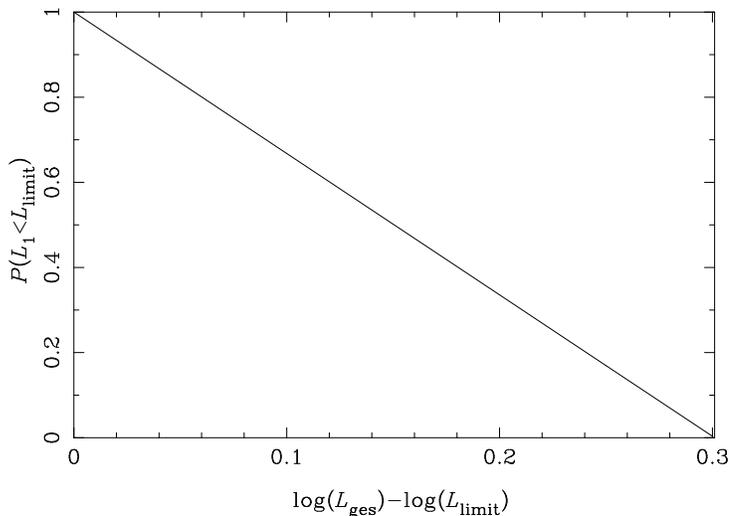


Bild 5.1: Wahrscheinlichkeit, daß die hellere Komponente eines Doppelsterns im Röntgenlicht schwächer als die Leuchtkraftgrenze L_{limit} des ROSAT All-Sky Survey ist, in Abhängigkeit von der Gesamtleuchtkraft des Sterns L_{ges} . Das ist identisch mit der Wahrscheinlichkeit, daß *beide* Komponenten schwächer als L_{limit} sind.

Wie man sieht, ist bei $\log(L_{\text{ges}}) = \log(L_{\text{limit}}) + 0.2$ die Wahrscheinlichkeit, daß beide Komponenten schwächer als L_{limit} sind, nur noch 33 %. Wir haben beschlossen, das als Grenze zu nehmen und alle Doppelsterne, für die $\log(L_{\text{ges}}) < \log(L_{\text{limit}}) + 0.2$ gilt, aus der Durchmusterung herauszunehmen.

Für Dreifachsterne kann man eine ähnliche Beziehung herleiten, indem man in den obigen Gleichungen den Faktor $1/2$ durch $1/3$ ersetzt. In Gleichung (5.3) steht dann $\log 3$ statt $\log 2$. Daher verwenden wir als Grenze für Dreifachsterne $0.2 \cdot \frac{\log 3}{\log 2} \approx 0.3$.

Es sollte noch erwähnt werden, daß die Leuchtkraftgrenze des All-Sky Survey nicht völlig scharf ist. Erstens wurde nicht der ganze Himmel von ROSAT mit der gleichen Belichtungszeit beobachtet. In Taurus ist $L_{\text{limit}} = 2.2 \cdot 10^{29}$ erg/s (Wichmann et al. 1996), in Scorpius-Centaurus dagegen $8 \cdot 10^{29}$ erg/s (Kunkel 1997). Zweitens hängt die Empfindlichkeit von ROSAT wegen Abschattungseffekten davon ab, wo sich die Quelle im Blickfeld des Röntgenteleskops zum Zeitpunkt der Beobachtung befand. Drittens legt man bei der Auswertung der RASS-Daten ein gewisses Niveau fest, das die Zählrate einer Quelle überschreiten muß, um als echte Quelle (im Gegensatz zu Fluktuationen im Hintergrund) akzeptiert zu werden. Daher konnten z. B. in Taurus alle mit pointierten Beobachtungen gefundenen Sterne nachträglich im All-Sky Survey wiedergefunden werden.

5.1.1 Taurus-Auriga

In Bild 5.2 (links) wurden die Anzahlen von unaufgelösten, Doppel-, Drei- und Vierfachsternen in Taurus-Auriga über ihrer Röntgenleuchtkraft aufgetragen. Bei manchen benachbarten Sternen ist nur die gemeinsame Röntgenhelligkeit bekannt, obwohl die Sterne so weit getrennt sind, daß wir sie als zwei Einzelsterne zählen. Dabei handelt es sich um die Sterne mit gleicher RXJ-Nummer, die durch die Endungen „-A“, „-B“ usw. unterschieden werden. In diesen Fällen haben wir den einzelnen Sternen mangels besseren Wissens die Hälfte des Gesamtflusses zugeordnet.

Im oberen Teil des Diagramms sieht man deutlich, daß alle unaufgelösten Sterne, die schwächer als die Leuchtkraftgrenze des All-Sky Survey sind, mit pointierten Beobachtungen gefunden wurden. Der mittlere und untere Teil zeigt, daß es tatsächlich ein paar Doppel- und Dreifachsterne gibt, die unter der jeweiligen Grenze liegen.

Wie man dem Bild und Tabelle C.1 entnehmen kann, fallen zwei Doppel- und zwei Dreifachsterne unter das jeweilige Limit, zusammen also sechs Begleiter. Wenn wir diese Zahl von unserem Ergebnis aus Kapitel 3 subtrahieren, bleiben somit 33 Begleiter übrig. Die Gesamtzahl der Systeme muß um vier auf 70 vermindert werden, da man ja die vier Sterne gar nicht entdeckt hätte, wenn sie nicht durch die addierte Leuchtkraft ihrer Komponenten heller als die Leuchtkraftgrenze wären. Das bedeutet, 100 Systeme haben (47 ± 8) Begleiter.

Wir können auch noch die Sterne abziehen, die in pointierten Beobachtungen gefunden wurden, um zu ermitteln, wie hoch die Doppelsternhäufigkeit unter den Sternen aus dem ROSAT All-Sky Survey alleine ist. Das sind noch einmal sechs unaufgelöste und zwei Doppelsterne. Somit bleiben 31 Begleiter bei 62 Systemen übrig, das entspricht (50 ± 9) Begleitsternen pro 100 Systeme.

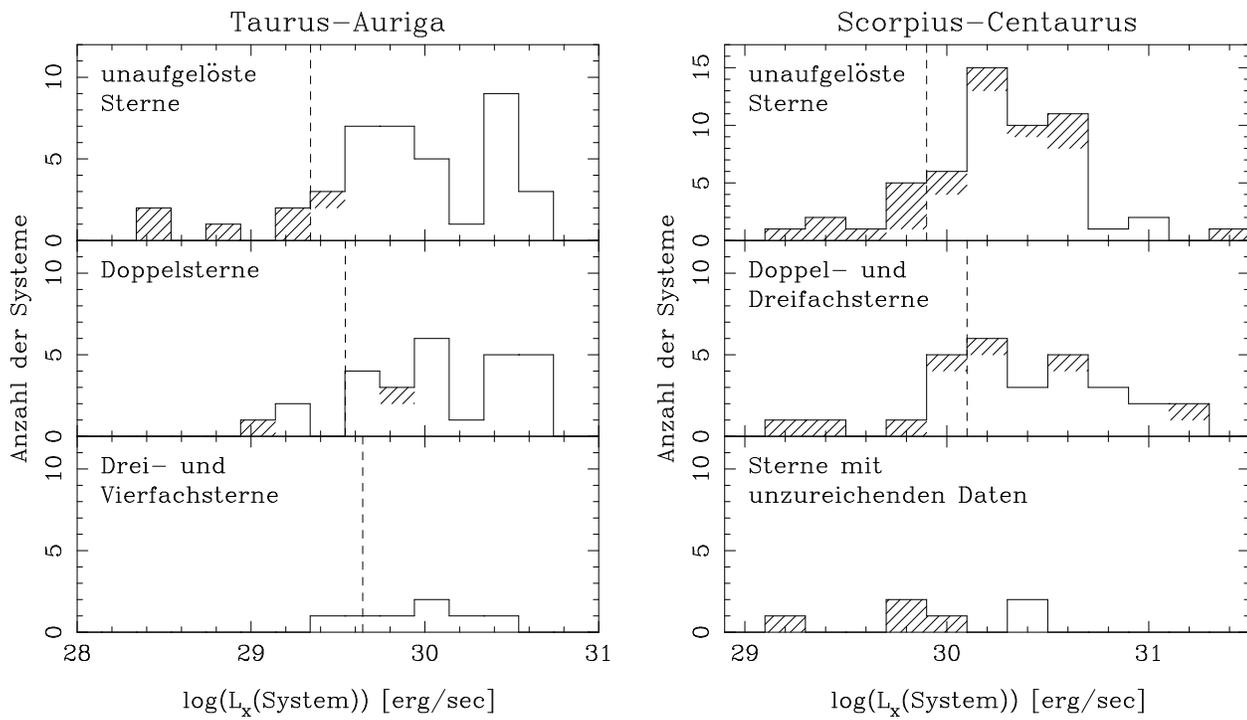


Bild 5.2: Verteilung der Sterne Taurus-Auriga (links) bzw. Scorpius-Centaurus (rechts) über ihrer Röntgenleuchtkraft. Der Teil der Sterne, die in pointierten ROSAT-Beobachtungen entdeckt wurden, wird durch Schraffur gekennzeichnet. Die senkrechte gestrichelte Linie markiert im oberen Teil der Diagramme die Leuchtkraftgrenze des All-Sky Surveys in der jeweiligen Region des Himmels, im mittleren Teil diese Grenze plus 0.2 (im Logarithmus) und im unteren Teil des Diagramms für Taurus-Auriga plus 0.3. Für die Erklärung, warum wir diese Grenzen gewählt haben, siehe Text.

5.1.2 Scorpius-Centaurus

Bild 5.2 (rechts) zeigt die Anzahlen von unaufgelösten, Doppel- und Dreifachsternen in Scorpius-Centaurus über ihrer Röntgenleuchtkraft. Auch hier wurde wieder bei Sternpaaren, die wir nicht als Doppelsterne zählen, die ROSAT aber räumlich nicht auflösen konnte, den einzelnen Sternen jeweils die Hälfte des Gesamtflusses zugeordnet.

Zunächst stellen wir fest, daß die Sterne, bei denen wir aufgrund unzureichender Daten keine Aussage machen können, ob sie doppelt sind oder nicht, sehr unterschiedliche Röntgenleuchtkräfte besitzen. Wir können also davon ausgehen, daß wir durch den Verzicht auf diese Sterne keinen systematischen Fehler in unserer Durchmusterung einführen.

Der mittlere Teil des Diagramms zeigt, daß vier Mehrfachsterne, die nur im RASS gefunden wurden, unterhalb der Leuchtkraftgrenze für Doppelsterne liegen. Tabelle C.3 kann man entnehmen, daß auch der Dreifachstern RXJ 1531.5-3021 dazu gehört. Somit müssen wir also fünf Begleiter von dem Ergebnis aus Kapitel 4 abziehen. Damit bleiben 29 Begleitsterne bei 107 Systemen insgesamt übrig, das entspricht (27 ± 5) Begleitern pro 100 Systeme.

Auch hier können wir noch die Sterne subtrahieren, die nur mit pointierten Beobachtungen, aber nicht im All-Sky Survey gefunden wurden. Das sind acht unaufgelöste und vier Doppelsterne, danach verbleiben 25 Begleitsternen bei 95 Systemen oder (26 ± 5) Begleiter pro 100 Systeme.

Brandner et al. (1996) schlugen eine andere Methode vor, den Röntgenselektions-Fehler zu korrigieren. Wenn wir unsere Zahlenwerte in ihr Verfahren einsetzen, kommen wir zu dem Ergebnis, daß 11 von der Zahl der Doppelsterne und 22 von der Gesamtzahl der Systeme abgezogen werden müssen. Damit erhalten wir (26 ± 5) Begleiter pro 100 Systeme. Allerdings liefert dieses Verfahren nur eine Abschätzung für den maximalen Selektions-Fehler. Außerdem sagt es nichts darüber aus, *welche* Doppelsterne aus der Durchmusterung herausgenommen werden müssen.

5.2 Vergleich mit Hauptreihensternen

5.2.1 Duplizität von Sternen auf der Hauptreihe

Duquennoy und Mayor (1991) führten eine ausführliche Untersuchung der Doppelsternhäufigkeit von sonnenähnlichen Hauptreihensternen (d. h. Sternen vom Spektraltyp G) in der Sonnenumgebung durch. Sie maßen Radialgeschwindigkeiten von 164 Systemen und kombinierten sie mit Daten über vorher bekannte Doppelsterne. Nach einer Korrektur für Begleiter, die aufgrund instrumenteller Grenzen nicht entdeckt wurden, fanden sie insgesamt 101 Begleitsterne (Seite 514 in ihrer umfangreichen Arbeit). Man beachte, daß das nicht heißt, daß 101 der 164 Sterne doppelt sind, da hierbei Dreifachsterne als ein Hauptstern mit zwei Begleitern gezählt werden. Das Verhältnis zwischen Einzel-, Doppel-, Dreifach- und Vierfachsternen ist 57:38:4:1. Die Verteilung der Umlaufzeiten P kann gut durch eine Gaußverteilung in $\log P$ approximiert werden:

$$f(\log P) = C \cdot \exp\left(\frac{-(\log P - 4.8)^2}{2 \cdot 2.3^2}\right), \quad (5.4)$$

wobei P in Tagen eingesetzt werden muß. Die Grenzen der Bereiche, in denen wir bei unseren T Tauri-Sternen nach Begleitern gesucht haben, nämlich $0.13''$, $3''$ und $13''$, entsprechen Perioden von $10^{4.5}$, $10^{6.5}$ bzw. $10^{7.5}$ Tagen. Die Zahl der Begleitsterne, die Duquennoy und Mayor in diesen Periodenintervallen gefunden haben, ist in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Tabelle 5.1: Doppelsternhäufigkeit unter Hauptreihensternen. Angegeben ist die Anzahl von Begleitsternen mit Perioden im gegebenen Intervall, die in den verschiedenen Untersuchungen bei jeweils 100 Systemen gefunden wurden.

Periode in Tagen	$10^{4.5} \dots 10^{6.5}$	$10^{4.5} \dots 10^{7.5}$
G-Sterne (Duquennoy & Mayor 1991)	17.9 ± 3.3	25.6 ± 4.0
K-Sterne (Mayor et al. 1992)	18.0 ± 3.2	24.7 ± 3.8
M-Sterne (Fischer & Marcy 1992)	14.7 ± 6.4	21.6 ± 6.8

Die gleiche Arbeitsgruppe untersuchte die Doppelsternhäufigkeit von Hauptreihensternen vom Spektraltyp K (Mayor et al. 1992). Bei 172 Systemen fanden sie insgesamt 78 Begleiter. Die Verteilung der Umlaufzeiten kann ebenfalls durch eine Gaußverteilung mit fast den gleichen Parametern wie bei der Verteilung der G-Sterne approximiert werden:

$$f(\log P) = C \cdot \exp\left(\frac{-(\log P - 4.9)^2}{2 \cdot 1.9^2}\right), \quad (5.5)$$

wobei P wieder in Tagen eingesetzt werden muß. Die Zahl der Begleiter in den für uns wichtigen Periodenintervallen ist ebenfalls in Tabelle 5.1 angegeben.

Fischer und Marcy (1992) trugen die Ergebnisse verschiedener Untersuchungen der Doppelsternhäufigkeit unter M-Sternen zusammen. Für uns von Interesse sind ihre Zahlen für Doppelsterne mit großen Halbachsen zwischen 10 und 10^4 AU¹. Für diesen Bereich wurden 58 Sterne untersucht und 13 Begleiter gefunden. In Tabelle 5.1 sind die Zahlen aufgeführt, die sich nach der Umrechnung auf die für uns interessanten Intervalle ergeben. Für das Verhältnis zwischen Einzel-, Doppel-, Dreifach- und Vierfachsternen fanden sie 58:33:7:1.

Der Vergleich der Zahlenwerte in Tabelle 5.1 zeigt, daß die Ergebnisse der drei Untersuchungen im wesentlichen übereinstimmen. Für den Vergleich mit den T Tauri-Sternen verwenden wir die Arbeit von Duquennoy und Mayor (1991), da die meisten unserer T Tauri-Sterne den Spektraltyp G haben werden, wenn sie sich zur Hauptreihe entwickelt haben.

5.2.2 Sterne in Taurus-Auriga

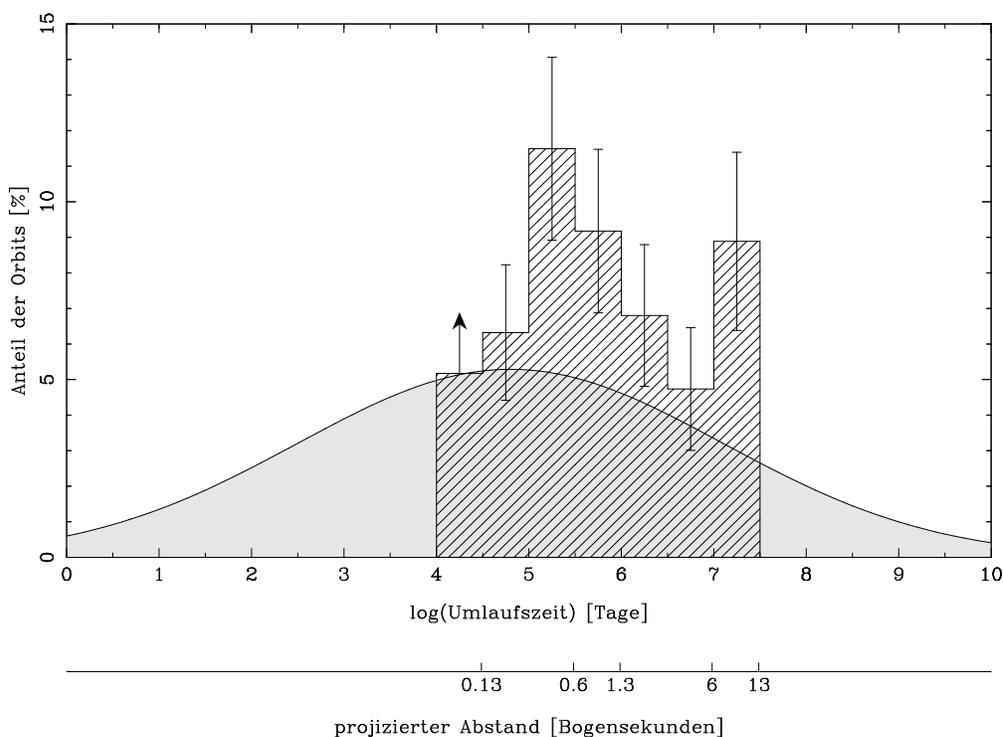


Bild 5.3: Verteilung der Perioden der Begleitsterne in Taurus-Auriga. Das schraffierte Histogramm zeigt das kombinierte Ergebnis aus Leinert et al. (1993) und der vorliegenden Arbeit. Die Umrechnung von projizierten Abständen in Umlaufzeiten wurde nach der in Anhang B beschriebenen Methode vorgenommen. Da wir Doppelsterne, deren Komponenten weniger als $0.13''$ getrennt sind, nicht sicher identifizieren können, ist die hier gezeigte Anzahl Sterne mit Umlaufzeiten zwischen 10^4 und $10^{4.5}$ Tagen als Untergrenze aufzufassen. Die grau unterlegte Kurve zeigt zum Vergleich die Verteilung, die Duquennoy und Mayor (1991) für Hauptreihensterne fanden.

¹ „Astronomical Unit“: $1 \text{ AU} = 1.496 \cdot 10^{11} \text{ m}$. Ich finde, auch Nicht-Astronomen sollten meine Arbeit verstehen können, deshalb erkläre ich diese Einheit, obwohl sie jedem Astronomen bekannt ist.

Unter den Sternen in Taurus-Auriga fanden wir 33 Begleiter mit Abständen zwischen $0.13''$ und $13''$ von ihrem Hauptstern (nach Abzug von Hintergrundsternen, die nur zufällig in der Nähe eines unserer Objekte stehen, und nach Korrektur des Auswahleffektes, der durch den flußlimitierten ROSAT All-Sky Survey entsteht). Man beachte, daß Dreifachsterne hier wieder als ein Hauptstern mit zwei Begleitern zu Buche schlagen. Um unsere Statistik zu verbessern, kombinieren wir unser Ergebnis mit dem der Arbeit von Leinert et al. (1993), die 104 schon vor ROSAT bekannte T Tauri-Sterne in Taurus-Auriga nach Begleitern durchmusterten. Sie fanden im gleichen Abstandsintervall 39 Doppel-, 3 Dreifach- und 2 Vierfachsterne, das bedeutet insgesamt 51 Begleiter.

Die kombinierte Sternliste enthält also (84 ± 9) Begleiter (der angegebene Fehler ist die Wurzel der Anzahl). Das bedeutet, 100 T Tauri-Sterne haben (48.3 ± 5.3) Begleitsterne. Duquennoy und Mayor (1991) fanden dagegen, daß 100 Hauptreihensterne nur (25.6 ± 4.0) Begleiter in dem entsprechenden Periodenintervall haben. Daraus folgt, daß es bei den T Tauri-Sternen um einen Faktor 1.9 ± 0.4 mehr Begleitsterne gibt als bei den Hauptreihensternen. Bild 5.3 zeigt die Verteilung von Begleitern der T Tauri- und Hauptreihensterne über dem Logarithmus ihrer Umlaufzeit. Auch hier ist die Überhäufigkeit der jungen Doppelsterne deutlich zu sehen.

Wenn wir annehmen, daß die Verteilung der Doppelsterne unter den T Tauri-Sternen über der Umlaufzeit die gleiche Form hat wie bei den Hauptreihensternen, dann können wir die Gesamtzahl der doppelten und mehrfachen T Tauri-Sterne abschätzen, indem wir den prozentualen Anteil der Doppel- und Mehrfachsterne an den Hauptreihensternen mit dem Faktor 2.0 multiplizieren. Da etwas über die Hälfte aller Hauptreihensterne Doppel- oder Mehrfachsysteme sind, folgt daraus, daß alle oder fast alle jungen Sterne in Taurus-Auriga Mitglieder in Doppel- oder Mehrfachsystemen sind.

5.2.3 Sterne in Scorpius-Centaurus

Bei den Sternen in Scorpius-Centaurus fanden wir 29 Begleiter mit Abständen zwischen $0.13''$ und $3''$ vom Hauptstern (nach Abzug der Hintergrundsterne und Korrektur des Röntgenselektions-Fehlers; der Dreifachstern trägt hier wieder mit zwei Begleitern bei). Dividiert durch die Gesamtzahl ergibt das (27.1 ± 5.0) Begleitsterne pro 100 Systeme. Bei 100 Hauptreihensternen sind es dagegen (17.9 ± 3.3) Begleiter im entsprechenden Periodenintervall. Daraus folgt, daß es bei den T Tauri-Sternen in Scorpius-Centaurus (1.5 ± 0.4) mal so viele Begleitsterne gibt wie bei Hauptreihensternen.

Bild 5.4 zeigt die Verteilung der Begleitsterne über dem Logarithmus ihrer Umlaufzeit. Es fällt auf, daß nur bei Perioden über 10^6 Tagen ein signifikanter Unterschied zu den Hauptreihensternen besteht. Man kann das Diagramm auch so interpretieren, daß das Maximum der Verteilung der jungen Sterne gegenüber dem der Hauptreihensterne zu größeren Perioden hin verschoben ist. Um Position und Breite des Maximums zu bestimmen, wäre es wünschenswert, auch die Häufigkeit von Doppelsternen mit längeren Umlaufzeiten zu bestimmen. Wie bereits in Abschnitt 4.3.4 ausgeführt wurde, sind aber photometrische, spektroskopische oder astrometrische Beobachtungen nötig, um gebundene Doppelsterne von Zufallsprojektionen zu unterscheiden. Solche Beobachtungen stehen für die vorliegende Arbeit nicht zur Verfügung.

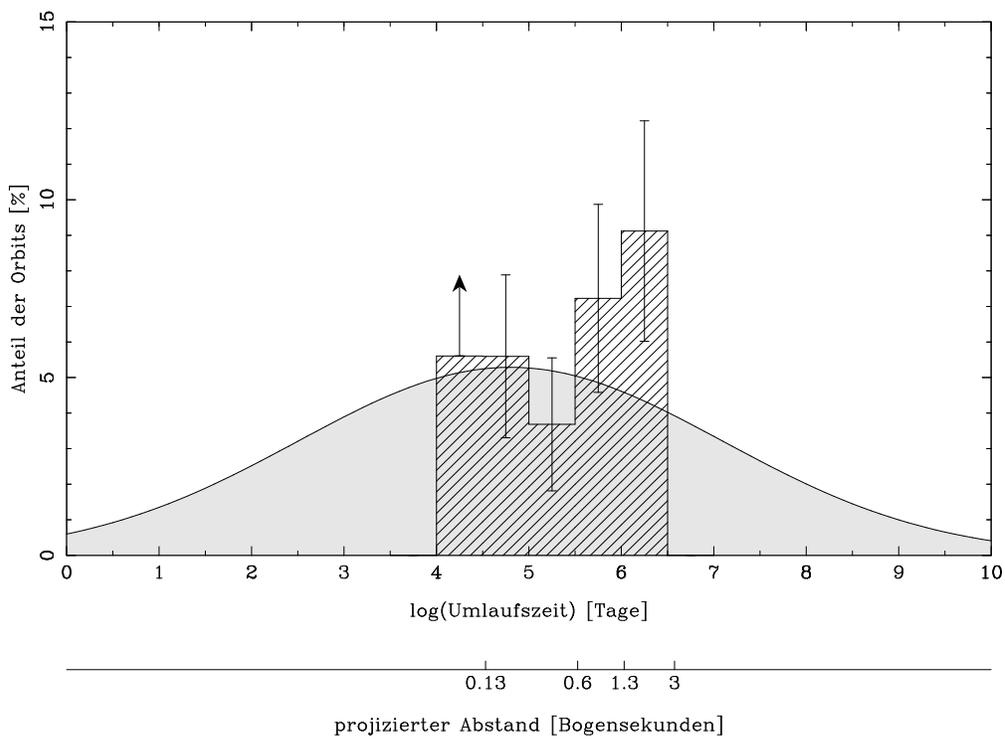


Bild 5.4: Verteilung der Perioden der Begleitsterne in Scorpius-Centaurus (schraffiertes Histogramm). Die Umrechnung von projizierten Abständen in Umlaufzeiten wurde nach der in Anhang B beschriebenen Methode vorgenommen. Auch hier ist die gezeigte Anzahl Sterne mit Umlaufzeiten zwischen 10^4 und $10^{4.5}$ Tagen als Untergrenze aufzufassen, da wir Doppelsterne, deren Komponenten weniger als $0.13''$ voneinander entfernt sind, nicht sicher identifizieren können. Die grau unterlegte Kurve zeigt zum Vergleich die Verteilung, die Duquennoy und Mayor (1991) für Hauptreihensterne fanden.

Die Verschiebung des Maximums könnte dadurch verursacht sein, daß eine unserer Abschätzungen, die bei der Umrechnung von Abständen in Perioden verwendet werden, nicht gerechtfertigt ist (siehe Anhang B). Das Maximum der Verteilung der T Tauri-Sterne ist gegenüber dem der Hauptreihensterne um 1.5 in $\log(P)$ verschoben, das entspricht einem Faktor $10^{1.5} \approx 30$ in P . Da $P \propto m_{\text{ges}}^{-1/2}$, könnte man die Verschiebung kompensieren, wenn man eine um einen Faktor $\sqrt{30} \approx 5.6$ größere mittlere Systemmasse einsetzt. Ein solcher Fehler in der Massenbestimmung erscheint mehr als unwahrscheinlich.

Andererseits ist $P \propto \langle a \rangle^{3/2}$, man könnte also annehmen, daß die großen Halbachsen a im Mittel um einen Faktor $30^{3/2} \approx 10$ kleiner sind. Der einzige Faktor bei der Umrechnung von projiziertem Abstand in mittlere große Halbachse, den man um einen Faktor 10 ändern kann, ist die Entfernung zu den Sternen. Wir haben allerdings keinen Grund anzunehmen, daß die jungen Sterne in Scorpius-Centaurus 15 Parsec statt 150 Parsec entfernt sind.

5.3 Vergleich Upper Scorpius A mit Upper Scorpius B

Wie bereits in Abschnitt 4.1 erwähnt wurde, unterteilten Brandner et al. (1996) die Region, in der Michael Kunkel nach T Tauri-Sternen gesucht hat, in den nördlichen Teil Upper Scorpius A (US-A) und den südlichen Teil Upper Scorpius B (US-B). Dafür hatten sie zwei Gründe: Erstens ist die Sterndichte in den beiden Gebieten unterschiedlich (siehe Bild 4.2):

In US-A wurden mit ROSAT etwa 1.5 T Tauri-Sterne pro Quadratgrad gefunden, in US-B dagegen nur etwa 0.7. Bei den Sternen mit Spektraltyp B in diesem Gebiet verhält es sich ähnlich: 0.5 B-Sterne pro Quadratgrad in US-A, aber weniger als 0.1 in US-B.

Zweitens fanden Brandner et al. eine unterschiedliche Doppelsternhäufigkeit: $(12 \pm 7) \%$ in US-A, $(54 \pm 15) \%$ in US-B. Allerdings leidet ihre Untersuchung unter dem Problem, daß sie nur etwa 50 Sterne in beiden Gebieten zusammen enthält. Außerdem beobachteten sie mit seeing-limitierter Auflösung, d.h. sie konnten keine Doppelsterne mit Abständen von weniger als etwa $0.5''$ finden.

Unsere Durchmusterung enthält dagegen 66 Sterne in US-A und 41 in US-B. Unter den Sternen in US-A fanden wir 17 Doppelsterne, das entspricht $(26 \pm 6) \%$. Unter denen in US-B sind es 12, entsprechend $(29 \pm 8) \%$. Dabei wurde in beiden Gruppen jeweils ein Hintergrundstern abgezogen. In Anbetracht der Fehlergrenzen finden wir somit keinen Unterschied.

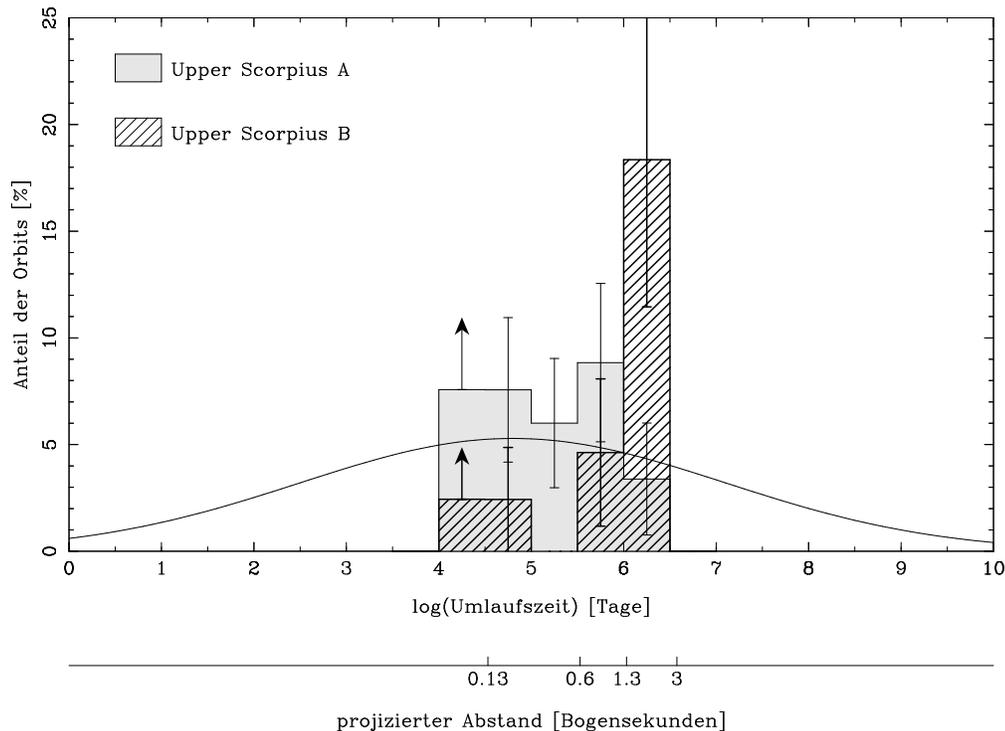


Bild 5.5: Vergleich der Verteilungen der Umlaufzeiten der Doppelsterne in Upper Scorpius A mit denen der in Upper Scorpius B. Die gezeigte Anzahl Sterne mit Umlaufzeiten zwischen 10^4 und $10^{4.5}$ Tagen ist auch hier wieder als Untergrenze aufzufassen, da wir so enge Doppelsterne nicht sicher identifizieren können. Die gaußförmige Kurve zeigt zum Vergleich wieder die Verteilung, die Duquennoy und Mayor (1991) für Hauptreihensterne fanden.

Anders sieht es aus, wenn wir die Verteilungen über den Umlaufzeiten betrachten (Bild 5.5): Die große Anzahl Doppelsterne mit Perioden $> 10^6$ Tage, die in Bild 5.4 zu sehen ist, wird ausschließlich von Sternen in US-B verursacht, während in US-A nicht mehr Doppelsterne zu finden sind als im gleichen Periodenintervall unter Hauptreihensternen. Bei kleineren Perioden ist es eher umgekehrt: Dort scheint die Doppelsternhäufigkeit in

US-A gegenüber der in US-B erhöht zu sein, allerdings ist der Unterschied in Anbetracht der Fehlergrenzen statistisch nicht signifikant.

Wir haben einen χ^2 -Test durchgeführt (Breiman 1973), um die Wahrscheinlichkeit zu ermitteln, daß beide Stichproben aus der gleichen Verteilung gezogen wurden. Das Ergebnis ist $\chi^2 = 10.2$. Die Wahrscheinlichkeit, ein so großes oder noch größeres χ^2 zu messen, wenn die Verteilungen identisch sind, beträgt weniger als 5%. Das bedeutet, die Verteilungen der Doppelsterne in Upper Scorpius A bzw. B über ihren Umlaufzeiten sind mit großer Wahrscheinlichkeit verschieden.

Wodurch kann dieser Unterschied verursacht werden? Zunächst sollte man natürlich Meßfehler ausschließen. Die Tatsache, daß die Diskrepanz gerade bei den längsten Perioden, d. h. den größten Abständen, auftritt, legt die Vermutung nahe, daß sie durch unterschiedliche Hintergrundsterndichten hervorgerufen wird. Daher haben wir die Felder, in denen wir Hintergrundsterne gezählt haben, nach Lage in US-A bzw. B aufgeteilt und die Sternzahlen getrennt gemittelt. Die 44 Felder in US-A enthalten im Mittel (2.75 ± 0.24) Hintergrundsterne, die 33 Felder in US-B dagegen (3.15 ± 0.34). Damit läßt sich der Unterschied nicht erklären.

Eine andere Möglichkeit wäre, daß wir bei der Umrechnung von projizierten Abständen in Umlaufzeiten einen physikalischen Unterschied zwischen den beiden Regionen nicht beachtet haben. Dafür kommen entweder verschiedene Entfernungen oder verschiedene Massen der Sterne in Betracht. Allerdings haben schon Brandner et al. (1996) diskutiert, daß die Unterschiede in der Entfernung nicht zur Erklärung der unterschiedlichen Doppelsternhäufigkeit ausreichen. Die Massen, die Michael Kunkel für die Sterne bestimmt hat, zeigen auch keine ausreichend großen Unterschiede (im Mittel $0.74 M_{\odot}$ bei den Sternen in US-A bzw. $0.83 M_{\odot}$ bei denen in US-B). Außerdem ist der Unterschied in der Verteilung der Doppelsterne schon sichtbar, wenn man die direkt gemessenen Abstände betrachtet (Bild 5.6).

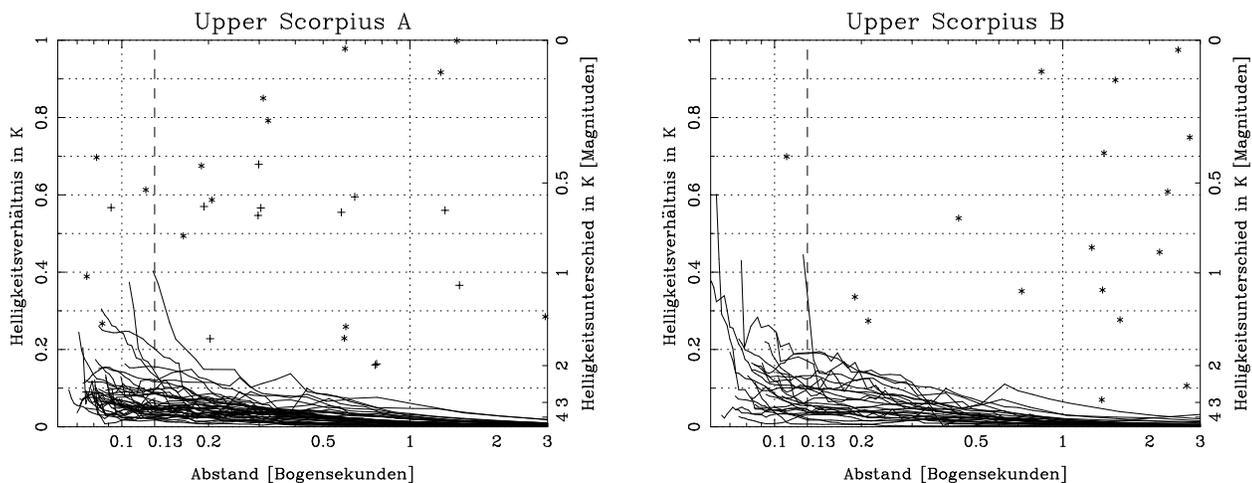


Bild 5.6: Abstand und Helligkeitsverhältnisse von Mehrfachsterne sowie die maximalen Helligkeiten unentdeckter Begleiter, links für die Sterne in Upper Scorpius A, rechts für die in Upper Scorpius B. Sterne aus Walter et al. (1994) werden wie in Bild 4.5 durch Kreuze markiert, solche aus Kunkel (1997) durch Sternchen.

5.4 Vergleich CTTS mit WTTS

Die kombinierte Sternliste aus Leinert et al. (1993) und der vorliegenden Arbeit enthält 72 klassische und 102 Weak-line T Tauri-Sterne. Das erlaubt es uns, die Doppelsternhäufigkeit in diesen beiden Unterklassen miteinander zu vergleichen.

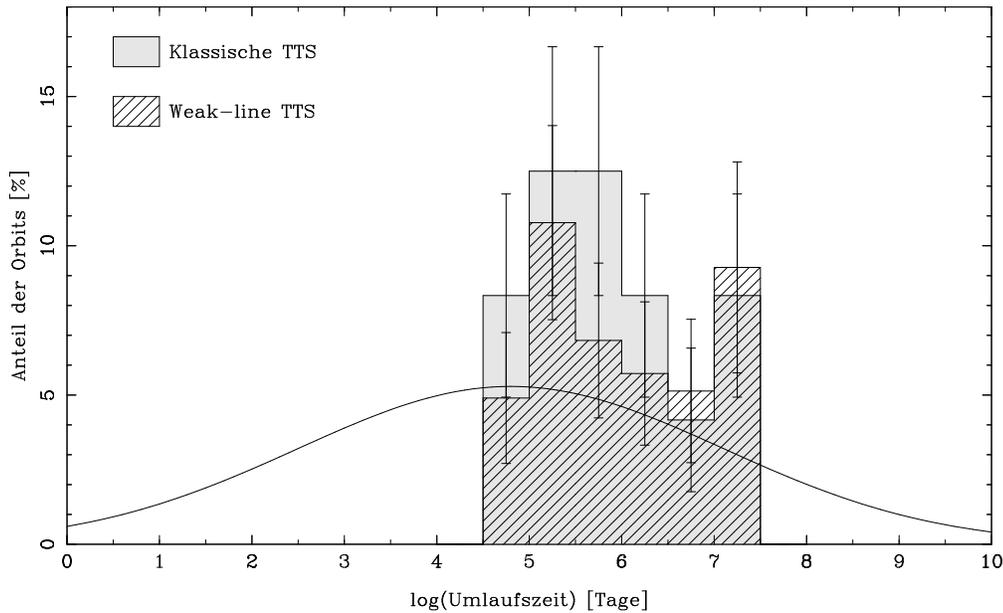


Bild 5.7: Verteilung der Begleitsterne in Taurus-Auriga über dem Logarithmus ihrer Perioden, aufgeschlüsselt nach klassischen und Weak-line T Tauri-Sternen. Die glockenförmige Kurve zeigt wieder zum Vergleich die Verteilung, die Duquennoy und Mayor (1991) für Hauptreihensterne fanden.

Betrachten wir zunächst die Gesamtzahlen: Bei den CTTS fanden wir 39 Begleiter, das entspricht (54.2 ± 8.7) Begleitsternen pro 100 Systeme. Bei den WTTS waren es 45, das bedeutet (44.1 ± 6.6) Begleiter pro 100 Systeme. Für die Fehlerabschätzung wurde hier wieder die Wurzel aus der Sternzahl eingesetzt. Im Rahmen der Fehlergrenzen finden wir keinen Unterschied zwischen klassischen und Weak-line T Tauri-Sternen.

Bild 5.7 zeigt die Verteilung von Begleitern der CTTS bzw. WTTS über ihren Umlaufzeiten. Wir haben auch hier einen χ^2 -Test mit dem Ergebnis $\chi^2 = 3.9$ durchgeführt. Wenn beide Stichproben aus der gleichen Verteilung gezogen wurden, hätte man mit etwa 70 % Wahrscheinlichkeit ein größeres χ^2 gefunden. Das ist kein besonders überzeugender Beweis, daß die Verteilungen der klassischen und Weak-line T Tauri-Sterne identisch sind, aber auch kein Anzeichen für einen Unterschied.

5.5 Vergleich Taurus-Auriga mit Scorpius-Centaurus

Ein weiterer wichtiger Vergleich ist der der beiden Sternentstehungsgebiete miteinander. Dazu brauchen wir zunächst einmal zwei vergleichbare Stichproben, d. h. wir müssen uns in beiden Regionen auf Doppelsterne mit Perioden zwischen $10^{4.5}$ und $10^{6.6}$ Tagen beschränken. Man beachte, daß man die Abstände in Bogensekunden nicht direkt vergleichen

kann, da die Entfernungen zu den beiden Sternentstehungsgebieten, die wir verwenden, etwas verschieden sind (140 bzw. 150 pc).

In Taurus-Auriga haben wir in diesem Periodenintervall 59 Begleitsterne gefunden, das entspricht (33.9 ± 4.4) pro 100 Systeme. In Scorpius-Centaurus waren es 29 Begleiter, also (27.1 ± 5.0) pro 100 Systeme. Bei diesen Zahlen wurden natürlich wieder Hintergrundsterne abgezogen und der Röntgenselektionsfehler korrigiert. Die Differenz ist somit etwa genauso groß wie die statistischen Fehler, so daß wir keine rechte Aussage darüber machen können, ob die Doppelsternhäufigkeit unterschiedlich ist oder nicht.

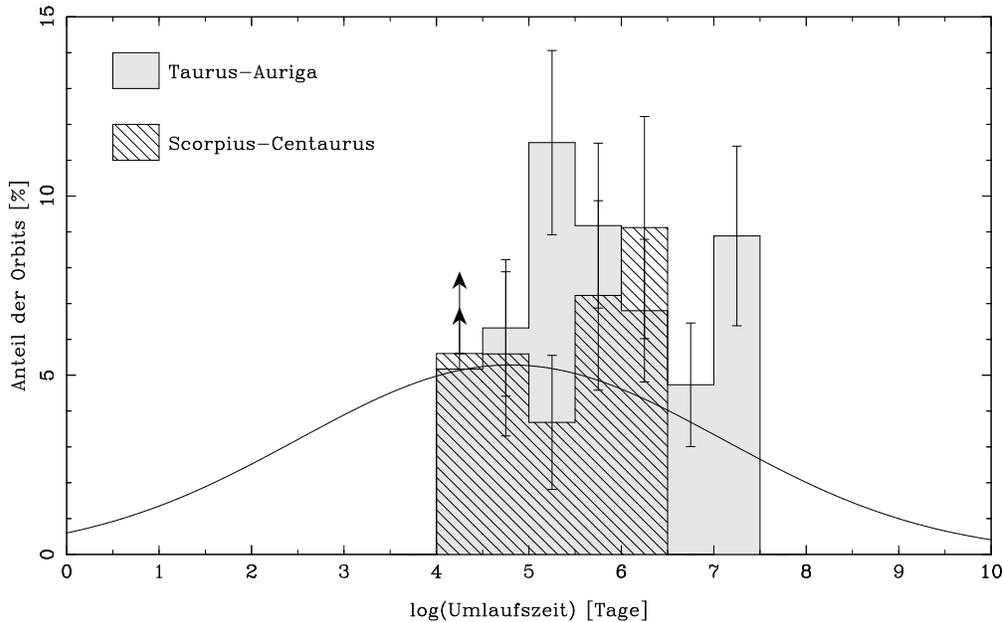


Bild 5.8: Verteilung der Begleitsterne in Taurus-Auriga verglichen mit denen in Scorpius-Centaurus. Wie in den vorherigen Diagrammen ist die gezeigte Anzahl Sterne mit Umlaufzeiten zwischen 10^4 und $10^{4.5}$ Tagen als Untergrenze aufzufassen, da wir so enge Doppelsterne nicht sicher identifizieren können. Die gaulförmige Kurve zeigt auch hier die Verteilung, die Duquenooy und Mayor (1991) für Hauptreihensterne fanden.

Die Verteilung der Begleitsterne in Taurus-Auriga bzw. Scorpius-Centaurus zeigt Bild 5.8. Der χ^2 -Test zum Vergleich der beiden Verteilungen ergab hier $\chi^2 = 6.0$. Die Wahrscheinlichkeit, ein so großes oder größeres χ^2 zu messen, wenn die beiden Stichproben aus der gleichen Urverteilung gezogen wurden, beträgt 20 %. Demnach sind die beiden Verteilungen also wahrscheinlich verschieden.

Damit wurde bestätigt, was man eigentlich schon mit bloßem Auge sieht: Das Maximum der Verteilung der Sterne in Scorpius-Centaurus liegt bei längeren Perioden als das der Sterne in Taurus-Auriga. Inwieweit diese Aussage statistisch signifikant ist, bleibt in Anbetracht der Fehlerbalken unklar.

5.6 Vergleich mit Beobachtungen im optischen Spektralbereich

Brandner et al. (1996) suchten nach Doppelsternen unter insgesamt 195 T Tauri-Sternen in den Sternentstehungsgebieten Chamaeleon, Lupus und Upper Scorpius. Sie verwendete

ten dazu Direktaufnahmen, die sie mit SUSI² am „New Technology Telescope“ der ESO unter guten bis sehr guten Seeing-Bedingungen gewannen. Damit waren sie in der Lage, Doppelsterne bis zu einem Mindestabstand von ca. 0.7'' zu trennen. Der wesentliche Unterschied zu der vorliegenden Arbeit (außer dem unterschiedlichen Auflösungsvermögen) besteht darin, daß sie bei 1 μm Wellenlänge beobachtet haben, also an der Grenze des optischen Spektralbereichs.

50 der von ihnen beobachteten Sterne sind in der Liste von Kunkel (1997) enthalten und wurden daher auch von uns untersucht. Brandner et al. (1996) fanden darunter 16 Doppelsterne. Zwei davon sind weiter als 3'' getrennt und werden daher von uns nicht als Doppelsterne betrachtet (wir haben die Begleitsterne ebenfalls gefunden). Ein anderer Stern (RXJ 1545.7-3020) ist nach unseren Beobachtungen kein Doppelstern, obwohl Brandner et al. von einem Begleiter in 0.67'' Abstand berichten. Nach unseren Daten können wir bei diesem Abstand einen Begleitstern ausschließen, dessen Helligkeitsdifferenz zum Hauptstern weniger als 3.5^{mag} beträgt. Meiner Meinung nach handelt es sich dabei um eine Verwechslung bei den Beobachtungen, allerdings kann ich nicht entscheiden, wer den Fehler begangen hat.

Wolfgang Brandner hat mir freundlicherweise seine Beobachtungsprotokolle zur Verfügung gestellt, so daß ich überprüfen konnte, welche Sterne von ihnen beobachtet wurden, und ob es darunter Doppelsterne gibt, die nur im Infraroten sichtbar sind. Das Ergebnis ist eindeutig: Alle Doppelsterne, die in der vorliegenden Arbeit, aber nicht von Brandner et al. gefunden wurden, wurden entweder nicht von ihnen beobachtet oder sind weniger als 0.4'' getrennt, hätten also mit Direktaufnahmen gar nicht entdeckt werden können.

Das bedeutet, unsere Untersuchung im infraroten Spektralbereich findet keine zusätzlichen Doppelsterne im Vergleich zu der Untersuchung von Brandner et al. (1996) im optischen. Die „Infrared Companions“ können daher nach unseren Erkenntnissen nicht zur Erklärung der hohen Doppelsternhäufigkeit unter T Tauri-Sternen herangezogen werden.

Das steht scheinbar im Widerspruch zu dem Ergebnis von Ghez et al. (1997), die 48 Sterne im Infraroten untersuchten, die schon von Reipurth und Zinnecker (1993) bei einer Wellenlänge von 0.9 μm beobachtet worden waren. Ghez et al. entdeckten darunter zwei Doppelsterne, die Reipurth und Zinnecker nicht gefunden hatten. In Anbetracht der kleinen Zahlen ist das jedoch durchaus verträglich mit unserem Resultat.

5.7 Verteilung der Helligkeitsverhältnisse

Bild 5.9 zeigt die Helligkeitsverhältnisse der Doppel- und Mehrfachsterne. Dabei handelt es sich um die Helligkeitsverhältnisse, wie sie in den Tabellen 3.2, 4.2 und 4.3 aufgeführt sind, d. h. bei Doppelsternen der Fluß der Komponente B geteilt durch den der Komponente A. Bei Dreifachsternen ist es der Fluß von B geteilt durch den von A sowie der Fluß der Komponente C durch den Gesamtfluß von A und B (das bedeutet, Dreifachsterne gehen mit zwei Helligkeitsverhältnissen in das Diagramm ein).

Auf den ersten Blick scheint die Anzahl der Sterne mit kleinen Helligkeitsverhältnissen in Taurus-Auriga deutlich größer zu sein als in Scorpius-Centaurus. Das ist jedoch durch

² SUperb Seeing Imager

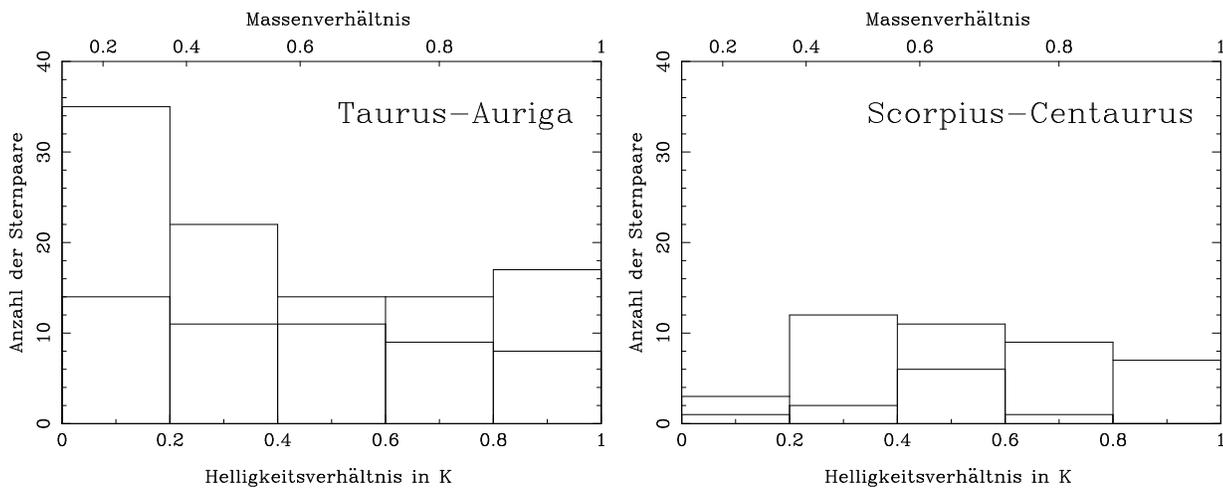


Bild 5.9: Verteilung der Helligkeitsverhältnisse der Mehrfachsterne in Taurus-Auriga (links) bzw. Scorpius-Centaurus (rechts). Die Histogramme wurden sozusagen gestapelt: Der Teil von der x -Achse bis zum ersten Querstrich gibt im linken Diagramm die Anzahl der Sterne aus Leinert et al. (1993) an, im rechten Diagramm die der Sterne aus Walter et al. (1994). Der Teil zwischen dem ersten und dem zweiten Querstrich gilt für die Sterne aus Wichmann (1994) (links) bzw. aus Kunkel (1997) (rechts). Die Gesamtzahlen kann man dann an der Differenz zwischen x -Achse und oberem Querstrich ablesen.

technische Unterschiede zu erklären: Die Doppelsterne in Scorpius-Centaurus wurden fast ausschließlich mit Speckle-Interferometrie gefunden, wobei wir nur bis zu einem minimalen Helligkeitsverhältnis von 0.16 sicher sind, alle Begleiter gefunden zu haben. In Taurus-Auriga sind die Speckle-Beobachtungen etwas empfindlicher (minimales Helligkeitsverhältnis 0.1), und die Begleiter bei großen Abständen wurden mit Hilfe von Direktaufnahmen entdeckt, deren Empfindlichkeit für schwache Sterne noch besser ist. Einige der weit entfernten Begleiter werden außerdem durch Hintergrundsterne vorgetäuscht. Aus diesen Gründen sollte man vorsichtig sein, wenn man aus der Anzahl der Sterne mit kleinen Helligkeitsverhältnissen Erkenntnisse ableiten will.

Die Verteilung der Helligkeitsverhältnisse größer als 0.2 ist im großen und ganzen flach oder steigt zu kleineren Helligkeitsverhältnissen leicht an. Interessant für die Theorie der Sternentstehung ist allerdings das Massenverhältnis der Sterne. Aus unseren Daten können wir dafür nur eine grobe Abschätzung gewinnen, die auf der Masse-Leuchtkraft-Beziehung für sonnenähnliche Vorhauptreihensterne $L \propto M^{1/1.6}$ beruht (Brandner 1992, Zinnecker et al. 1992). Allerdings sind bei $2.2 \mu\text{m}$ Wellenlänge gemessene Flüsse nur eine sehr grobe Näherung für die Leuchtkraft der Sterne, da ja bei T Tauri-Sternen ein merklicher Teil der Infrarot-Leuchtkraft von der zirkumstellaren Materie stammt.

In Bild 5.9 wurden am oberen Rand die Massenverhältnisse angegeben, die sich aus dieser Abschätzung ergeben. Wie man sieht, ist die Verteilung der Massenverhältnisse ganz ähnlich wie die der Helligkeitsverhältnisse, also in guter Näherung flach. In Anbetracht der großen Unsicherheiten kann man daraus aber kaum Aussagen über den Mechanismus der (Doppel-)Sternentstehung ableiten.

5.8 Mögliche Erklärungen für die Überhäufigkeit junger Doppelsterne

Nun können wir zu den verschiedenen Erklärungen für die hohe Anzahl junger Doppelsterne, die in Abschnitt 1.3 aufgeführt wurden, zurückgehen und untersuchen, was wir anhand unserer Ergebnisse darüber aussagen können.

1. Die Doppelsternhäufigkeit unter Weak-line T Tauri-Sternen ist genauso hoch wie unter den klassischen T Tauri-Sternen. Das bedeutet, wir können die Ergebnisse der ersten Durchmusterungen junger Sterne bestätigen, auch wenn sich diese hauptsächlich auf klassische T Tauri-Sterne bezogen.
2. Werden die Doppelsterne im Laufe der Zeit bei engen Begegnungen mit anderen Sternen zerstört? Dieser Mechanismus sollte vor allem in Regionen mit hoher Sterndichte wirksam sein, weil dort enge Begegnungen öfter vorkommen (Kroupa 1995a, b, c). Diese Überlegung wird auch durch Beobachtungen unterstützt: Prosser et al. (1994) fanden, daß Doppelsterne im Trapez-Haufen, einem der dichtesten bekannten Sternentstehungsgebiete, nicht häufiger vorkommen als bei Hauptreihensternen. Auch unsere Ergebnisse passen in dieses Bild: Die Multiplizität in Taurus-Auriga, wo die Sterne relativ weit verteilt sind, ist sehr hoch (um einen Faktor 2 höher als bei Hauptreihensternen), während sie in der dichteren Region Scorpius-Centaurus nicht ganz so hoch ist (Faktor 1.5 gegenüber Hauptreihensternen). Auch der Unterschied bei den Doppelsternen in Upper Scorpius A bzw. B ließe sich damit erklären: In US-B, der Region mit geringerer Sterndichte, finden wir mehr Doppelsterne mit großen Abständen als in US-A, wo sie vielleicht schon zerstört wurden. Allerdings bleibt bei dieser Erklärung unklar, warum wir in Scorpius-Centaurus so wenig enge Doppelsterne finden, die eigentlich bevorzugt überleben sollten.
3. Wirken sich die Umgebungsbedingungen in OB-Assoziationen so aus, daß von vornherein weniger Doppelsterne entstehen als in T-Assoziationen? Durisen und Sterzik (1994) wiesen darauf hin, daß bei zwei theoretischen Modellen für die Entstehung von Doppelsternen, nämlich Fragmentation einer kollabierenden Wolke und Instabilität einer protostellaren Scheibe, die Parameter, bei denen die Wolke bzw. Scheibe instabil werden, von der Temperatur abhängen. Je wärmer die Molekülwolke ist, desto schneller muß sie rotieren, um instabil zu werden. Das bedeutet, der Parameterraum, der zur Bildung von Doppelsternen zur Verfügung steht, ist kleiner, und damit sollten weniger Doppelsterne entstehen. Die Autoren führen auch Beobachtungsbefunde an, nach denen das Gas im Taurus-Auriga Sternentstehungsgebiet kälter ist als in der Scorpius-Centaurus Assoziation. Man kann nun weiter argumentieren, daß eine schneller rotierende Molekülwolke mehr Drehimpuls besitzt, was dazu führen kann, daß die Komponenten des neuen Doppelsterns weiter getrennt sind. Damit lassen sich also nicht nur die unterschiedliche Doppelsternhäufigkeit in Taurus-Auriga und Scorpius-Centaurus erklären, sondern auch die verschiedenen Verteilungen der Abstände und Umlaufzeiten.
4. Die Hypothese, daß Durchmusterungen im infraroten Spektralbereich mehr Begleitsterne finden, weil diese im Infraroten heller sind, kann nach unseren Ergebnissen

nicht zur Erklärung der hohen Doppelsternhäufigkeit unter jungen Sternen dienen. Der direkte Vergleich mit der Durchmusterung bei $1\ \mu\text{m}$ Wellenlänge von Brandner et al. (1996) ergab keine Doppelsterne, die nur im Infraroten gefunden wurden.

5.9 Ausblick

Die Zahl der beobachteten Sterne in Scorpius-Centaurus ist nicht sehr hoch, insbesondere wenn man versucht, Unterschiede der Doppelsternhäufigkeit innerhalb des Gebietes zu finden. Daher wäre es wünschenswert, hier mehr junge Sterne zu beobachten, um die Statistik zu verbessern. Dazu würde es sich anbieten, die jungen Sterne zu verwenden, die Rainer Wichmann im Rahmen seiner Doktorarbeit in Lupus gefunden hat. Das untersuchte Gebiet liegt südlich von Upper Scorpius und grenzt direkt an das Gebiet, in dem sich die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Sterne befinden. Im Osten von Upper Scorpius A befindet sich die Region um den Stern ρ Ophiuchus, in der eine große Zahl von klassischen und Weak-line T Tauri-Sternen bekannt sind. In diesem Gebiet ist die Sterndichte mindestens ebenso hoch wie in Upper Scorpius A, daher wäre es eine ideale Ergänzung, wenn man genauer untersuchen will, wie die Doppelsternhäufigkeit von den Umgebungsbedingungen abhängt.

Südlich des Taurus-Auriga Sternentstehungsgebiets wurden inzwischen auch Weak-line T Tauri-Sterne anhand des ROSAT All-Sky Survey gesucht und gefunden (Neuhäuser et al. 1995b). Diese Sterne sind möglicherweise bei engen Begegnungen mit anderen Sternen aus Taurus-Auriga herausgeschleudert worden und daher überwiegend Einzelsterne. Diese Hypothese wurde schon für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten, weit verteilten Weak-line T Tauri-Sterne geäußert. Wir haben jedoch keine verminderte Doppelsternhäufigkeit gefunden. Das könnte daran liegen, daß die herausgeschleuderten Sterne weiter von den Dunkelwolken entfernt sind als die bis jetzt untersuchten Sterne. Daher haben wir begonnen, die Sterne südlich von Taurus-Auriga mit Speckle-Interferometrie zu beobachten. Bis jetzt haben wir unter fünf Sternen zwei doppelte gefunden, es ist also noch zu früh, daraus Erkenntnisse gewinnen zu wollen.

Es wäre schön, wenn man bestätigen könnte, daß die Objekte, die wir als Doppelsterne mit extrem kleinen Abständen interpretieren, wirklich Doppelsterne sind und nicht elongierte Strukturen wie z. B. die schon mehrfach erwähnten bipolaren Nebel. Dazu ist es nötig, diese Objekte ein paar Jahre später erneut zu beobachten, da man erwarten kann, daß sich die relative Position der beiden Komponenten dann meßbar geändert hat. Ein Doppelstern mit $0.13''$ Abstand hat nach der Umrechnung in Anhang B eine Umlaufzeit von $10^{4.5}$ Tagen ≈ 90 Jahre. Das heißt, sein Positionswinkel ändert sich pro Jahr um etwa 4° . Zum Teil liegen schon Beobachtungen vor, die Winkelgeschwindigkeiten in dieser Größenordnung zeigen, aber es ist zu früh, von einer definitiven Bestätigung der Doppelsternnatur zu sprechen.

Anhang A:

Doppelsterne im Fourierraum

In diesem Abschnitt will ich zusammenfassen, wie die fouriertransformierten Bilder von Doppelsternen aussehen und wie sich Änderungen der verschiedenen Parameter wie Position, Abstand und Helligkeitsverhältnis auswirken. Ich werde versuchen zu zeigen, daß Doppelsterne im Fourierraum besser zu trennen sind, obwohl die Information über die beiden Komponenten dort nicht räumlich getrennt ist.

A.1 Visibility

Betrachten wir das Bild zweier Sterne, die den Abstand \vec{s} in x -Richtung voneinander haben. Die Helligkeit der helleren Komponente sei 1, die Helligkeit der anderen bezeichnen wir mit R (für "flux ratio"). Wenn wir den Ursprung des Koordinatensystems auf den Schwerpunkt der Helligkeitsverteilung legen, dann sitzt die eine Komponente bei den Koordinaten $(-\frac{sR}{1+R}, 0)$, die andere bei $(\frac{s}{1+R}, 0)$ im Bild. Die Intensitätsverteilung im Bild läßt sich dann schreiben als

$$I(\vec{x}) = \delta\left(\vec{x} + \frac{\vec{s}R}{1+R}\right) + R \cdot \delta\left(\vec{x} - \frac{\vec{s}}{1+R}\right), \quad (\text{A.1})$$

wobei δ die bekannte δ -Distribution bezeichnet.

Die Fouriertransformierte dieses Bildes ist

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\vec{u}) &= \int I(\vec{x}) \cdot \exp(-2\pi i \vec{u} \vec{x}) d\vec{x} \\ &= \exp\left(+2\pi i u_x \frac{sR}{1+R}\right) + R \cdot \exp\left(-2\pi i u_x \frac{s}{1+R}\right). \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Bemerkenswert ist, daß diese Funktion nur von der x -Komponente der Ortsfrequenz \vec{u} abhängt. Senkrecht dazu, d. h. senkrecht zu der Verbindungslinie der beiden Sterne, ist das fouriertransformierte Bild konstant.

Das Betragsquadrat ergibt sich zu

$$\begin{aligned} |\tilde{I}(\vec{u})|^2 &= \tilde{I}(\vec{u}) \cdot \tilde{I}^*(\vec{u}) \\ &= \left[e^{(2\pi i u_x \frac{sR}{1+R})} + R \cdot e^{(-2\pi i u_x \frac{s}{1+R})} \right] \cdot \left[e^{(-2\pi i u_x \frac{sR}{1+R})} + R \cdot e^{(2\pi i u_x \frac{s}{1+R})} \right] \\ &= 1 + R \cdot e^{(-2\pi i u_x s)} + R \cdot e^{(2\pi i u_x s)} + R^2 \\ &= 1 + 2R \cos(2\pi u_x s) + R^2. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Diese Funktion ist ein Streifenmuster, dessen Richtung durch den Positionswinkel des Doppelsterns festgelegt wird.

Als Visibility bezeichnen wir den Betrag der Fouriertransformierten, wobei man sie üblicherweise bei $\vec{u} = 0$ auf 1 normiert:

$$\text{Vis}(\vec{u}) = \sqrt{\frac{1 + 2R \cos(2\pi u_x s) + R^2}{1 + 2R + R^2}}. \quad (\text{A.4})$$

Abstand und Helligkeitsverhältnis des Doppelsterns kann man aus Lage und Funktionswert der Minima dieser Funktion bestimmen. Das erste Minimum befindet sich dort, wo $\cos(2\pi u_x s) = -1$ ist, also an der Stelle $u_x = \frac{1}{2s}$. Der Funktionswert an dieser Stelle ist

$$\min(\text{Vis}(\vec{u})) = \text{Vis}(u_x = \frac{1}{2s}) = \sqrt{\frac{1 - 2R + R^2}{1 + 2R + R^2}} = \frac{1 - R}{1 + R}. \quad (\text{A.5})$$

Diese Relation läßt sich nach R auflösen:

$$R = \frac{1 - \min(\text{Vis}(\vec{u}))}{1 + \min(\text{Vis}(\vec{u}))}. \quad (\text{A.6})$$

Damit haben wir die Möglichkeit, die Parameter unseres Doppelsterns aus dem Betrag des fouriertransformierten Bildes zu bestimmen:

- Der Positionswinkel folgt aus der Richtung des Streifenmusters.
- Der Abstand ergibt sich aus der Position der Minima.
- Das Helligkeitsverhältnis erhalten wir aus der Amplitude der Visibility.

Leider ist die Visibility eine symmetrische Funktion, daher können wir den Positionswinkel nur modulo 180° bestimmen. Die Information über die Orientierung des Sternpaares läßt sich nur aus der Phase des fouriertransformierten Bildes gewinnen.

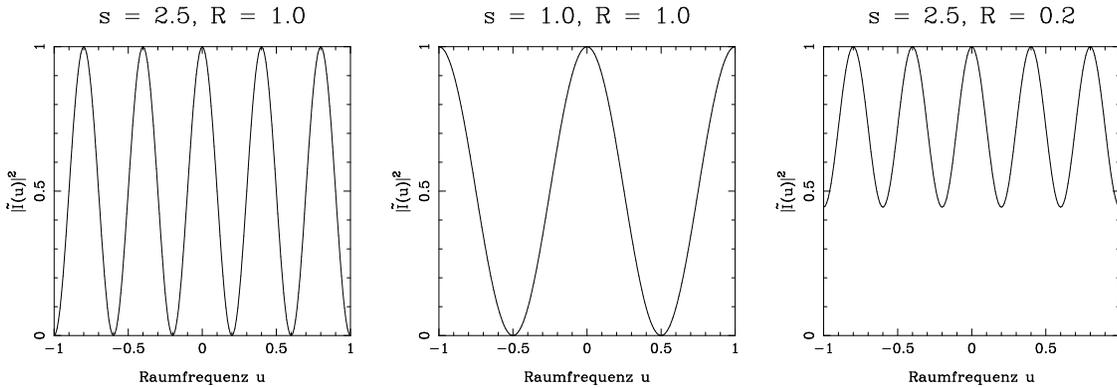


Bild A.1: Ein paar Beispiele für das Betragsquadrat der Fouriertransformierten von Doppelsternbildern. Für die Raumfrequenz und damit auch für die Abstände werden willkürliche Einheiten verwendet. Die Bilder zeigen den Verlauf in Richtung der Verbindungslinie der beiden Sterne. Links ein Paar gleich heller Sterne, in der Mitte zwei gleich helle Sterne mit kleinerem Abstand, rechts zwei Sterne unterschiedlicher Helligkeit.

A.2 Phase

Die Phase ergibt sich aus (A.2) zu

$$\tan \varphi = \frac{\text{Im}(\tilde{I})}{\text{Re}(\tilde{I})} = \frac{2 \sin(\pi u_x s) \cdot \cos(\pi u_x s \frac{1-R}{1+R}) - (1+R) \cdot \sin(2\pi u_x \frac{s}{1+R})}{2 \sin(\pi u_x s) \cdot \sin(\pi u_x s \frac{1-R}{1+R}) + (1+R) \cdot \cos(2\pi u_x \frac{s}{1+R})}. \quad (\text{A.7})$$

Der Verlauf in Richtung der x -Achse (Bild A.2) erinnert an eine Treppe, wobei die Mitten der Plateaus mit den Maxima der Visibility zusammen fallen. Dort ist $u_x = n/s$, wobei die ganze Zahl n die Nummer des Maximums bzw. der Stufe angibt. Daraus folgt $\sin(\pi u_x s) = 0$ und

$$\tan \varphi_n = -\tan\left(\frac{2\pi n}{1+R}\right). \quad (\text{A.8})$$

Mit Berücksichtigung der Periode der Tangens-Funktion haben wir damit:

$$\varphi_n = \pi k - \frac{2\pi n}{1+R}, \quad (\text{A.9})$$

wobei k eine ganze Zahl ist. Für $R = 0$, d. h. einen verschwindenden Begleitstern, sollten natürlich auch die Stufen im Phasenverlauf verschwinden. Deshalb ist $k = 2n$ und

$$\varphi_n = 2\pi n \left(1 - \frac{1}{1+R}\right) = 2\pi n \frac{R}{1+R}. \quad (\text{A.10})$$

Auch diese Beziehung kann man nach R auflösen:

$$R = \frac{\varphi_n}{2\pi n - \varphi_n}. \quad (\text{A.11})$$

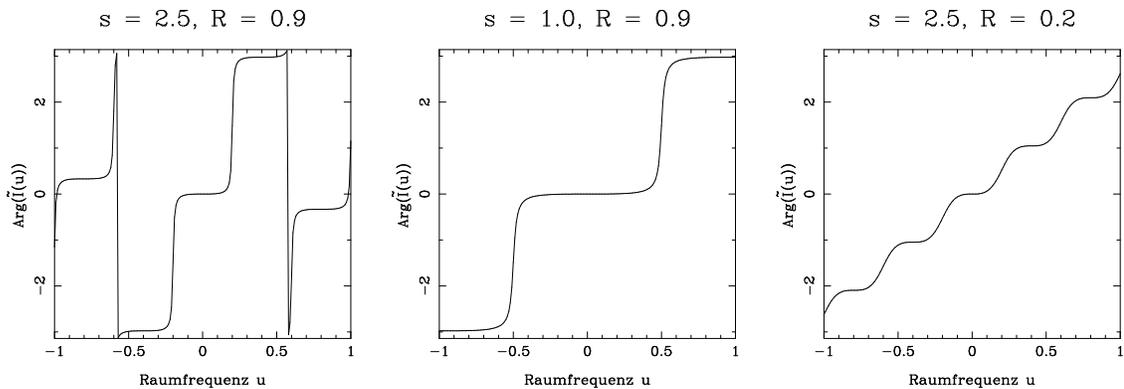


Bild A.2: Phasenverlauf für die Sterne aus Bild A.1. Da die Phase bei gleich hellen Sternen nur zwischen 0 und π hin- und herspringt, wurde das Helligkeitsverhältnis der beiden ersten Sterne auf 0.9 reduziert.

A.3 Verschiebung des Schwerpunktes

Bisher sind wir davon ausgegangen, daß der Schwerpunkt der Helligkeitsverteilung im Ursprung des Koordinatensystems liegt. Nun wollen wir untersuchen, was sich ändert, wenn man das ganze Bild verschiebt. Es sei

$$I'(\vec{x}) = I(\vec{x} - \vec{x}_{\text{SP}}), \quad (\text{A.12})$$

wobei $I(\vec{x})$ ein Bild mit Schwerpunkt im Ursprung sein soll. Im Bild $I'(\vec{x})$ befindet sich der Schwerpunkt also an der Stelle $\vec{x} = \vec{x}_{\text{SP}}$. Die Fouriertransformierte davon ist

$$\begin{aligned} \tilde{I}'(\vec{u}) &= \int I'(\vec{x}) \cdot \exp(-2\pi i \vec{u} \vec{x}) \, d\vec{x} \\ &= \int I(\vec{x} - \vec{x}_{\text{SP}}) \cdot \exp(-2\pi i \vec{u} \vec{x}) \, d\vec{x} \\ &= \int I(\vec{x}') \cdot \exp(-2\pi i \vec{u}(\vec{x}' - \vec{x}_{\text{SP}})) \, d\vec{x}' \\ &= \int I(\vec{x}') \cdot \exp(-2\pi i \vec{u} \vec{x}') \, d\vec{x}' \cdot \exp(2\pi i \vec{u} \vec{x}_{\text{SP}}) \\ &= \tilde{I}(\vec{u}) \cdot \exp(2\pi i \vec{u} \vec{x}_{\text{SP}}). \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Daraus folgt, daß sich der Betrag durch die Verschiebung nicht ändert:

$$|\tilde{I}'(\vec{u})| = |\tilde{I}(\vec{u})|. \quad (\text{A.14})$$

Zu der Phase wird einfach ein linearer Term addiert:

$$\varphi(\tilde{I}'(\vec{u})) = \varphi(\tilde{I}(\vec{u})) + 2\pi \vec{u} \vec{x}_{\text{SP}}. \quad (\text{A.15})$$

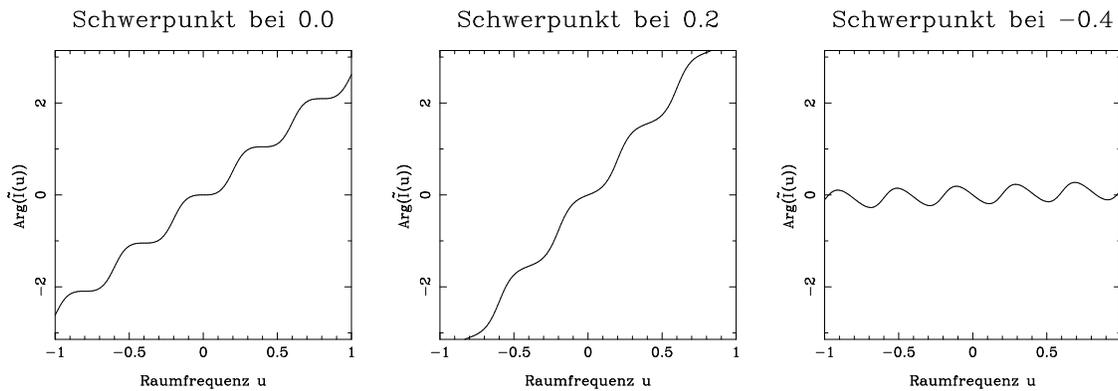


Bild A.3: Beispiele für den Phasenverlauf bei verschiedenen Lagen des Schwerpunkts, alle mit dem Doppelstern aus dem rechten Teil der Bilder A.1 und A.2. Links noch einmal mit dem Schwerpunkt am Ursprung des Koordinatensystems, in der Mitte ist der Schwerpunkt um 0.2 Einheiten in Richtung der schwächeren Komponente verschoben, rechts um 0.4 Einheiten in Richtung der helleren Komponente.

A.4 Auflösungsvermögen

Es existieren verschiedene Definitionen für das Auflösungsvermögen eines Teleskops, die alle eine physikalisch sinnvolle Begründung haben. Nach meiner persönlichen Erfahrung ist das Wissen darüber nicht so weit verbreitet, wie es sein sollte. Daher fasse ich in diesem Abschnitt zusammen, wie sich der begrenzte Durchmesser eines Teleskops auf die Abbildung auswirkt und was man erwarten kann, mit einem gegebenen Teleskop zu sehen. Manchem Leser wird das schon bekannt sein, aber ich möchte die Herleitung mit einheitlicher Notation und einheitlichen Definitionen durchführen. Wer die Airy-Funktion mit allen Faktoren sofort hinschreiben kann, der darf das Folgende überspringen und bei Gleichung (A.21) weiterlesen.

Für die Beschreibung der Beugung ist es ausreichend, das Teleskop als eine kreisförmige, ideale Linse mit Durchmesser D und Brennweite f zu beschreiben. Für große Teleskope werden in der Praxis Spiegel verwendet, aber das ist für die Beugung unwichtig. Wichtiger wäre der Sekundärspiegel, durch dessen Abschattung die Apertur eigentlich ringförmig ist. Um die Rechnung einfach zu halten, vernachlässigen wir diesen Effekt.

Das Teleskop werde also durch folgende Aperturfunktion beschrieben:

$$A(\rho) = \begin{cases} 1 & \text{für } \rho < D/2 \\ 0 & \text{für } \rho \geq D/2 \end{cases} . \quad (\text{A.16})$$

Da unsere Optik sphärisch symmetrisch sein soll, verwenden wir Polarkoordinaten ρ, ϕ , wobei die Aperturfunktion natürlich nur von ρ abhängt.

Wir wollen annehmen, daß der Fall der Fraunhoferbeugung vorliegt, d. h. vom Objekt sollen ebene Wellen einfallen und am Aufpunkt, an dem man das Beugungsbild betrachtet, sollen ebene Wellen interferieren (siehe z. B. Stöbel 1993). Ersteres bedeutet, daß das Objekt unendlich weit entfernt sein soll (bei astronomischen Objekten ist das in guter Näherung erfüllt). Die zweite Bedingung wird bei langbrennweitigen Teleskopen ebenfalls in brauchbarer Näherung erfüllt. Dann ist die zeitlich gemittelte elektrische Feldstärke in der Brennebene (bis auf konstante Vorfaktoren) gegeben durch die Fouriertransformierte der Aperturfunktion:

$$V(k_r) = \int_0^{D/2} \int_0^{2\pi} A(\rho) \exp(-2\pi i k_r r) d\phi dr. \quad (\text{A.17})$$

Hier ist k_r die Radialkomponente des Wellenvektors des Lichts, das von der Apertur wegläuft¹. Die Lösung dieses Integrals lautet (Stöbel 1993):

$$V(k_r) = \frac{2J_1(\pi k_r D)}{\pi k_r D}. \quad (\text{A.18})$$

¹ Dabei definiere ich \vec{k} so, daß $|k| = 1/\lambda$ ist. Üblicherweise definiert man \vec{k} so, daß es den Faktor 2π aus dem Exponenten in Gleichung (A.17) auch noch enthält. Darauf wurde hier verzichtet, um die gleiche Form der Fouriertransformation wie in Gleichung (A.2) verwenden zu können.

Uns interessiert nicht der Wellenvektor \vec{k} , sondern der entsprechende Winkel zur optischen Achse, weil das der Winkel ist, unter dem wir das Beugungsbild vor dem Himmelshintergrund sehen. Dieser Winkel α ist für kleine Winkel gegeben durch

$$\alpha = \frac{k_r}{|k|} = k_r \lambda. \quad (\text{A.19})$$

Damit können wir V als Funktion des Winkels schreiben:

$$V(\alpha) = \frac{2J_1(\pi D\alpha/\lambda)}{\pi D\alpha/\lambda}. \quad (\text{A.20})$$

Die Intensitätsverteilung eines punktförmigen Sterns ist das Betragsquadrat dieser Funktion:

$$I(\alpha) = |V(\alpha)|^2 = \left(\frac{2J_1(\pi D\alpha/\lambda)}{\pi D\alpha/\lambda} \right)^2. \quad (\text{A.21})$$

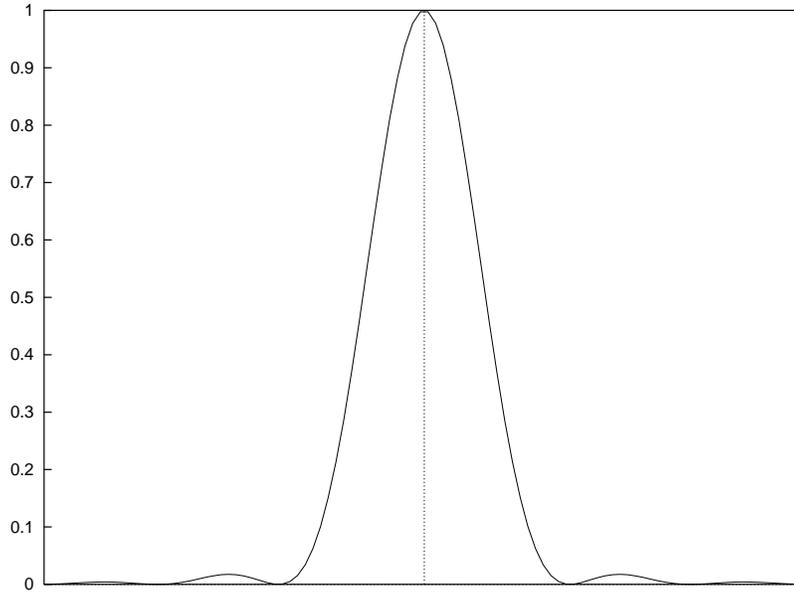


Bild A.4: Intensitätsverteilung des Airy-Scheibchens $(2J_1(x)/x)^2$.

Das ist die Punktverbreiterungsfunktion des Teleskops, das *Airy-Scheibchen* (Bild A.4). Die erste Nullstelle befindet sich bei $\pi D\alpha/\lambda = 3.83$ oder

$$\alpha = 1.22 \frac{\lambda}{D}. \quad (\text{A.22})$$

Dieser Winkel wird häufig als Auflösungsvermögen angegeben, unter der Annahme, daß man zwei Sterne gerade noch getrennt sehen kann, wenn das Maximum des einen Airy-Scheibchens auf die erste Nullstelle des anderen fällt.

Eine etwas andere Definition des Auflösungsvermögens erhalten wir, wenn wir die optische Transferfunktion betrachten. Diese ist die Fouriertransformierte der Punktverbreiterungsfunktion, also die Fouriertransformierte von $|V(\alpha)|^2$. Die Berechnung der Transferfunktion ist wesentlich einfacher, wenn wir nicht $|V(\alpha)|^2$ fouriertransformieren, sondern das Faltungstheorem der Fouriertransformation ausnutzen: Die Fouriertransformierte des Produkts zweier Funktionen ist (bis auf Vorfaktoren) gleich dem Faltungsprodukt der Fouriertransformierten der Funktionen, in diesem Fall also die Autokorrelation von $\tilde{V}(\vec{u})$:

$$\tilde{I}(\vec{u}) \propto \int \tilde{V}(\vec{u}) \cdot \tilde{V}(\vec{u} - \vec{u}') d\vec{u}'. \quad (\text{A.23})$$

Die Fouriertransformierte von $V(\alpha)$ kennen wir fast schon, denn wir haben $V(k_r)$ aus der Fouriertransformation der Aperturfunktion erhalten. Wir müssen nur D durch D/λ ersetzen, um die Variablentransformation von k_r auf α zu berücksichtigen. Damit gilt:

$$\tilde{V}(\vec{u}) = \begin{cases} 1 & \text{für } |u| < D/(2\lambda) \\ 0 & \text{für } |u| \geq D/(2\lambda) \end{cases}. \quad (\text{A.24})$$

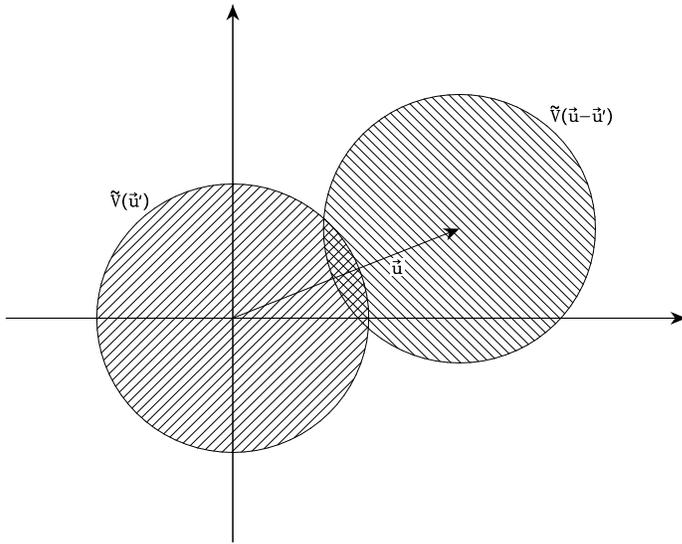


Bild A.5: Zur Berechnung der Autokorrelation von $\tilde{V}(\vec{u})$. Der Wert der Autokorrelation bei der Frequenz \vec{u} ist gleich der geometrischen Fläche des kreuzschraffierten Gebiets.

Die Autokorrelation dieser Funktion kann man sich anschaulich so vorzustellen, daß man zwei Kopien der Funktion gegeneinander verschiebt und das Integral des Überlapps berechnet (siehe Bild A.5). Das Ergebnis lautet (Bild A.6):

$$\text{OTF}(\vec{u}) = 1 - \left(2 \arcsin \left(\frac{\lambda |\vec{u}|}{D} \right) + \frac{2\lambda^2 |\vec{u}|}{D^2} \sqrt{\left(\frac{D}{\lambda} \right)^2 - \vec{u}^2} \right) / \pi. \quad (\text{A.25})$$

Hierbei wurde die Normierung $\text{OTF}(0) = 1.0$ verwendet.

Wie man sieht, verschwindet die Autokorrelation für $|\vec{u}| > D/\lambda$. Das gleiche kann man sich anschaulich anhand der beiden überlappenden Kreise klarmachen: Da $\tilde{V}(\vec{u})$ außerhalb

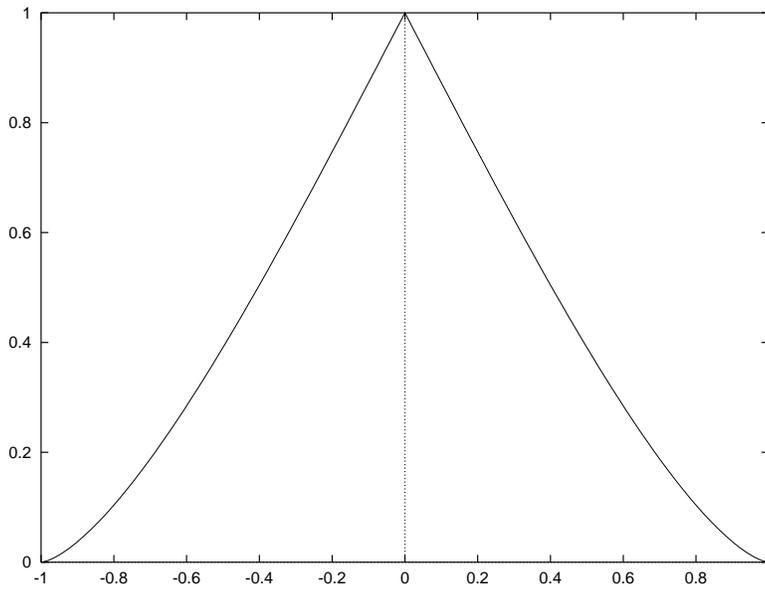


Bild A.6: Verlauf der Optischen Transferfunktion für $D/\lambda = 1$.

eines Kreises mit Radius $D/(2\lambda)$ überall 0 ist, verschwindet die Autokorrelation, wenn die Verschiebung größer als $2 \cdot D/(2\lambda)$ wird.

Mit anderen Worten: Die OTF ist 0 für alle Frequenzen größer als D/λ , d. h. das Teleskop läßt nur Raumfrequenzen kleiner als D/λ durch.

Wenn wir verlangen, daß ein Doppelstern so weit getrennt sein soll, daß mindestens eine volle Periode der Funktion aus Gleichung (A.4) und Bild A.1 zwischen 0 und D/λ paßt, dann erhalten wir einen Mindestabstand

$$s_{\min} = \frac{\lambda}{D}. \quad (\text{A.26})$$

Für ein 3.5 m-Teleskop und $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ ergibt das $0.13''$.

Wir können auch noch etwas optimistischer sein und lediglich fordern, daß das erste Minimum innerhalb D/λ liegt. Damit erhalten wir als Auflösungsgrenze

$$s'_{\min} = \frac{\lambda}{2D}. \quad (\text{A.27})$$

Wie Tabelle 3.2 zeigt, ist es manchmal tatsächlich möglich, diese Grenze zu erreichen, allerdings nur unter optimalen Bedingungen. Insbesondere müssen beide Komponenten des Sterns ausreichend hell sein, damit sie sich auch nach der Dämpfung durch die OTF in den hohen Frequenzen noch vom Hintergrundrauschen abheben. Außerdem geht man von der Annahme aus, daß es sich wirklich um einen Doppelstern handelt. Eine in der gleichen Richtung elongierte Struktur könnte einen Abfall der Fouriertransformierten zeigen, der in den verrauschten Daten nicht von der Kosinus-Form des Doppelsterns zu unterscheiden wäre.

Daher verwenden wir für unsere systematische Durchmusterung eine Grenze von $0.13''$ und betrachten alle Doppelsterne mit geringerem Abstand als unaufgelöst.

Anhang B:

Umrechnung von projizierten Abständen in Umlaufzeiten

Durch unsere Beobachtungen erhalten wir sozusagen einen Schnappschuß der Doppelsterne: die an den Himmel projizierte relative Position der beiden Sterne. Duquennoy und Mayor (1991) geben in ihrer Arbeit dagegen die Doppelsternhäufigkeit in Abhängigkeit von der Umlaufperiode an. Wenn wir unsere jungen Doppelsterne mit denen auf der Hauptreihe vergleichen wollen, müssen wir die projizierten Abstände in die Umlaufzeiten umrechnen oder umgekehrt.

Für einen einzelnen Stern ist das unmöglich. Wenn man die Bahn (und damit die Umlaufzeit) kennt, kann man daraus die Position zu einem bestimmten Zeitpunkt berechnen. Umgekehrt kann man aber nicht aus einer einzelnen Position die Bahn bestimmen. Dazu braucht man mehrere Messungen der Position des Begleiters, die über einen nennenswerten Teil seiner Bahnkurve verteilt sein müssen. Da die Sterne Umlaufzeiten im Bereich von 100 bis 100 000 Jahren haben, wäre das mehr als eine Lebensaufgabe.

Zum Glück haben wir deutlich mehr als einen Doppelstern gefunden. Wir können plausible Annahmen über die Verteilung der Parameter machen, die wir nicht kennen, und damit abschätzen, welche Umlaufzeit einem gegebenen Abstand *im Mittel* entspricht. Diese Umrechnung geschieht in mehreren Schritten, wobei ich dem Vorgehen von Leinert et al. (1993) folge.

Der erste Schritt besteht darin, den Abstand von Bogensekunden in Astronomische Einheiten umzurechnen. Dazu verwenden wir eine Entfernung von 140 pc für Sterne in Taurus-Auriga (Elias 1978) bzw. 150 pc für jene in Scorpius-Centaurus (de Geus et al. 1989).

Im nächsten Schritt berücksichtigen wir, daß wir nur die Projektion des Radiusvektors an den Himmel sehen. Wenn \vec{r} der (dreidimensionale) Radiusvektor und ϑ der Winkel zwischen der Linie Hauptstern-Begleiter und der Linie Hauptstern-Erde ist, dann messen wir nur $r \cdot \sin \vartheta$. Unter der Annahme, daß die Richtungen der Radiusvektoren gleichverteilt sind (schließlich haben die Sterne unseres Wissens keinen Grund, eine bestimmte Orientierung zu bevorzugen), kann man den mittleren Wert dieser Verkürzung berechnen:

$$\langle \sin \vartheta \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin \vartheta \cdot \sin \vartheta \, d\phi \, d\vartheta = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin^2 \vartheta \, d\vartheta = \frac{\pi}{4} \quad (\text{B.1})$$

Der dritte Schritt führt von dem momentanen Radiusvektor zur großen Halbachse der Bahnellipse. Dazu ist es nötig, das Verhältnis zwischen dem zeitlich gemittelten Radius

und der großen Halbachse zu berechnen, indem man den zeitabhängigen Radius über eine Umlaufperiode integriert und durch die Periode dividiert. Das Ergebnis lautet (Leinert et al. 1993):

$$\langle r \rangle = a(1 + e^2/2), \quad (\text{B.2})$$

wobei a die große Halbachse und e die Exzentrizität bezeichnen. Um einen Zahlenwert für den Faktor $1 + e^2/2$ zu bekommen, muß man eine vernünftige Annahme über die Verteilung der Exzentrizitäten machen. Für $f(e) = \text{const.}$ beträgt der Faktor 1.17, für $f(e) = 2e$ dagegen 1.25, d.h. die Unterschiede sind nicht gravierend. Die Verteilung der Exzentrizitäten bei Hauptreihensternen mit längeren Umlaufzeiten als 3 Jahre liegt zwischen diesen beiden Verteilungen (Duquennoy und Mayor 1991). Daher verwenden wir den Mittelwert der beiden Faktoren, der zusammen mit Gleichung (B.1) zu folgender Beziehung führt:

$$\langle a \rangle = r_{\text{proj}}/0.95 \quad (\text{B.3})$$

Die Umrechnung in die Umlaufzeit folgt aus dem dritten Keplerschen Gesetz (siehe z. B. Goldstein 1987, Unsöld und Baschek 1988):

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\langle a \rangle^3}{Gm_{\text{ges}}}}. \quad (\text{B.4})$$

Dabei ist G die Gravitationskonstante und m_{ges} die Gesamtmasse des Doppelsterns. Für m_{ges} setzen wir 1 Sonnenmasse ein, das ist die mittlere Masse, die wir für T Tauri-Sterne erwarten.

Michael Kunkel (1997) hat die Sterne, die er in Scorpius-Centaurus gefunden hat, ins Hertzsprung-Russel-Diagramm eingetragen und anhand von theoretischen Entwicklungswegen ihre Massen bestimmt. Im Mittel ergeben sich 0.8 Sonnenmassen. Allerdings wurde dabei nicht berücksichtigt, welche der Sterne Doppelsterne sind, weil das damals noch nicht bekannt war. Wenn man die Doppelsternnatur eines Sterns beim Bestimmen von Spektraltyp und Leuchtkraft nicht beachtet, dann erhält man gewöhnlich den Spektraltyp der Primärkomponente, aber durch den Beitrag der Sekundärkomponente eine zu große Leuchtkraft. Deshalb trägt man ihn an einer Stelle im HR-Diagramm ein, die gegenüber der Position der Primärkomponente nach oben verschoben ist. Beim Vergleich mit theoretischen Entwicklungswegen erhält man daher in der Regel eine größere Masse, als der Hauptstern tatsächlich hat. Andererseits geht in Gleichung (B.4) die Gesamtmasse des Systems ein, zu der der Begleiter natürlich auch beiträgt. Man erhält also weder die Masse einer der beiden Komponenten, noch die Gesamtmasse des Doppelsterns. Insgesamt sind Massenbestimmungen aus dem Hertzsprung-Russel-Diagramm somit recht ungenau, so daß 1 Sonnenmasse wohl ein guter Näherungswert ist.

Anhang C:

Vollständige Objektlisten

C.1 Objekte in Taurus-Auriga

Nr.	Name	Typ	$\alpha_{2000.0}$	$\delta_{2000.0}$	L_X	m_K [mag]	m_H [mag]	m_J [mag]
1	HD 285281	w	04:00:31.08	19:35:20.7	2.94	7.61 ± 0.01	7.72 ± 0.01	8.32 ± 0.01
2	RXJ0403.3+1725	w	04:03:24.93	17:24:26.2	1.06	8.77 ± 0.01	8.87 ± 0.01	9.57 ± 0.02
3	RXJ0405.1+2632	w	04:05:12.34	26:32:44.6	2.31	9.27 ± 0.02	9.35 ± 0.01	9.81 ± 0.01
4	RXJ0405.3+2009	w	04:05:19.61	20:09:25.4	4.58	8.14 ± 0.02	8.25 ± 0.02	8.71 ± 0.03
5	HD 284135	w	04:05:40.56	22:48:12.1	3.46	7.75 ± 0.01	7.81 ± 0.01	8.45 ± 0.05
6	HD 284149	w	04:06:38.82	20:18:11.1	3.14	8.10 ± 0.01	8.20 ± 0.01	8.46 ± 0.01
7	RXJ0406.8+2541	w	04:06:51.33	25:41:28.9	3.54	7.75 ± 0.01	8.01 ± 0.01	8.92 ± 0.02
8	RXJ0407.8+1750	w	04:07:53.98	17:50:26.5	2.31	8.96 ± 0.01	9.07 ± 0.01	9.63 ± 0.03
9	RXJ0408.2+1956	w	04:08:13.01	19:56:39.2	2.64	9.44 ± 0.03	9.64 ± 0.03	10.35 ± 0.03
10	RXJ0409.1+2901	w	04:09:09.77	29:01:30.6	3.21	8.35 ± 0.01	8.44 ± 0.01	8.99 ± 0.02
11	RXJ0409.2+1716	w	04:09:16.99	17:16:08.2	1.35	9.12 ± 0.01	9.51 ± 0.01	
12	RXJ0409.8+2446	w	04:09:51.11	24:46:21.5	0.74	9.25 ± 0.02	9.63 ± 0.02	
13	RXJ0412.8+1937	w	04:12:50.65	19:36:58.0	1.33	9.03 ± 0.01	9.19 ± 0.01	9.90 ± 0.06
14	RXJ0412.8+2442	w	04:12:51.24	24:41:44.2	0.82	8.85 ± 0.01	9.18 ± 0.02	
15	HD 285579	w	04:12:59.85	16:11:48.8	0.40	11.24 ± 0.04	11.59 ± 0.10	
16	RXJ0413.3+1810	c	04:13:21.86	18:10:38.4 ^x	0.84	10.48 ± 0.10	10.52 ± 0.11	
17	RXJ0413.4+3352	w	04:13:27.36	33:52:42.1	0.39	9.96 ± 0.05	10.24 ± 0.05	10.62 ± 0.02
18	RXJ0415.3+2044	w	04:15:22.93	20:44:16.5	2.46	8.60 ± 0.01	8.70 ± 0.01	9.23 ± 0.06
19	RXJ0415.8+3100	w	04:15:51.42	31:00:36.0	0.53	9.92 ± 0.01	10.03 ± 0.01	
20	RXJ0416.5+2053A ^P	w	04:16:30.44	20:53:05.5 ^x	0.025	10.08 ± 0.01	10.33 ± 0.01	
21	RXJ0416.5+2053B ^P	w	04:16:30.44	20:53:05.5 ^x	0.025	11.11 ± 0.01	11.42 ± 0.02	
22	RXJ0419.4+2808 ^P	w	04:19:27.17	28:08:16.7	0.22	8.94 ± 0.02	9.34 ± 0.02	10.21 ± 0.02
23	RXJ0420.3+3123	w	04:20:24.17	31:23:23.8	0.47	9.69 ± 0.01	9.77 ± 0.03	10.43 ± 0.03
24	RXJ0420.8+3009	w	04:20:49.87	30:09:15.7	0.36	10.35 ± 0.01	10.25 ± 0.01	11.20 ± 0.01
25	RXJ0422.1+1934 ^P	c	04:22:05.06	19:34:46.6 ^x	0.68	8.75 ± 0.03	9.17 ± 0.02	10.11 ± 0.03
26	RXJ0422.9+2310	w	04:22:59.17	23:10:40.0 ^x	0.36	≥ 12		
27	HD 285751	w	04:23:41.37	15:37:56.0	2.93	8.83 ± 0.02	8.91 ± 0.03	9.43 ± 0.02
28	BD+26 718	w	04:24:48.19	26:43:16.4	2.48	7.61 ± 0.01	7.77 ± 0.02	
29	BD+26 718B	w	04:24:49.09	26:43:09.9	2.49	7.39 ± 0.01	7.64 ± 0.01	8.30 ± 0.01
30	BD+17 724B	w	04:27:05.94	18:12:36.4	2.88	7.82 ± 0.01	7.86 ± 0.01	8.24 ± 0.02

Tabelle C.1: Liste der Objekte in Taurus-Auriga (Teil 1). Mit ^P gekennzeichnete Sterne wurden in pointierten ROSAT-Beobachtungen entdeckt. Alle diese Sterne konnten nachträglich in den Daten des ROSAT All-Sky Survey gefunden werden. Die Koordinaten stammen aus dem HST Guide Star Catalog, mit Ausnahme der mit ^x gekennzeichneten Werte, die die von ROSAT gemessenen Koordinaten der Röntgenquelle darstellen. L_X ist die Röntgenleuchtkraft in 10^{30} erg/s oder 10^{23} W. Die Infrarot-Helligkeiten wurden von mir gemessen, alle anderen Daten dieser Tabelle stammen aus Wichmann (1994) bzw. Wichmann et al. (1996), für weitere Informationen siehe dort.

Nr.	Name	Typ	$\alpha_{2000.0}$	$\delta_{2000.0}$	L_X	m_K [mag]	m_H [mag]	m_J [mag]
31	RXJ0430.8+2113	w	04:30:49.13	21:14:11.3	3.53	8.39 ± 0.01	8.43 ± 0.01	8.91 ± 0.03
32	HD 284496	w	04:31:16.85	21:50:25.5	1.87	8.71 ± 0.01	8.76 ± 0.01	9.23 ± 0.02
33	RXJ0431.3+1800 ^P	c	04:31:23.98	18:00:34.7 ^x	0.09	10.55 ± 0.02	10.96 ± 0.04	11.64 ± 0.04
34	RXJ0431.4+2035	w	04:31:29.63	20:35:10.8 ^x	0.41	10.12 ± 0.03	10.27 ± 0.05	11.01 ± 0.04
35	RXJ0432.6+1809 ^P	w	04:32:40.45	18:09:30.5 ^x	0.08	10.41 ± 0.04	10.80 ± 0.05	11.33 ± 0.04
36	RXJ0432.7+1853 ^P	w	04:32:42.43	18:55:10.2	0.20	8.64 ± 0.01	8.71 ± 0.02	9.23 ± 0.02
37	RXJ0432.8+1735 ^P	w	04:32:53.22	17:35:34.0	0.21	8.93 ± 0.01	9.10 ± 0.02	10.05 ± 0.02
38	RXJ0433.5+1916	w	04:33:34.68	19:16:48.6	0.41	10.24 ± 0.06	10.43 ± 0.02	11.11 ± 0.04
39	RXJ0433.7+1823	w	04:33:42.01	18:24:27.4	1.02	9.21 ± 0.06	9.35 ± 0.03	9.95 ± 0.02
40	RXJ0435.9+2352	w	04:35:56.81	23:52:05.4	3.88	8.45 ± 0.02	8.71 ± 0.03	9.28 ± 0.02
41	RXJ0437.2+3108	w	04:37:16.87	31:08:19.8	0.62	9.44 ± 0.01	9.63 ± 0.01	10.34 ± 0.03
42/43	RXJ0437.4+1851	w/w	04:37:26.84	18:51:25.8	5.23	8.05 ± 0.02	8.28 ± 0.04	8.81 ± 0.01
44	RXJ0438.2+2023	w	04:38:13.04	20:22:47.0	0.44	9.36 ± 0.01	9.58 ± 0.02	
45	RXJ0438.2+2302	w	04:38:15.59	23:02:28.1	0.70	9.70 ± 0.03	9.94 ± 0.04	10.62 ± 0.03
46	RXJ0438.4+1543	w	04:38:27.63	15:43:38.2	0.29	10.09 ± 0.02	10.24 ± 0.01	10.88 ± 0.02
47	HD 285957	w	04:38:39.01	15:46:13.7	1.24	8.27 ± 0.01	8.26 ± 0.01	8.87 ± 0.01
48	RXJ0439.4+3332A	w	04:39:25.47	33:32:46.0	2.72	8.44 ± 0.01	8.57 ± 0.01	
49	RXJ0441.4+2715	w	04:41:24.00	27:15:13.2	0.53	10.32 ± 0.08	10.66 ± 0.04	11.02 ± 0.04
50	HD 283798	w	04:41:55.16	26:58:49.8	0.70	7.98 ± 0.01	8.03 ± 0.03	8.42 ± 0.02
51	RXJ0443.4+1546	w	04:43:25.98	15:46:03.6	0.22	9.83 ± 0.06	10.05 ± 0.03	10.84 ± 0.08
52	RXJ0444.3+2017	w	04:44:23.47	20:17:17.4	0.52	9.29 ± 0.02	9.54 ± 0.02	10.40 ± 0.01
53	RXJ0444.4+1952	w	04:44:26.78	19:52:17.5	0.95	8.55 ± 0.01	8.77 ± 0.01	9.42 ± 0.01
54	RXJ0444.9+2717	w	04:44:54.36	27:17:46.0	2.49	7.19 ± 0.01	7.36 ± 0.02	
55	HD 30171	w	04:45:51.31	15:55:50.2	3.66	7.16 ± 0.01	7.27 ± 0.01	7.69 ± 0.01
56	RXJ0446.8+2255	w	04:46:53.22	22:55:13.1	0.71	9.02 ± 0.03	9.23 ± 0.02	9.91 ± 0.01
57	RXJ0447.9+2755	w	04:48:00.43	27:56:19.9	0.91	9.52 ± 0.01	9.67 ± 0.01	10.09 ± 0.01
58	RXJ0450.0+2230	w	04:50:00.21	22:29:58.0	2.14	8.86 ± 0.02	9.04 ± 0.03	9.45 ± 0.02
59	RXJ0451.8+1758	w	04:51:54.24	17:58:28.1	0.90	9.26 ± 0.01	9.44 ± 0.01	
60	RXJ0451.9+2849A	w	04:51:56.90	28:49:42.7	0.19	9.91 ± 0.01	10.08 ± 0.01	10.71 ± 0.02
61	RXJ0451.9+2849B	w	04:51:56.52	28:49:26.2	0.19	11.25 ± 0.01	11.38 ± 0.01	11.74 ± 0.02
62	RXJ0452.5+1730	w	04:52:30.76	17:30:25.8	0.72	9.22 ± 0.01	9.33 ± 0.01	10.02 ± 0.02
63	RXJ0452.8+1621	w	04:52:50.15	16:22:09.6	1.11	8.25 ± 0.01	8.40 ± 0.01	
64	RXJ0452.9+1920	w	04:52:57.08	19:19:50.6	1.11	9.17 ± 0.01	9.45 ± 0.01	9.95 ± 0.02
65	RXJ0453.1+3311	w	04:53:08.69	33:12:01.6	0.31	11.17 ± 0.02	11.24 ± 0.05	
66	HD 31281	w	04:55:09.62	18:26:31.2	4.37	7.63 ± 0.01	7.70 ± 0.03	8.09 ± 0.02
67	RXJ0455.7+1742	w	04:55:47.67	17:42:02.1	0.97	8.97 ± 0.03	8.86 ± 0.05	9.35 ± 0.01
68	RXJ0456.2+1554	w	04:56:13.56	15:54:22.0	0.48	9.49 ± 0.01	9.76 ± 0.03	10.33 ± 0.03
69	RXJ0456.7+1521	c	04:56:45.71	15:21:33.8 ^x	0.55	10.61 ± 0.02	11.06 ± 0.02	11.30 ± 0.02
70	RXJ0457.0+1600	w	04:56:56.54	16:00:24.8	1.45	9.84 ± 0.02	10.03 ± 0.01	10.79 ± 0.03
71	HD 286179	w	04:57:00.65	15:17:53.0	0.74	8.48 ± 0.02	8.55 ± 0.02	
72	RXJ0457.0+3142	w	04:57:06.53	31:42:50.3	1.23	7.14 ± 0.14	6.84 ± 0.01	
73	RXJ0457.2+1524	w	04:57:17.66	15:25:09.7	0.94	7.78 ± 0.01	7.89 ± 0.01	
74	RXJ0457.5+2014	w	04:57:30.64	20:14:29.1	3.94	8.61 ± 0.01	8.72 ± 0.02	9.18 ± 0.01
75	RXJ0458.7+2046	w	04:58:39.73	20:46:43.7		8.80 ± 0.02	8.95 ± 0.03	9.51 ± 0.02
76	RXJ0459.7+1430	w	04:59:46.13	14:30:55.4	3.30	8.96 ± 0.01	9.11 ± 0.01	

Tabelle C.1: Liste der Objekte in Taurus-Auriga (Teil 2).

C.2 Objekte in Scorpius-Centaurus

Nr.	Name	$\alpha_{2000.0}$	$\delta_{2000.0}$	m_K [mag]	m_H [mag]	m_J [mag]
005	NTTS 155203-2338 [†]	15:54:59.9	-23:47:18	7.06	7.15	7.56
008A	NTTS 155219-2314	15:55:18.6	-23:22:06	9.35	9.60	10.28
008B	NTTS 155220-2313	15:55:17.1	-23:22:16	9.71	9.96	10.63
013	NTTS 155331-2340	15:56:29.4	-23:48:19	8.76	8.95	9.63
014	NTTS 155357-2321	15:56:54.9	-23:29:46	10.31	10.56	11.22
015	NTTS 155421-2330	15:57:20.0	-23:38:49	8.85	9.03	9.69
016	NTTS 155427-2346	15:57:25.8	-23:54:22	8.96	9.18	9.90
017	NTTS 155436-2313	15:57:34.4	-23:21:11	8.93	9.16	9.86
019	NTTS 155703-2212	16:00:00.0	-22:20:37	8.62	8.84	9.56
020	NTTS 155808-2219	16:01:05.2	-22:27:31	8.80	9.02	9.73
021	NTTS 155828-2232 [†]	16:01:25.7	-22:40:40	8.49	8.62	9.21
022	NTTS 155910-2247	16:02:08.5	-22:54:57	9.52	9.72	10.44
023	NTTS 155913-2233 [†]	16:02:10.4	-22:41:28	8.08	8.23	8.84
027	NTTS 160153-1922 [†]	16:04:47.8	-19:30:23	8.06	8.21	8.80
028	NTTS 160233-1931	16:05:27.3	-19:38:46	9.61	9.82	10.54
029	NTTS 160248-1956 [†]	16:05:42.7	-20:04:15	9.12	9.35	10.08
031	NTTS 160328-1921 [†]	16:06:22.0	-19:28:44	8.66	9.00	9.78
032	NTTS 160345-1953	16:06:39.9	-20:01:28	10.07	10.30	11.03
042B	NTTS 160728-1856	16:10:21.7	-19:04:06	6.59	6.83	7.57
042A	NTTS 160735-1857	16:10:28.5	-19:04:46	8.73	8.98	9.72
044	NTTS 160814-1857	16:11:08.9	-19:04:46	7.68	7.92	8.66
045	NTTS 160827-1813	16:11:20.6	-18:20:54	8.53	8.72	9.42
046	NTTS 160836-1843	16:11:29.8	-18:50:53	9.61	9.91	10.73
048	NTTS 160905-1859	16:11:59.2	-19:06:52	8.08	8.30	8.94
051	NTTS 160927-1901	16:12:20.9	-19:09:04			
052	NTTS 160946-1851	16:12:40.5	-18:59:27	7.49	7.65	8.27
060	NTTS 161431-2256	16:17:31.4	-23:03:34	7.93	8.03	8.44
214	NTTS 162649-2145	16:29:48.6	-21:52:11	7.78	7.96	8.61

Tabelle C.2: Liste der Objekte aus Walter et al. (1994). Alle Daten stammen aus dieser Arbeit, für weitere Informationen siehe dort. Die Infrarot-Helligkeiten von NTTS 160927-1901 sind bisher nicht bekannt. Mit [†] markierte Sterne wurden auch von Michael Kunkel anhand von ROSAT-Beobachtungen entdeckt.

Nr.	Name	Typ	ROSAT	$\alpha_{2000.0}$	$\delta_{2000.0}$	L_X	m_K [mag]	m_H [mag]
1	RX J1524.2-3030A	w	s	15:24:11.5	-30:30:57	1.29	8.96	9.05
2	RX J1524.2-3030B	w	s	15:24:13.0	-30:30:55	1.29		
3	RX J1528.0-2600	w	s	15:28:03.2	-26:00:02	1.41	8.64	8.83
4	RX J1528.7-3117	w	s	15:28:43.9	-31:17:39	6.61	6.92	7.03
5	RX J1529.4-2850A	w	s	15:29:26.9	-28:50:51	2.69		
6	RX J1529.4-2850B	w	s	15:29:26.9	-28:50:51	2.69		
7	RX J1530.4-3218	w	s	15:30:26.2	-32:18:11	17.78	6.96	7.08
8	RX J1530.8-3021	w	s	15:30:47.9	-30:22:04	0.93	8.69	8.85
9	RX J1531.3-3329	w	s	15:31:21.9	-33:29:39	2.34	8.84	8.98
10	RX J1531.5-3021	w	s	15:31:29.6	-30:21:53	0.81	9.09	9.51
11	RX J1534.3-3300	w	s	15:34:23.1	-33:00:07	1.41	9.16	9.36
12	RX J1535.2-2828	w	s	15:35:13.5	-28:28:26	3.63		
13	RX J1535.8-2958	c	s	15:35:48.3	-29:58:54	2.14	9.49	9.80
14	RX J1536.5-3246	w	s	15:36:33.7	-32:46:10	1.45	9.66	9.96
15	RX J1537.0-3136A	w	s+p	15:37:02.0	-31:36:38	4.68	7.13	7.32
16	RX J1537.0-3136B	w	s+p	15:37:02.0	-31:36:38	4.68		
17	RX J1537.8-3045	w	s+p	15:37:51.3	-30:45:15	1.12	8.61	8.78
18	RX J1538.2-3229	w	p	15:38:16.1	-32:29:22	0.62		
19	RX J1538.9-3116	w	p	15:38:55.2	-31:16:31	0.59	9.81	10.09
20	RX J1539.0-2956	w	p	15:39:01.8	-29:56:30	0.85		
21	RX J1539.4-2958	w	s+p	15:39:25.0	-29:58:44	0.89		
22	RX J1539.4-3446A	w	s	15:39:25.2	-34:46:49	1.66	7.45	7.49
23	RX J1539.4-3446B	w	s	15:39:27.9	-34:46:16	1.66		
24	RX J1539.4-3446C	c	s	15:39:27.9	-34:46:16	1.66		
25	RX J1539.5-2953	w	p	15:39:33.8	-29:53:30	0.16	10.69	11.00
26	RX J1540.2-3018	w	p	15:40:12.2	-30:18:30	0.76		
27	RX J1540.7-3121A	w	s+p	15:40:45.6	-31:21:12	0.17	9.89	10.13
28	RX J1540.7-3121B	w	s+p	15:40:45.6	-31:21:12	0.17		
29	RX J1540.9-3024	w	s+p	15:40:55.4	-30:24:18	0.59	9.74	10.02
30	RX J1541.9-3019	w	p	15:41:56.2	-30:19:00	0.62		
31	RX J1543.4-2925	w	s	15:43:29.2	-29:25:34	1.55	8.53	8.68
32	RX J1543.8-3306	w	s	15:43:51.6	-33:06:28	5.50	10.23	10.04
33	RX J1544.0-3311	w	s	15:44:03.6	-33:11:11	3.39	8.37	8.52
34	RX J1544.2-3117	w	p	15:44:16.6	-31:17:12	0.20		
35	RX J1545.2-3417	w	s	15:45:12.0	-34:17:30	10.96	6.72	6.93
36	RX J1545.5-3249	w	s	15:45:32.1	-32:49:36			
37	RX J1545.6-3208	w	s	15:45:35.3	-32:08:49		7.51	7.75
38	RX J1545.8-3020	w	s+p	15:45:47.6	-30:20:52	21.38	6.64	6.70
39	RX J1546.0-2920	w	s	15:46:05.5	-29:20:40			
40	RX J1546.1-2804	w	s	15:46:10.8	-28:04:22	2.82	7.43	7.51
41	RX J1546.7-3210	w	p	15:46:47.0	-32:10:06	0.45		
42	RX J1548.0-2908	w	s	15:48:02.9	-29:08:36	2.82	8.72	8.86
43	RX J1548.9-3045	w	p	15:48:57.1	-30:45:00	0.66		
44	RX J1549.0-3102	w	s+p	15:49:02.7	-31:02:52	4.79	8.62	8.76
45	RX J1549.3-2600	w	s	15:49:21.0	-26:00:05	4.79	7.99	8.15
46	RX J1550.0-2312	w	s	15:50:05.0	-23:11:53			
47	RX J1550.9-2534	w	s	15:50:56.4	-25:34:18	1.48		
48	RX J1551.1-2402	w	s	15:51:06.6	-24:02:19	2.82		
49	RX J1551.4-3131	w	s	15:51:26.8	-31:30:59	0.95	9.42	9.37
50	RX J1551.9-2621	w	s	15:51:54.4	-26:22:04	5.13		

Tabelle C.3: Liste der Objekte in Scorpius-Centaurus, die von Michael Kunkel entdeckt wurden (Teil 1). Alle Daten dieser Tabelle stammen aus Kunkel (1997), für weitere Informationen siehe dort. Die Infrarot-Helligkeiten einiger Sterne sind bisher nicht bekannt. Mit \dagger markierte Sterne wurden bereits von Walter et al. (1994) entdeckt und sind hier nur der Vollständigkeit halber aufgeführt. In der Spalte „ROSAT“ wird angegeben, ob die Röntgenquelle im All-Sky Survey (s) oder in pointierten Beobachtungen (p) gefunden wurde. L_X ist die Röntgenleuchtkraft in 10^{30} erg/s oder 10^{23} W.

Nr.	Name	Typ	ROSAT	$\alpha_{2000.0}$	$\delta_{2000.0}$	L_X	m_K [mag]	m_H [mag]
51	RX J1552.5-3224	w/c	s	15:52:30.0	-32:24:12	1.95	10.18	10.49
52	RX J1552.5-2633	w	s	15:52:31.3	-26:33:51	1.15	9.11	9.45
53	RX J1554.0-2920	w	s	15:54:03.6	-29:20:15	1.86	8.73	8.92
54	RX J1554.9-2347 [†]	w	s+p	15:54:59.9	-23:47:18	18.62	7.11	7.18
55	RX J1555.1-2521	w	s+p	15:55:06.2	-25:21:09	1.38	8.52	8.90
56	RX J1555.4-3338	w	s	15:55:26.2	-33:38:23	0.79	9.37	9.53
57	RX J1555.6-3159	w	s	15:55:37.0	-31:59:58	0.68	8.69	9.00
58	RX J1555.8-2512	w	s+p	15:55:48.8	-25:12:23	2.00		
59	RX J1557.3-2529	w	p	15:57:16.7	-25:29:18	0.98	8.86	9.05
60	RX J1557.8-2305	w	s	15:57:50.0	-23:05:09	2.88	9.26	9.47
61	RX J1558.1-2405B	w	p	15:58:07.4	-24:05:54	0.23		
62	RX J1558.1-2405A	w	p	15:58:08.2	-24:05:52	0.23		
63	RX J1558.2-2328	w	s+p	15:58:12.7	-23:28:36	4.79	8.05	8.18
64	RX J1558.8-2512	w	p	15:58:53.6	-25:12:32	0.62	9.64	9.88
65	RX J1559.2-2606	w	s	15:59:14.5	-26:06:18	1.17	9.10	9.29
66	RX J1559.6-3255	w	s	15:59:36.7	-32:55:36	2.45		
67	RX J1559.8-2556	w	s	15:59:50.1	-25:55:58	1.02	9.61	9.88
68	RX J1600.0-2509	w	s+p	16:00:00.8	-25:09:42	1.38	8.84	8.92
69	RX J1600.2-2417	w	p	16:00:13.3	-24:18:10			
70	RX J1600.5-2027	w	s	16:00:31.4	-20:27:05	4.27	8.90	9.13
71	RX J1600.6-2159	w	s	16:00:40.6	-22:00:32	2.00	8.83	9.07
72	RX J1600.7-2127	w	s	16:00:42.8	-21:27:38	1.32	9.07	9.29
73	RX J1600.7-2343	w	s	16:00:44.6	-23:43:12		10.30	10.78
74	RX J1601.1-2113	w	s	16:01:08.1	-21:13:19	1.55	8.82	9.03
75	RX J1601.3-2652	w	s	16:01:18.4	-26:52:20	3.72	7.57	7.69
76	RX J1601.4-2240 [†]	w	s	16:01:25.6	-22:40:40	3.80	8.48	8.64
77	RX J1601.7-2049	w	s	16:01:46.5	-20:49:46	2.51	8.58	8.82
78	RX J1601.8-2445	w	s+p	16:01:51.5	-24:45:25	1.91	8.51	8.71
79	RX J1601.9-2008	w	s	16:01:58.2	-20:08:12	9.33	7.77	7.94
80	RX J1602.0-2221	w	s	16:02:00.4	-22:21:24	3.47	8.92	9.19
81	RX J1602.1-2241 [†]	w	s	16:02:10.5	-22:41:28	3.72	8.10	8.30
82	RX J1602.8-2401B	w	s	16:02:51.3	-24:01:57			
83	RX J1602.8-2401A	w	s	16:02:52.4	-24:02:22			
84	RX J1602.9-2022	w	s	16:02:54.0	-20:22:48	7.41	8.27	8.53
85	RX J1603.6-2245	w	s	16:03:35.5	-22:45:56	10.47	9.62	9.57
86	RX J1603.9-2031B	w	s	16:03:55.0	-20:31:39	3.24	8.68	8.94
87	RX J1603.9-2031A	c	s	16:03:57.7	-20:31:06	3.24	8.56	8.96
88	RX J1604.3-2130B	w	s	16:04:20.9	-21:30:42	1.91	9.50	9.82
89	RX J1604.3-2130A	w	s	16:04:21.7	-21:30:29	1.91	8.60	9.21
90	RX J1604.7-1930 [†]	w	s	16:04:47.7	-19:30:23	2.69	8.12	8.30
91	RX J1605.6-2152	w	s	16:05:38.9	-21:52:32	3.09		
92	RX J1605.7-2004 [†]	w	s	16:05:42.7	-20:04:15	1.38	9.19	9.46
93	RX J1606.2-2036	w	s	16:06:12.6	-20:36:47	4.90	8.95	9.20
94	RX J1606.3-1928 [†]	c	s	16:06:22.0	-19:28:44	1.51	8.71	9.06
95	RX J1606.6-2108	w	s	16:06:37.4	-21:08:41	1.05	9.09	9.35
96	RX J1607.0-2043	w	s	16:07:03.1	-20:43:20	2.57		
97	RX J1607.0-2036	w	s	16:07:03.6	-20:36:26	3.47	8.08	8.74
98	RX J1607.0-1911	w	s	16:07:03.9	-19:11:33	8.71	9.27	9.54

Tabelle C.3: Liste der Objekte in Scorpius-Centaurus, die von Michael Kunkel entdeckt wurden (Teil 2).

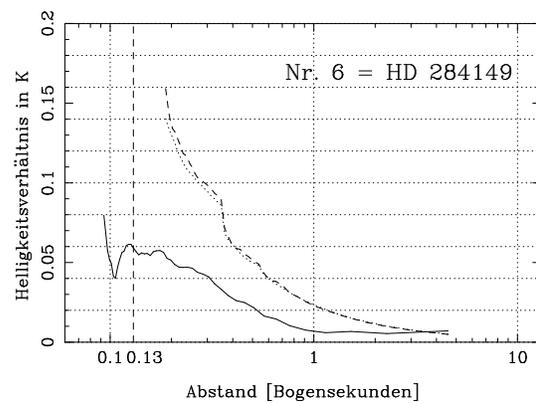
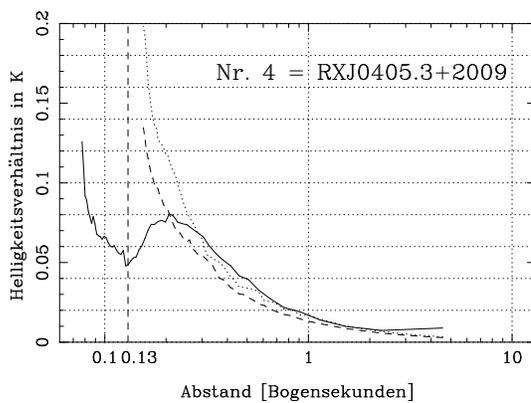
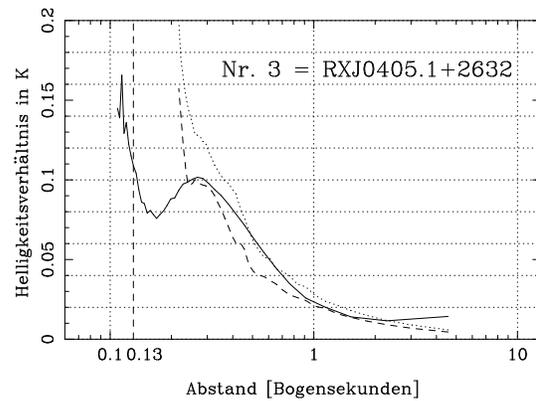
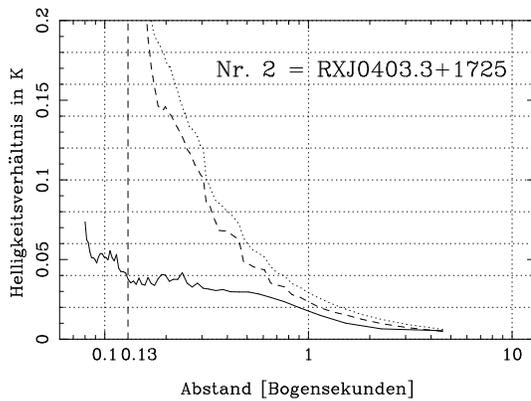
Anhang D:

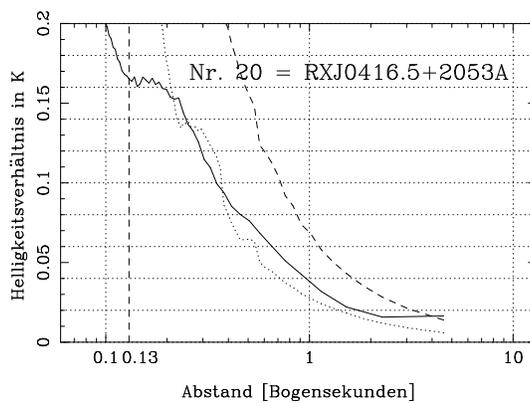
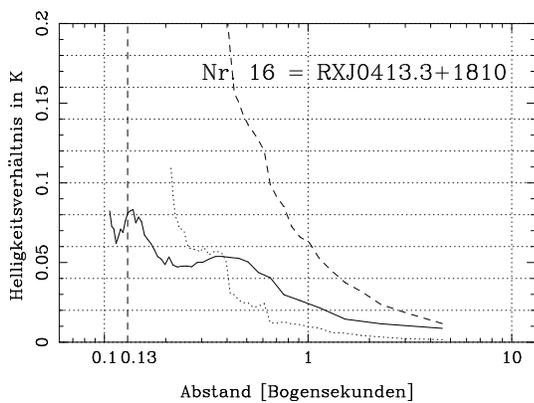
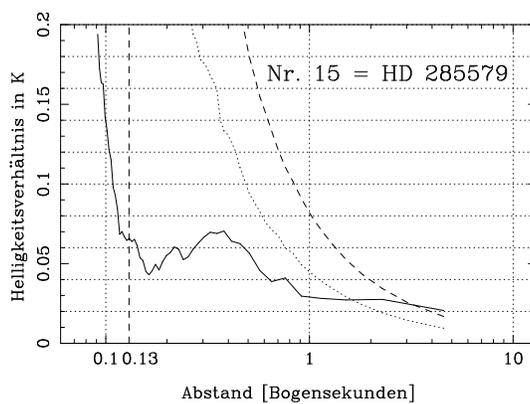
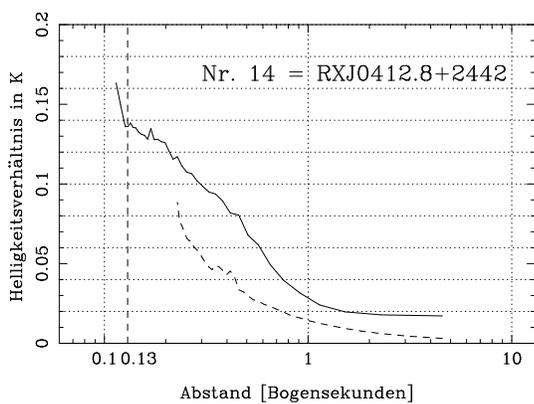
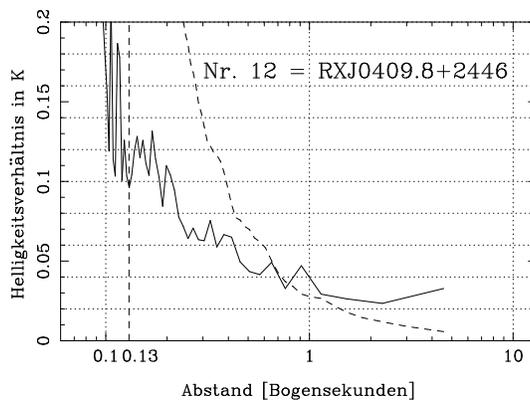
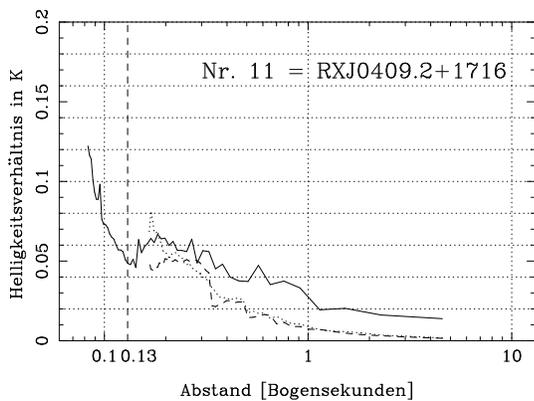
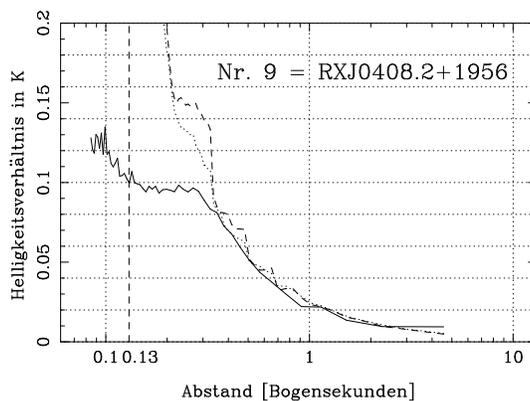
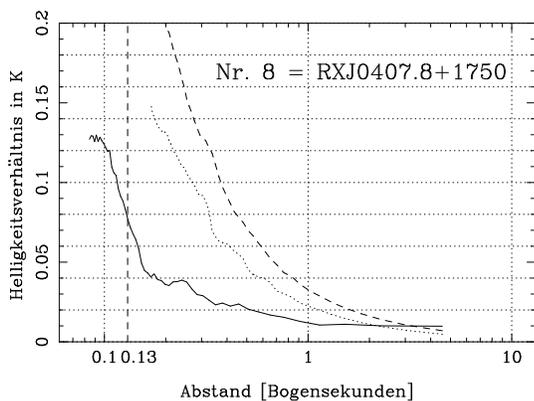
Maximale Helligkeiten unentdeckter Begleiter

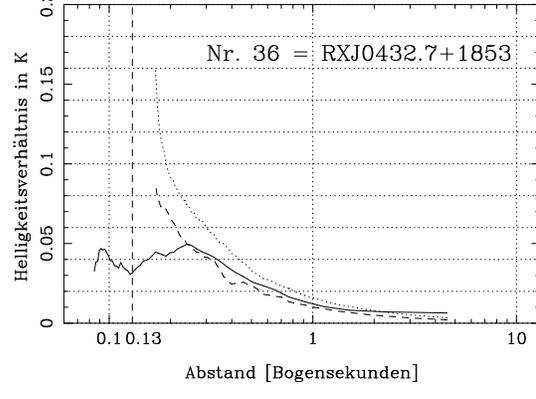
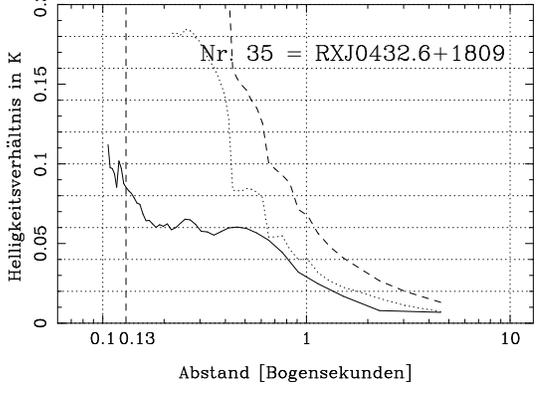
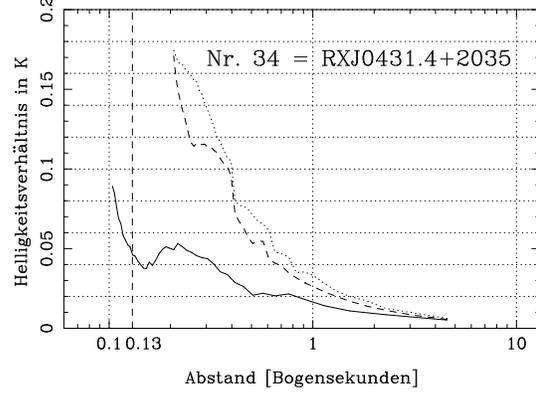
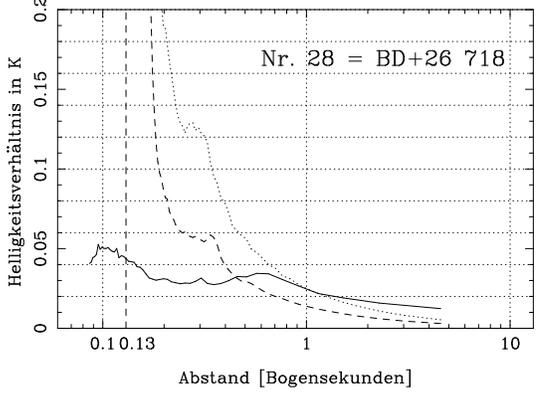
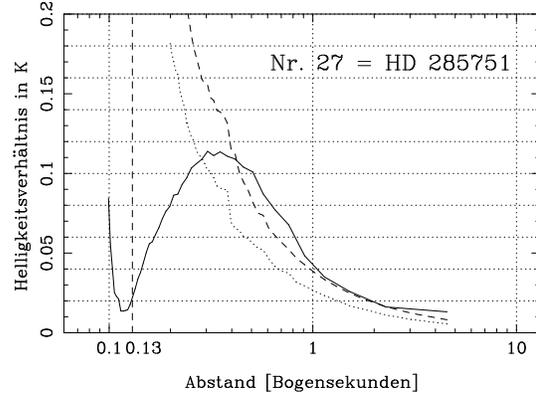
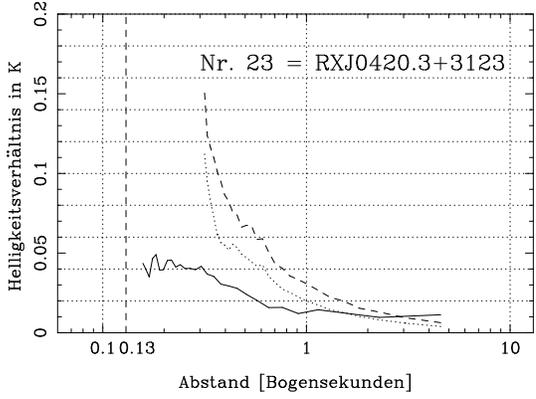
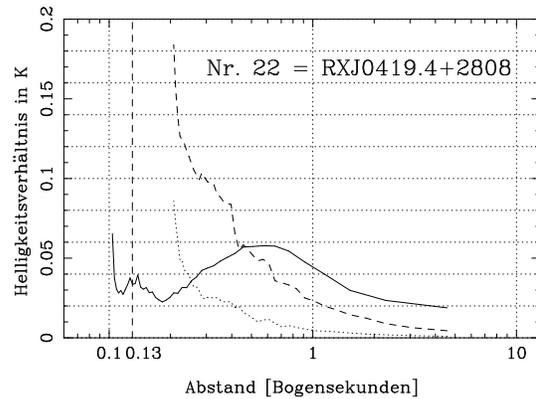
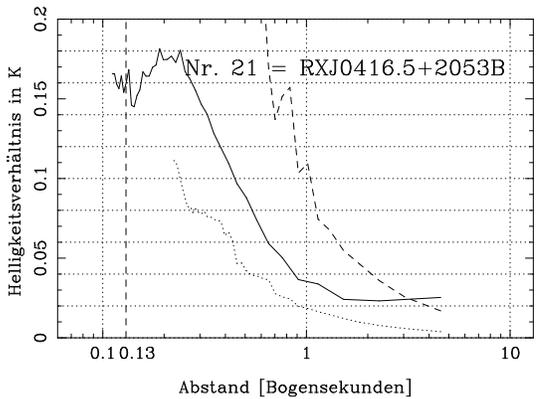
Wie in Abschnitt 2.11 beschrieben, bestimmen wir für Sterne, bei denen wir keinen Begleiter gefunden haben, eine Kurve, die in Abhängigkeit vom Abstand angibt, wie hell ein eventuell unentdeckter Begleiter relativ zum Hauptstern sein kann. Auf den folgenden Seiten sind diese Kurven für alle diese Sterne unserer Durchmusterung abgedruckt.

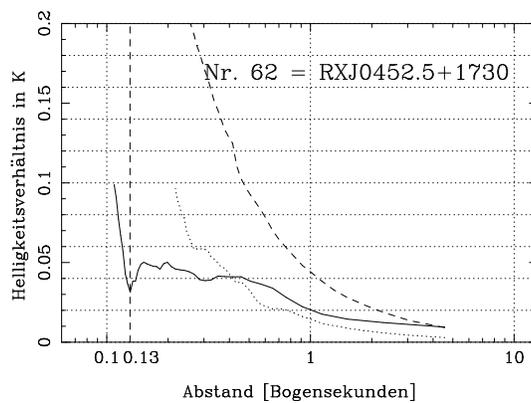
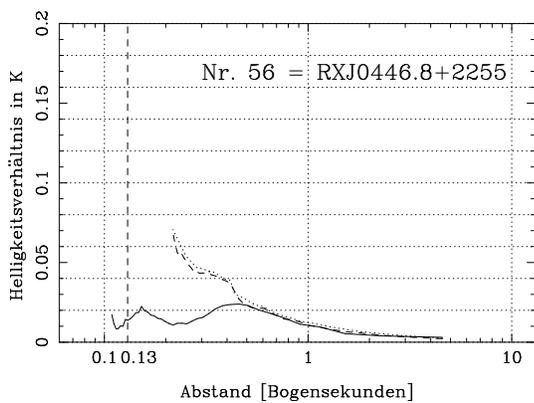
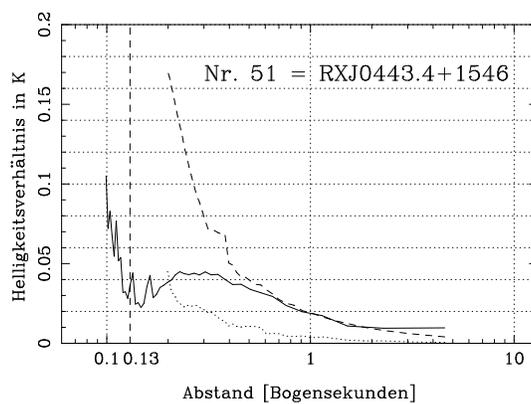
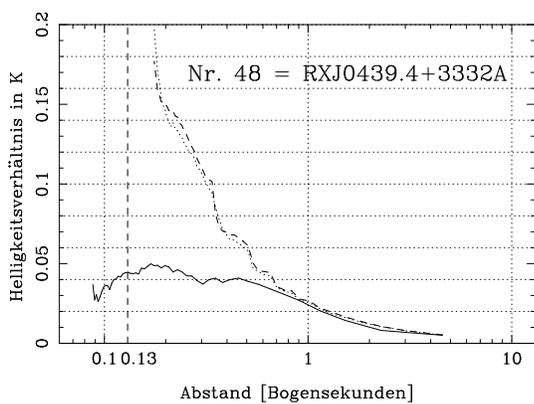
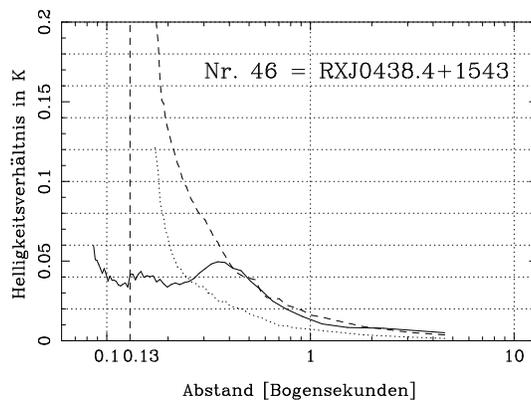
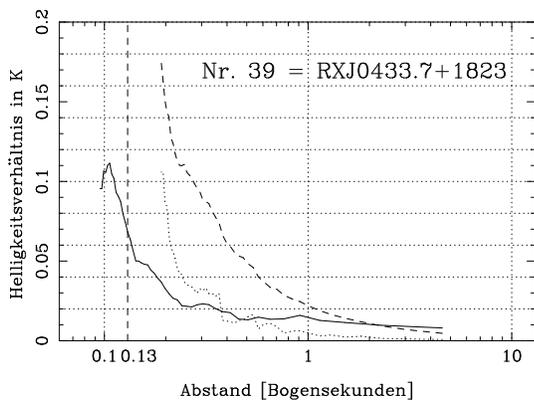
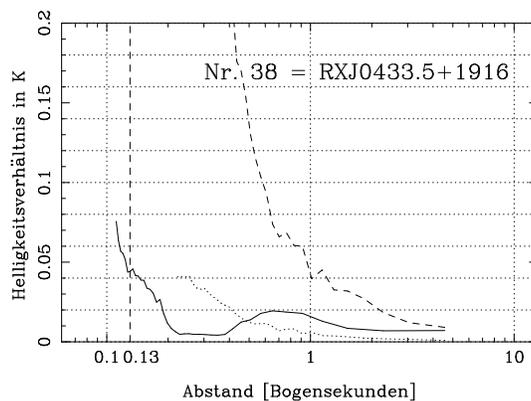
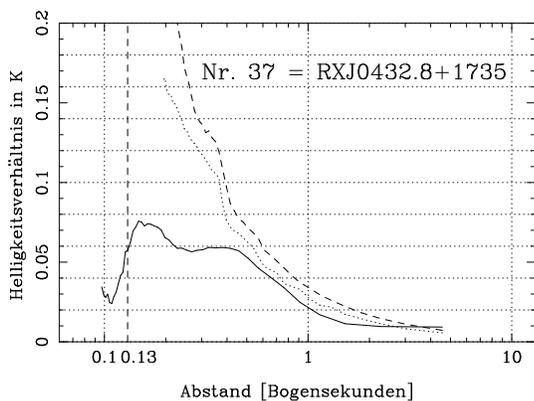
Durchgezogene Linien bezeichnen darin die Grenzhelligkeit, die aus der Visibility folgt, gestrichelte Kurven die Grenzhelligkeit aus der nach Knox-Thompson berechneten Phase und gepunktete Kurven die aus der Phase, die aus dem Bisppektrum berechnet wurde. Um den Vergleich zu erleichtern, wurden alle Diagramme mit den gleichen Skalen gezeichnet.

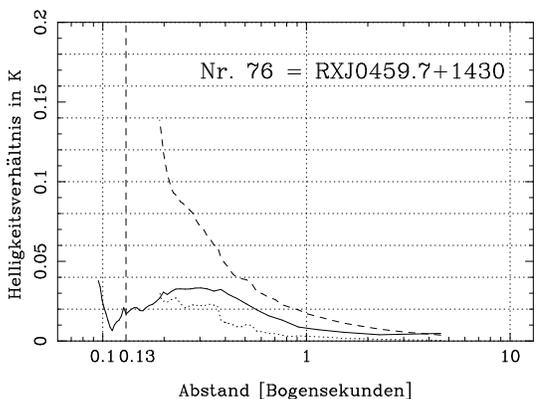
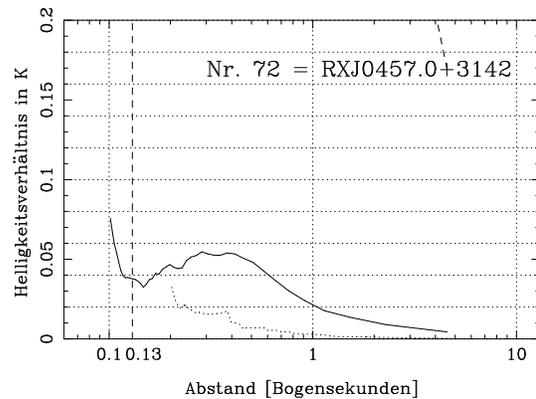
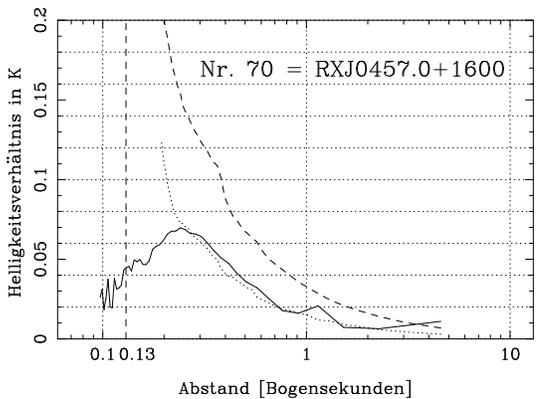
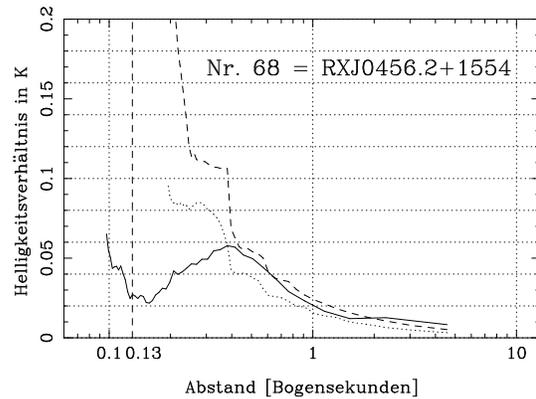
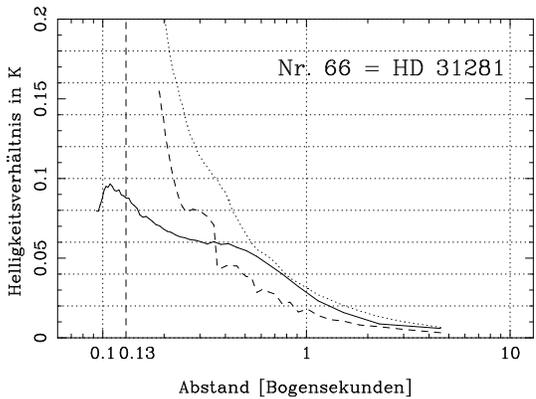
D.1 Taurus-Auriga





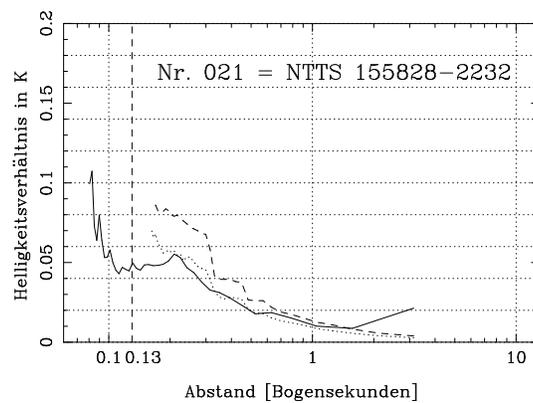
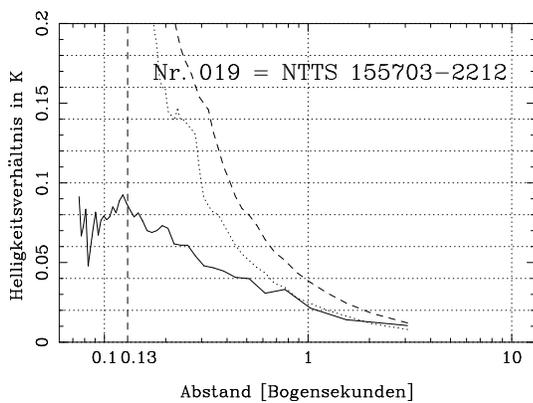
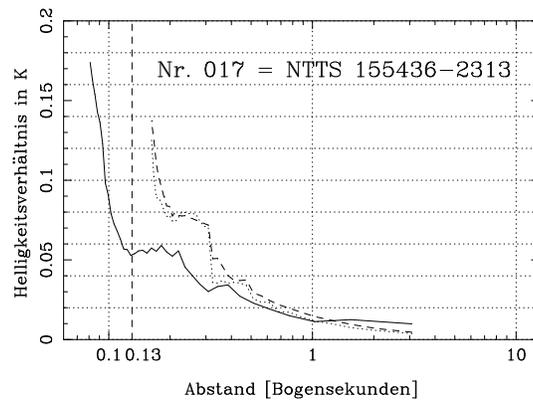
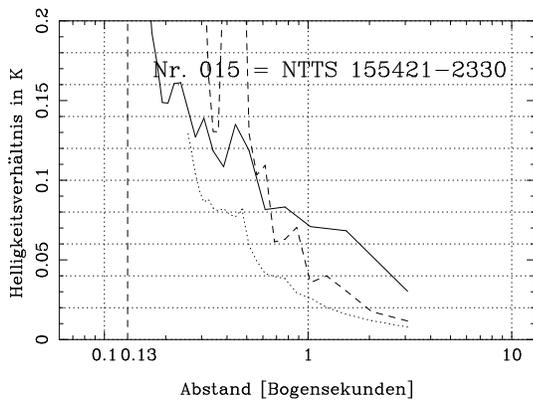
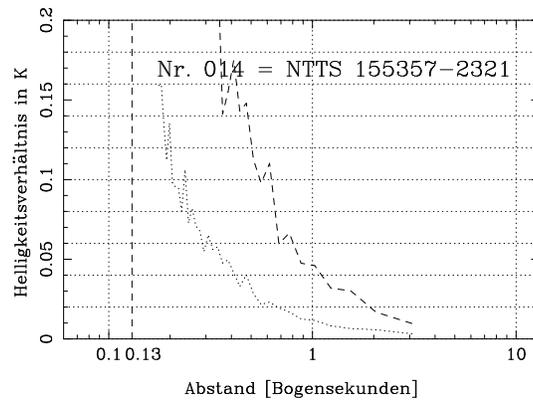
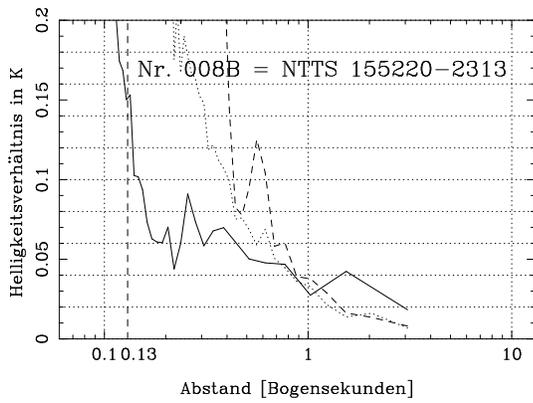


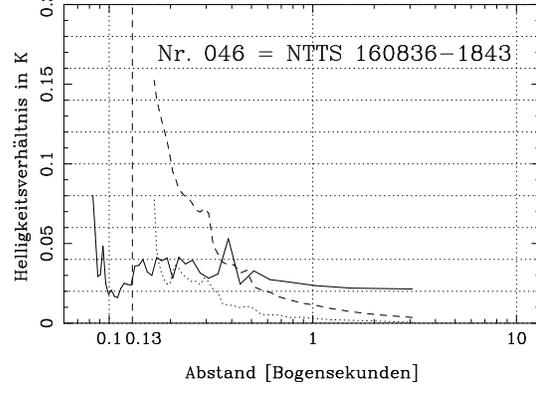
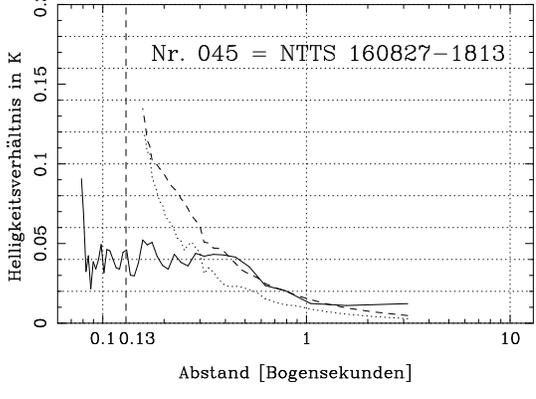
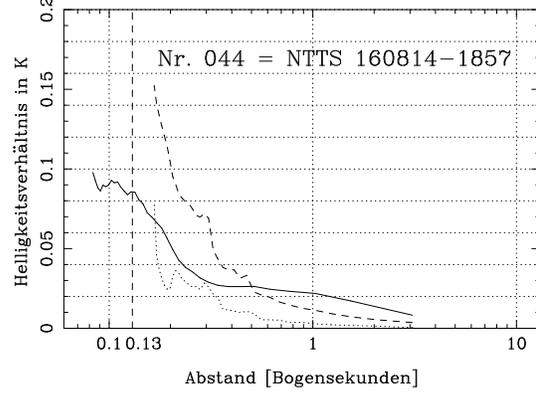
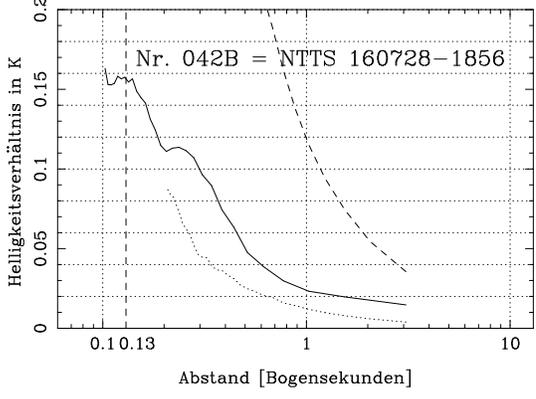
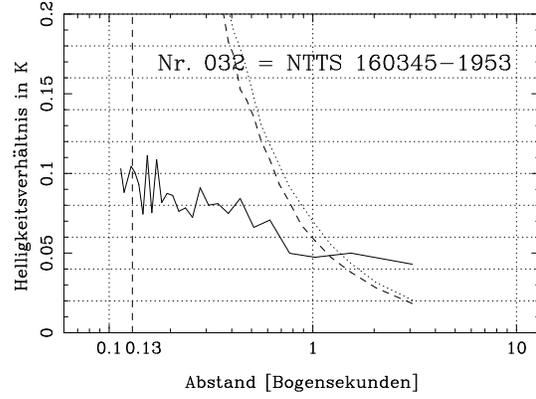
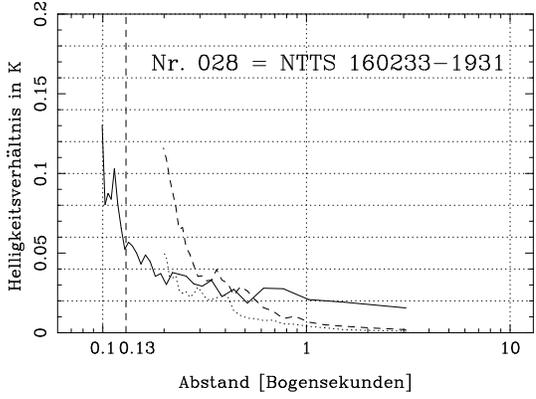
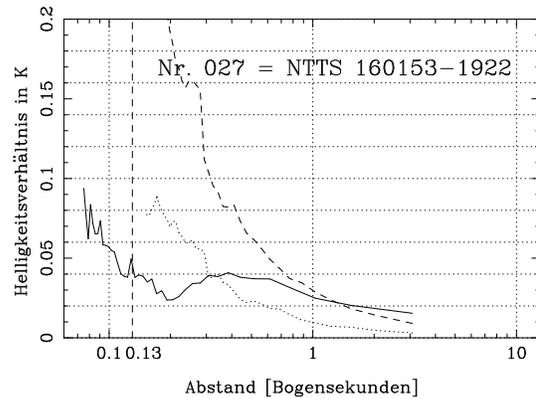
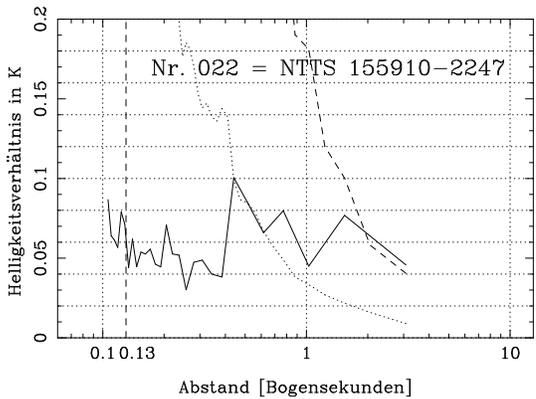


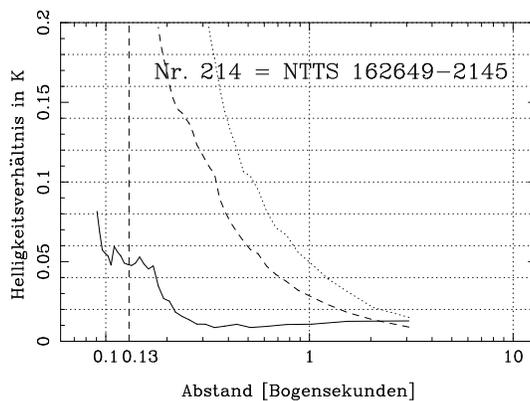
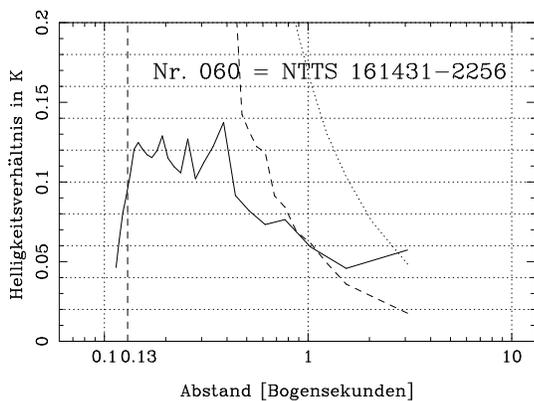
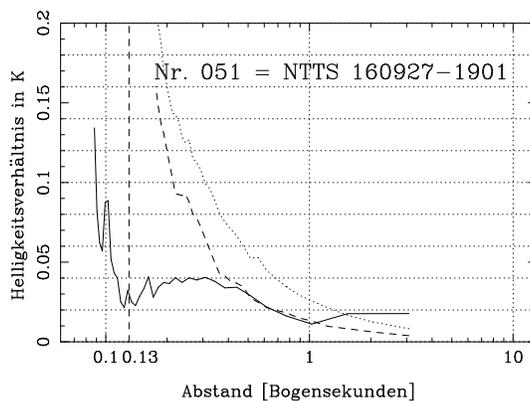
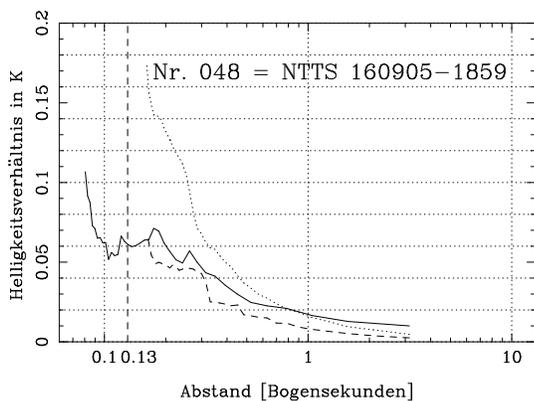


D.2 Scorpius-Centaurus

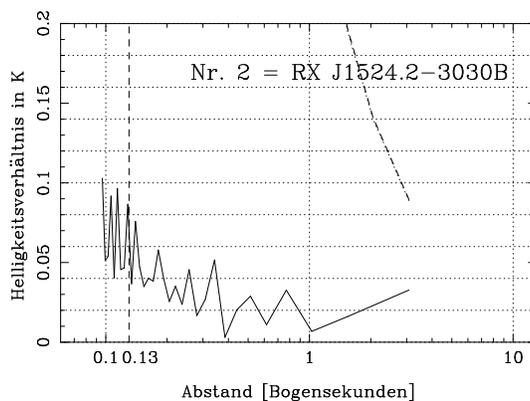
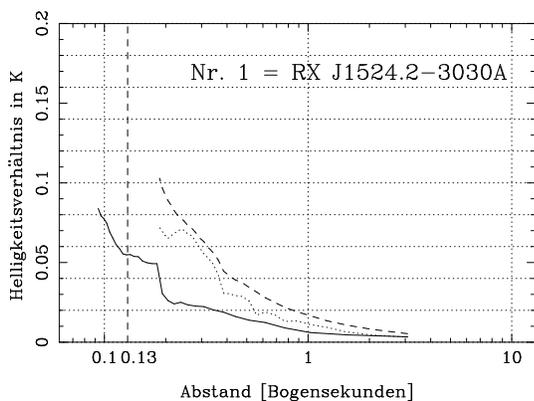
D.2.1 Sterne aus Walter et al. (1994)

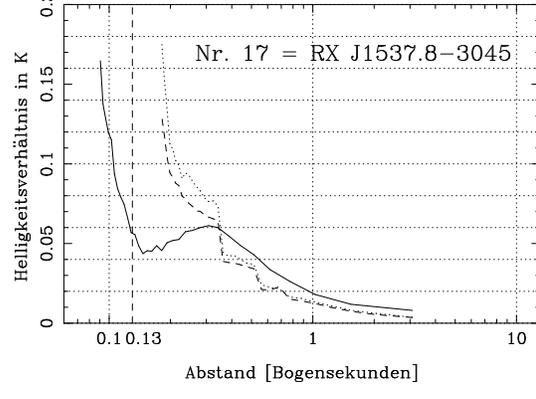
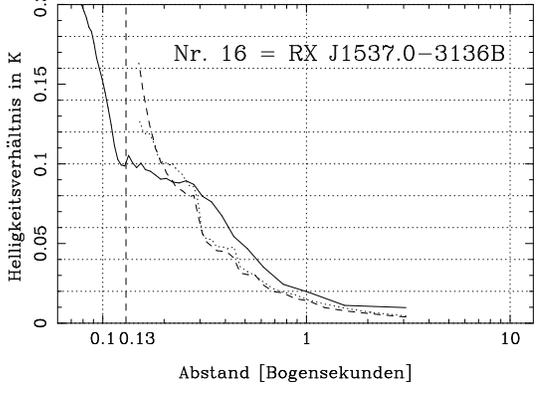
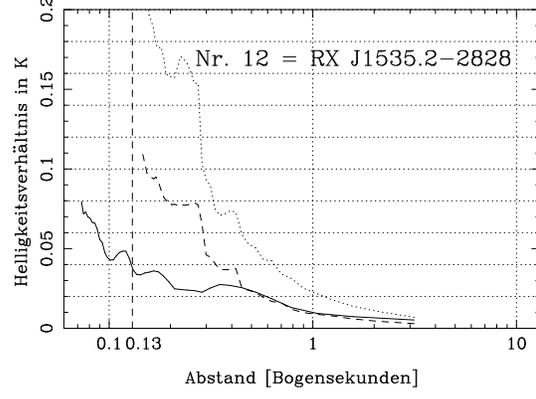
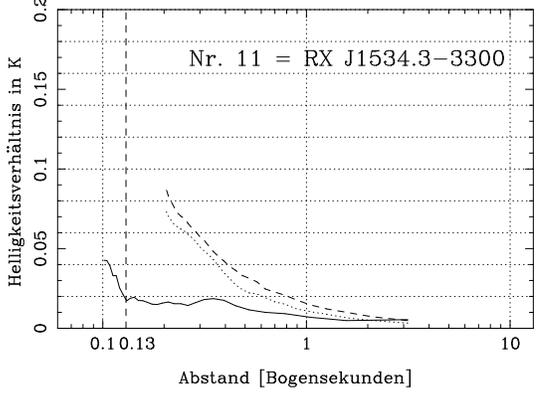
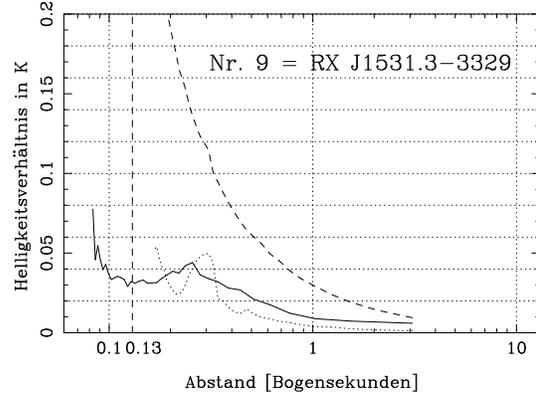
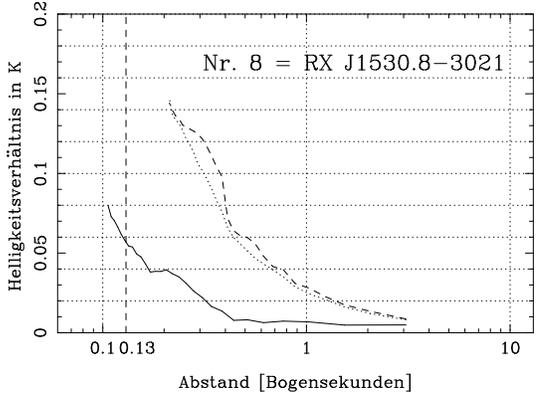
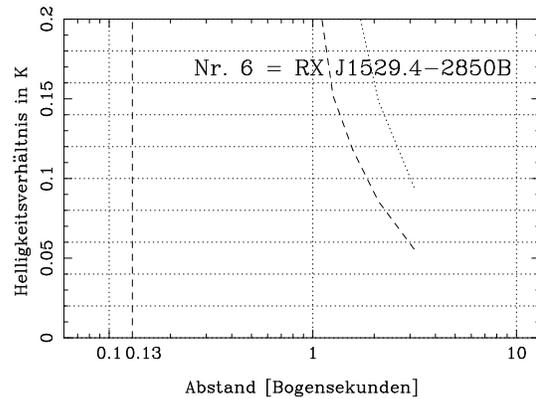
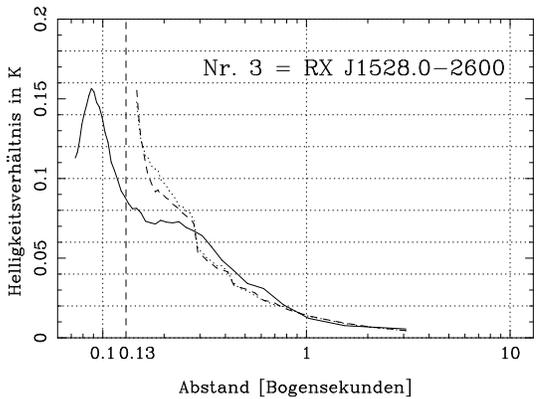


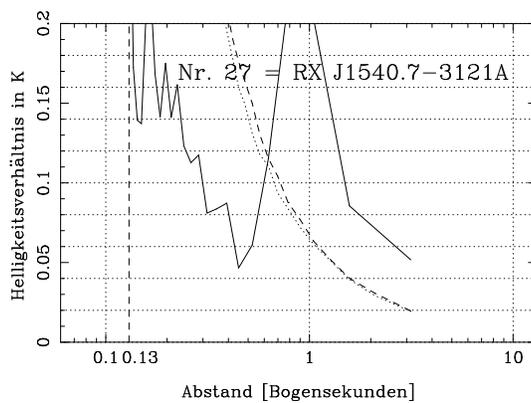
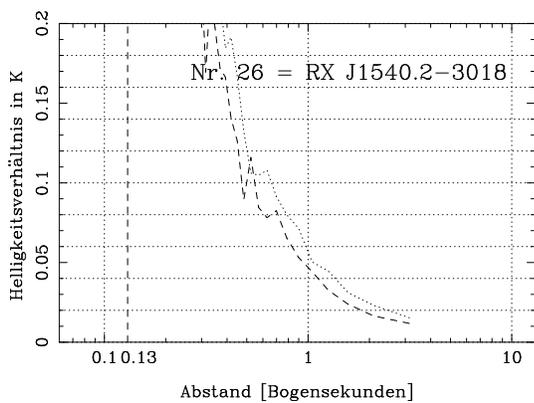
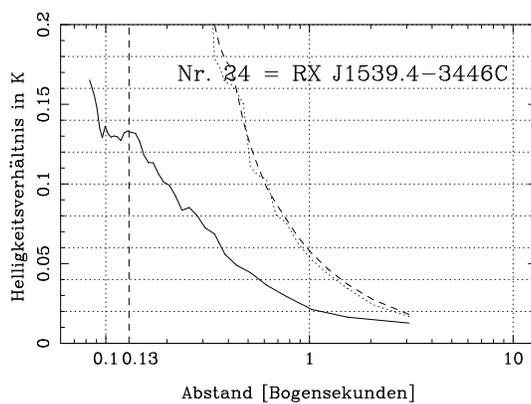
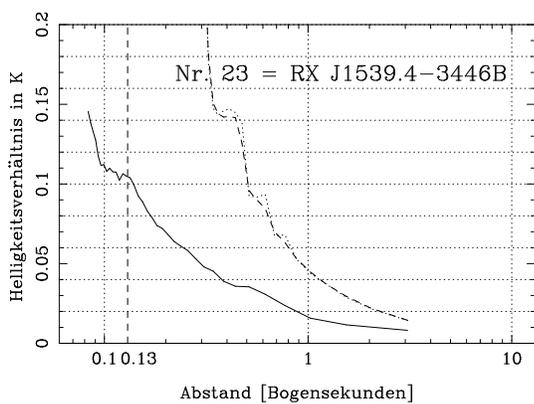
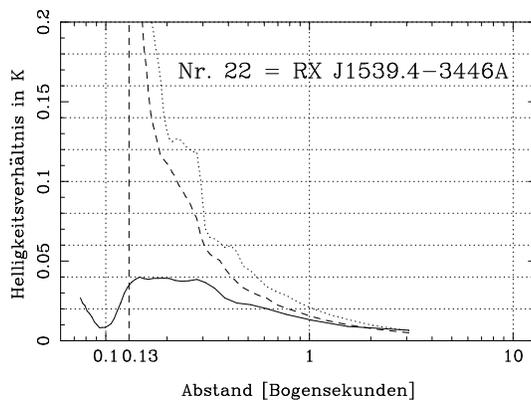
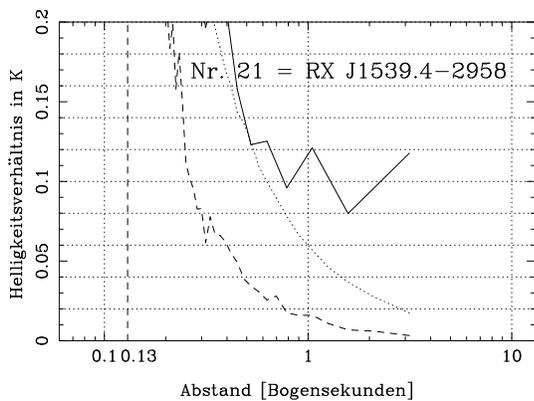
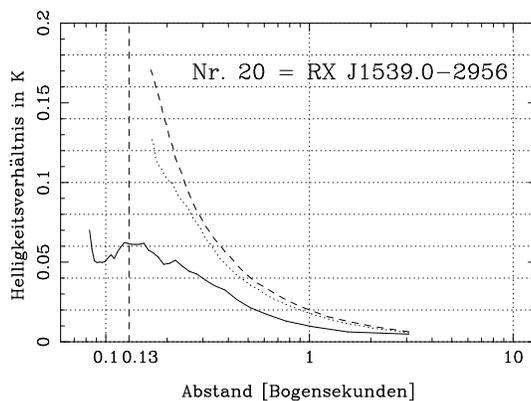
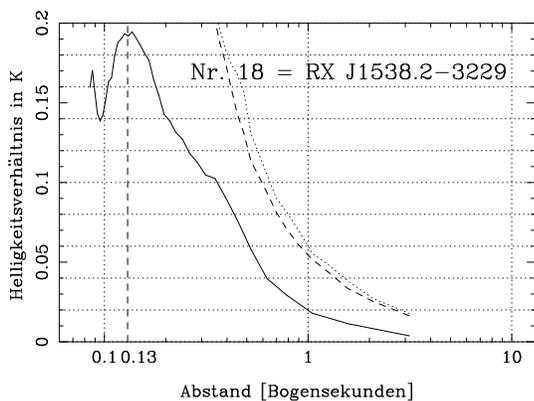


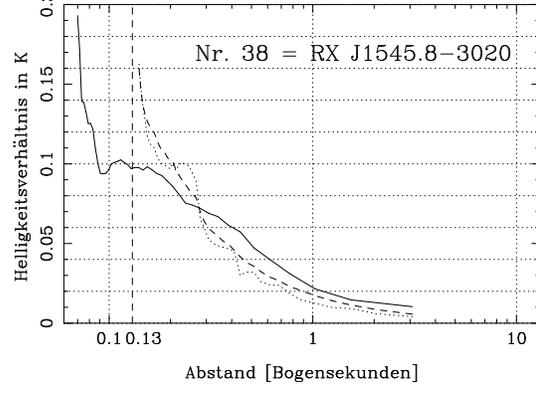
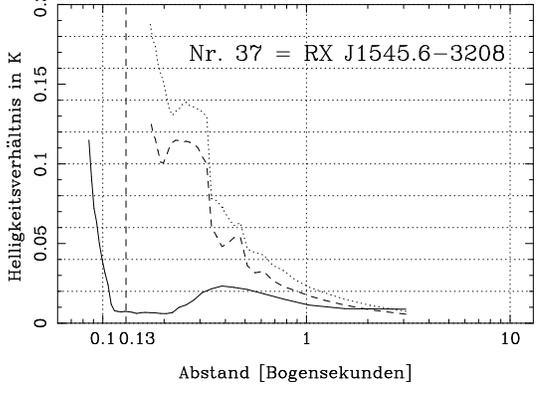
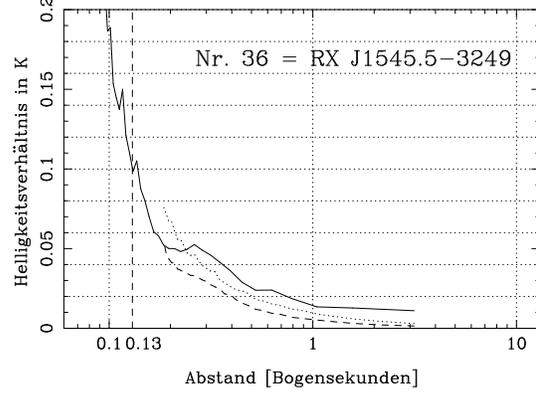
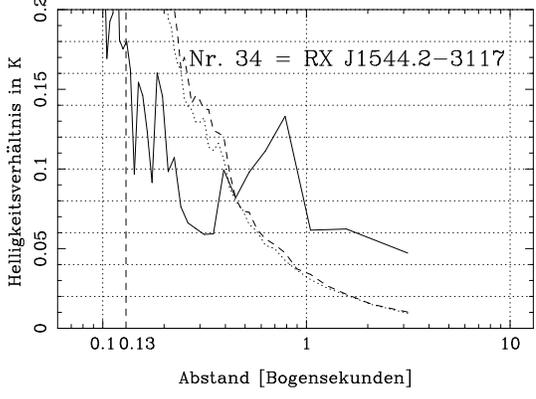
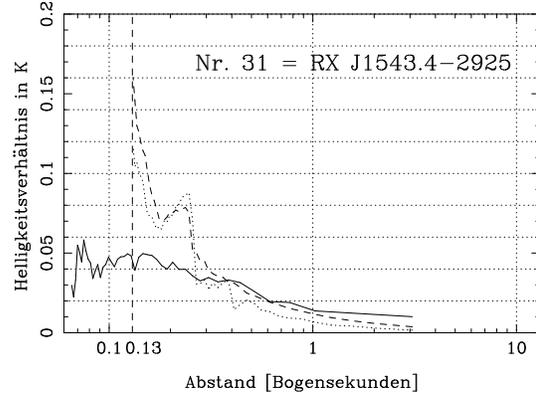
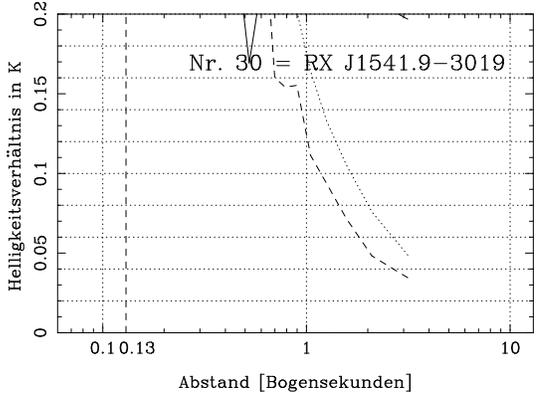
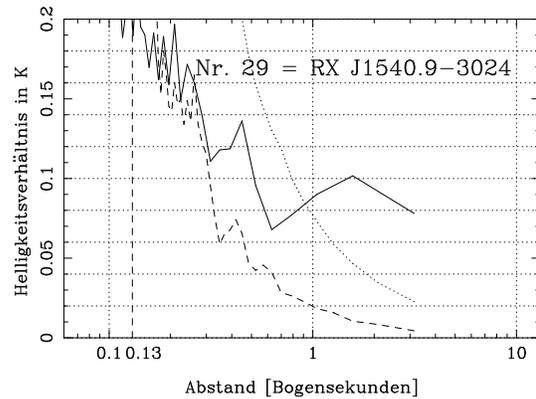
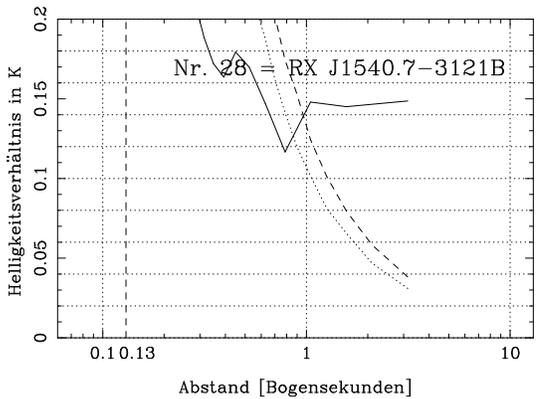


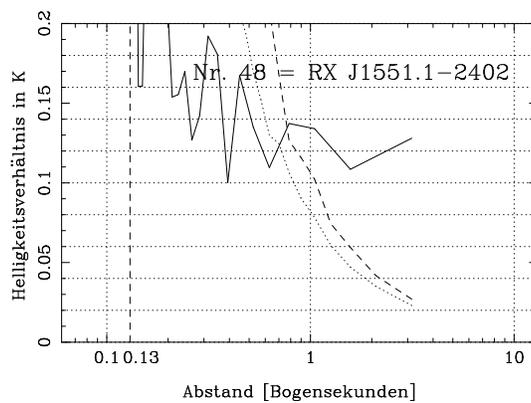
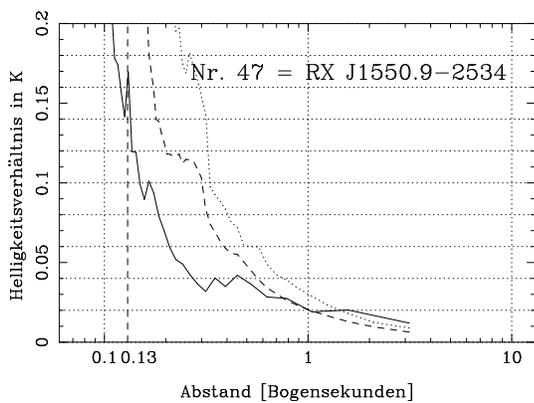
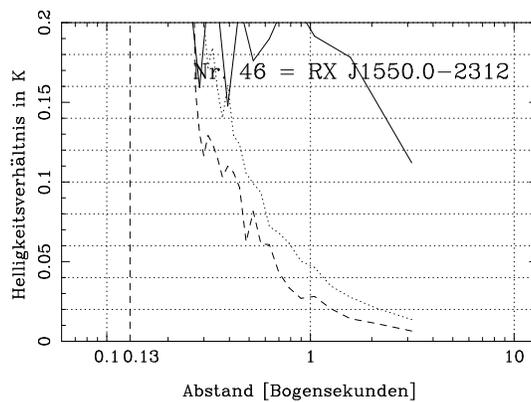
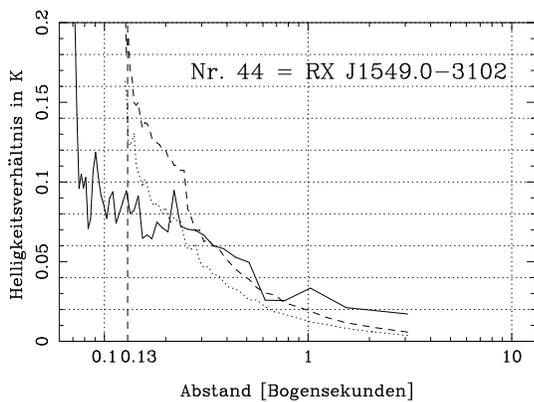
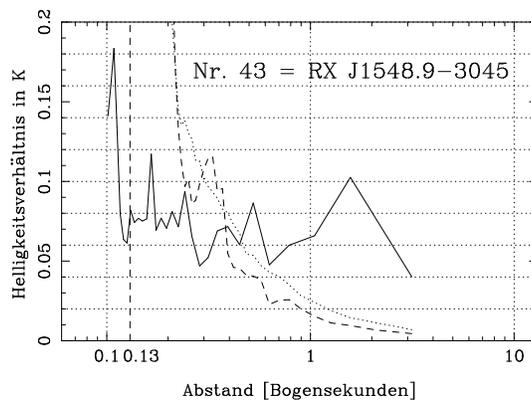
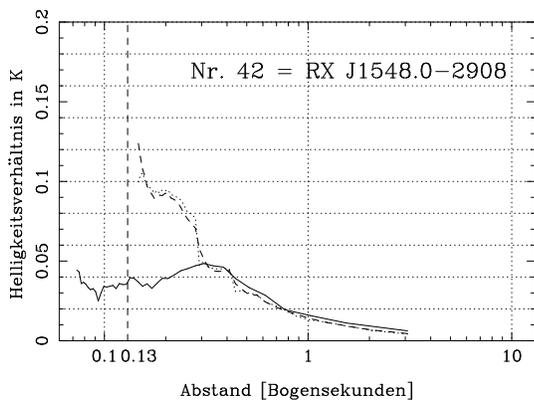
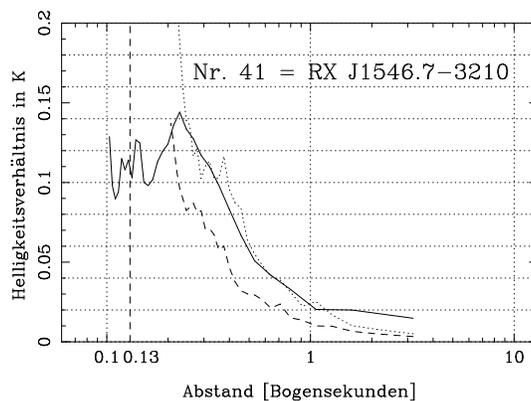
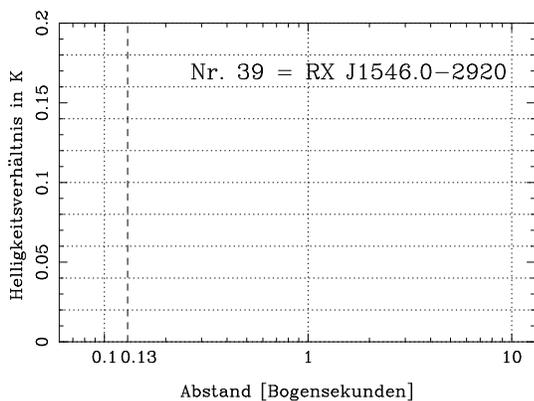
D.2.2 Sterne aus der Doktorarbeit von Michael Kunkel

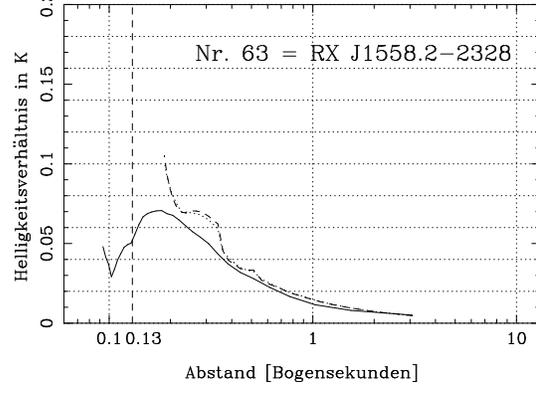
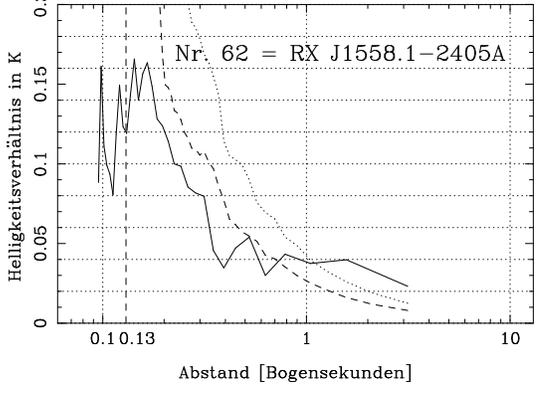
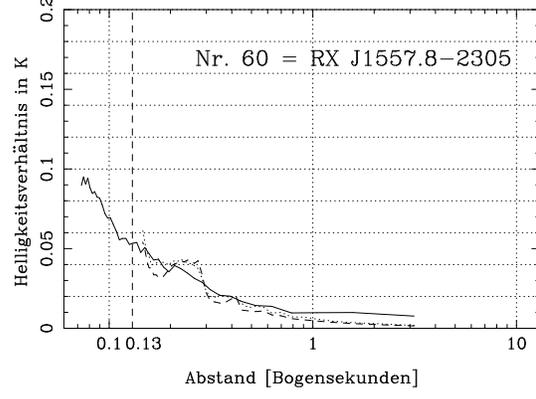
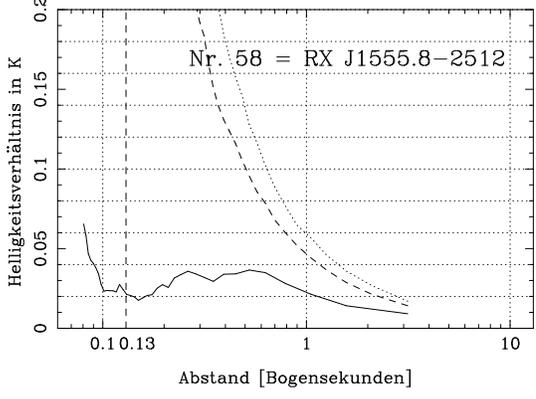
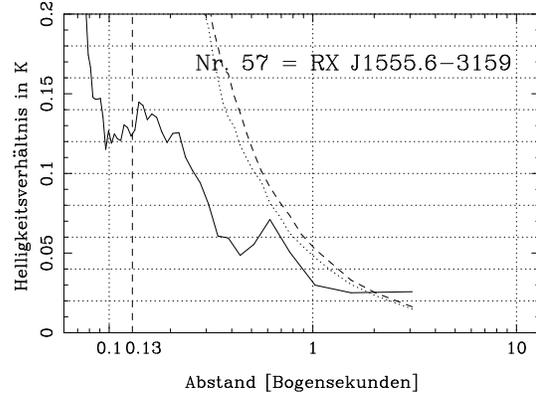
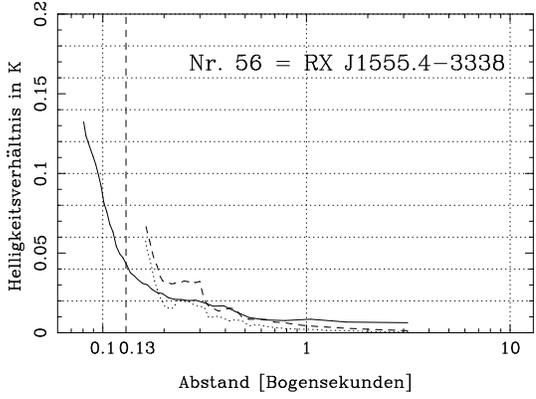
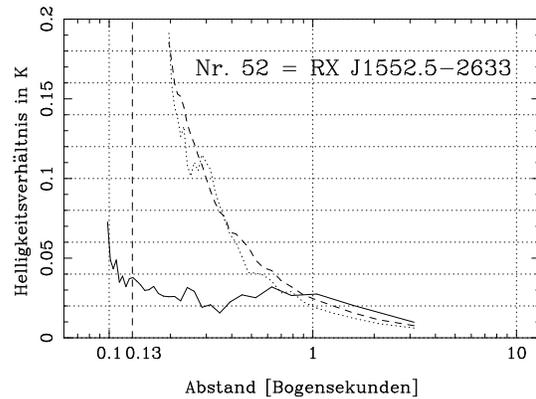
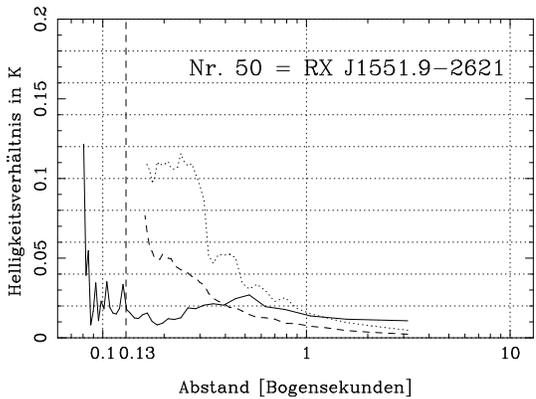


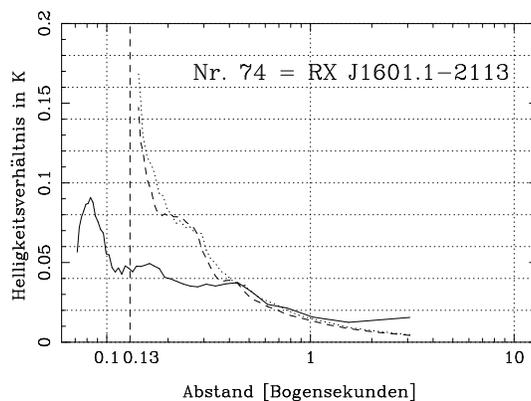
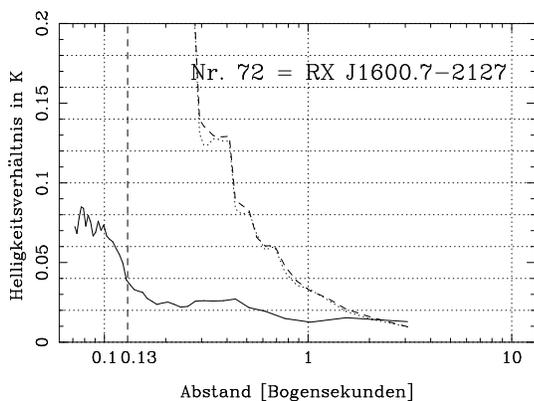
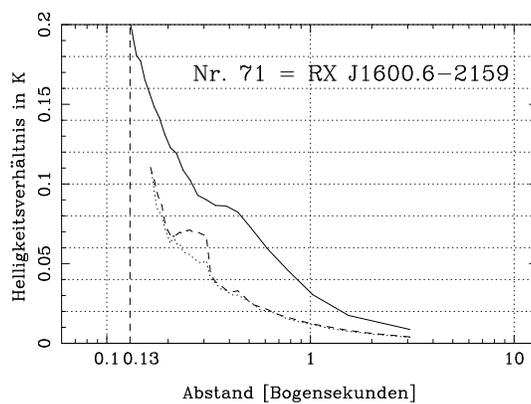
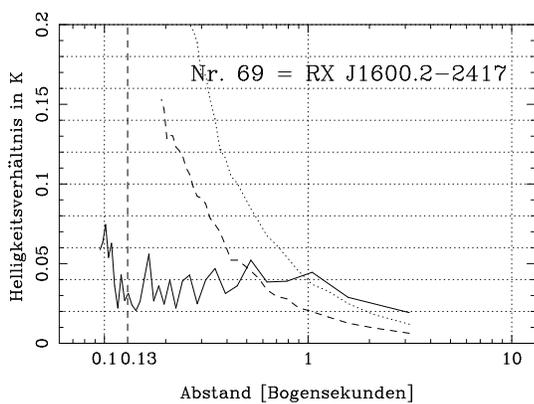
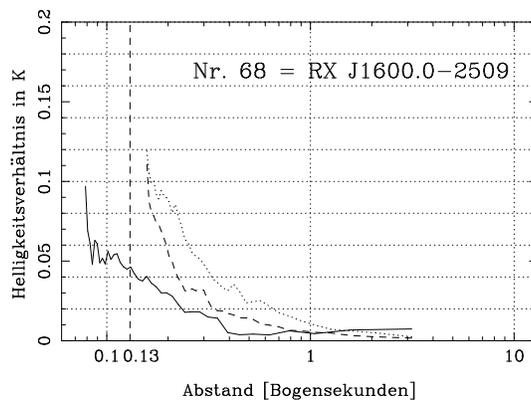
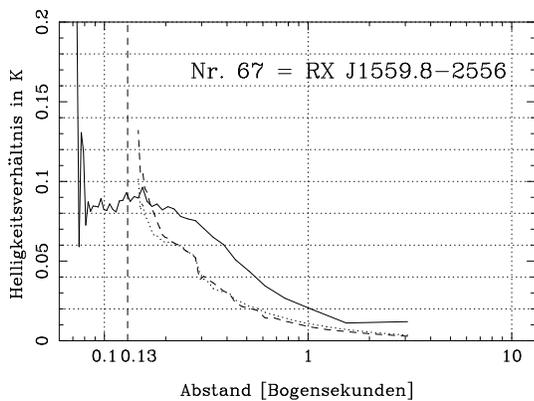
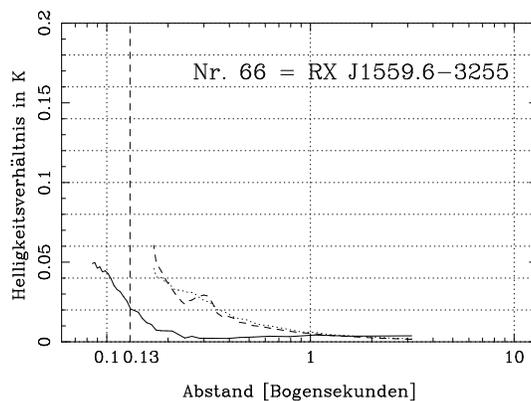
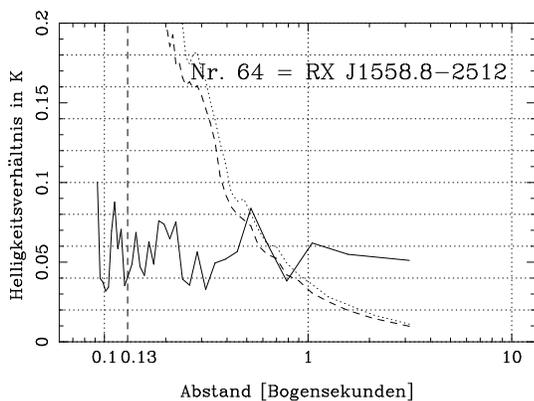


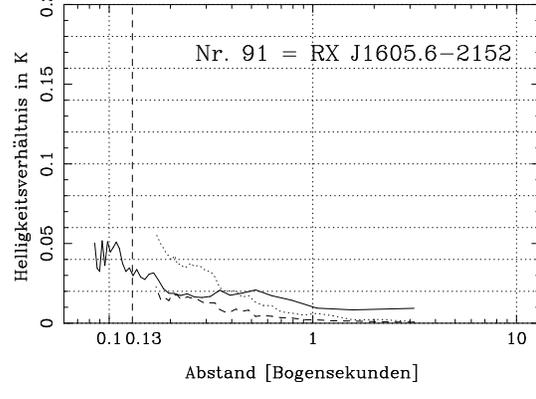
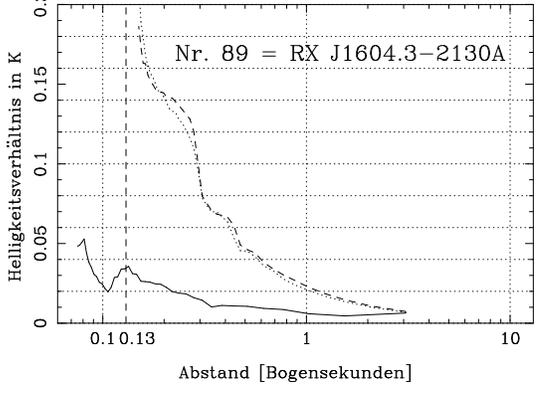
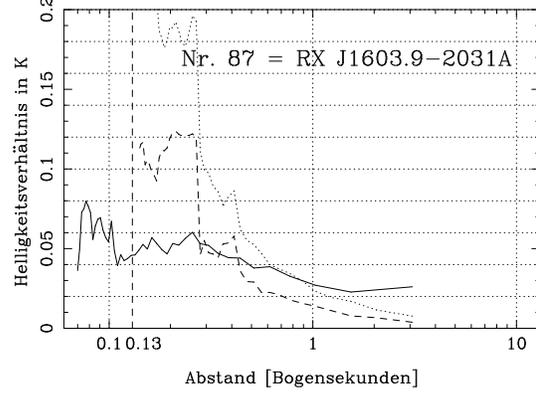
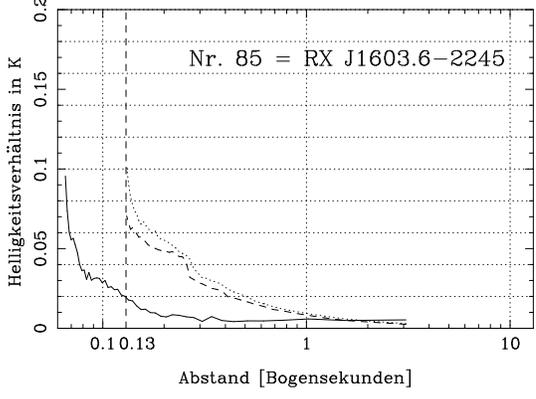
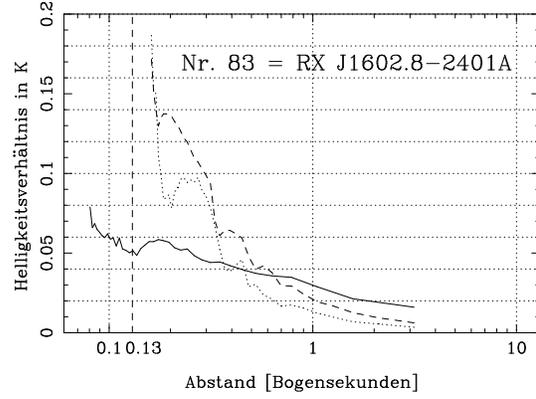
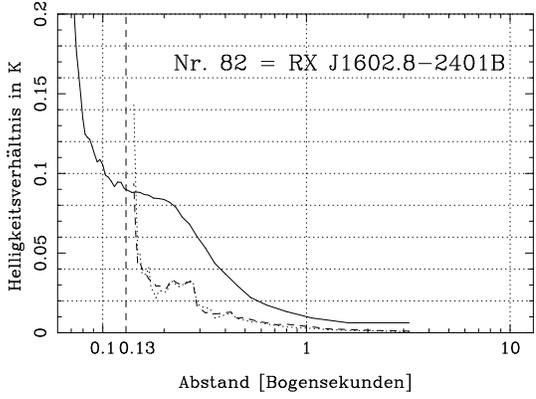
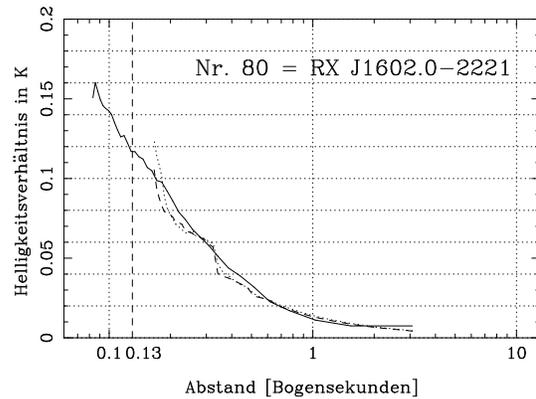
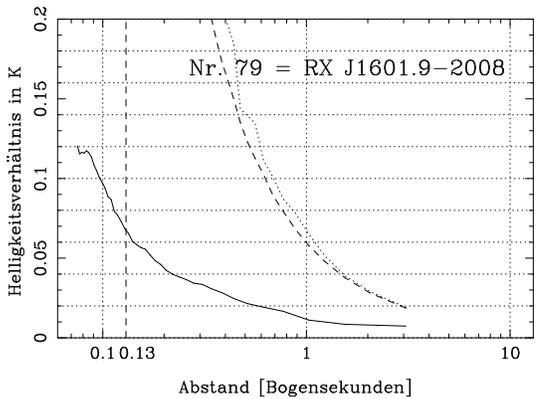


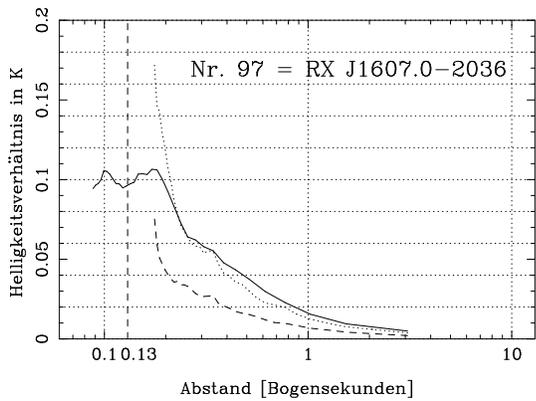
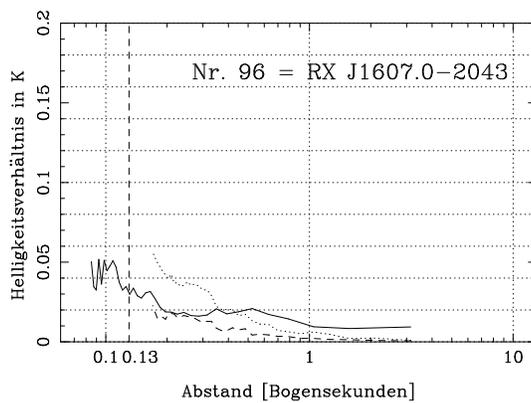
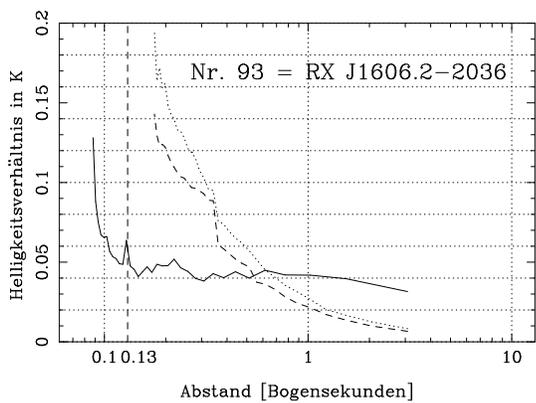












Literatur

- Abt H. A., 1983, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **21**, 343.
- Ambartsumian J. A., 1947, In: *Stellar Evolution and Astrophysics*, Acad. Sci. Armenian SSR, Eriwan.
- Appenzeller I., Mundt R., 1989, *Astronomy and Astrophysics Review* **1**, 291.
- Bertout C., 1989, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **27**, 351.
- Blaauw A., 1964, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **2**, 213.
- Blaauw A., 1991, In: *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution.*, Hrsg. Ch. J. Lada, N. D. Kylafis, NATO ASI Series, S. 125.
- Brandner W., 1992, Diplomarbeit an der Universität Würzburg.
- Brandner W., 1996, Dissertation an der Universität Würzburg.
- Brandner W., Alcalá J. M., Kunkel M., Moneti A., Zinnecker H., 1996, *Astronomy and Astrophysics* **307**, 121.
- Breiman L., 1973, *Statistics: With a View Toward Applications*, Houghton Mifflin Company, Boston.
- Dudenredaktion, 1980, *Der Duden in 10 Bänden*, Band 1: Die Rechtschreibung, 18. Auflage, Bibliografisches Institut, Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich.
- Duquennoy A., Mayor M., 1991, *Astronomy and Astrophysics* **248**, 485.
- Durisen R. H., Sterzik M. F., 1994, *Astronomy and Astrophysics* **286**, 84.
- Elias J. H., 1978, *The Astrophysical Journal* **224**, 857.
- Fischer D. A., Marcy G. W., 1992, *The Astrophysical Journal* **396**, 178.
- Fried D. L., 1965, *Journal of the Optical Society of America* **55**, 1427.
- Fried D. L., 1966, *Journal of the Optical Society of America* **56**, 1372.
- de Geus E. J., de Zeeuw P. T., Lub J., 1989, *Astronomy and Astrophysics* **216**, 44.
- Ghez A. M., 1993, Dissertation am California Institute of Technology, Pasadena.
- Ghez A. M., Neugebauer G., Matthews K., 1993, *The Astronomical Journal* **106**, 2005.
- Ghez A. M., McCarthy D. W., Patience J., Beck T., 1997, *The Astronomical Journal* **480**, im Druck.
- Glindemann A., Dainty J. C., 1993, *Journal of the Optical Society of America A*, **10**, 1056.
- Goldstein H., 1987, *Klassische Mechanik*, 9. Auflage, AULA-Verlag, Wiesbaden.

- Haas M., 1989, Dissertation an der Universität Heidelberg.
- Henry T., 1991, Dissertation an der University of Arizona.
- Herbig G. H., 1962, *Advances in Astronomy and Astrophysics* **1**, 47.
- Herbig G. H., 1977, *The Astrophysical Journal* **214**, 747.
- Herbig G. H., Bell, K. R., 1988, *Lick Observatory Bulletin* No. **1111**.
- Herbst T. M., Birk C., Beckwith S. V. B., Hippler S., McCaughrean M. J., Mannucci F., Wolf J., 1993, *Proc. SPIE* **1946**, Hrsg. A. M. Fowler, S. 605.
- Hofmann R., Blietz M., Duhoux Ph., Eckart A., Krabbe A., Rotaciuc V., 1992, In: *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*, ESO Conference and Workshop Proceedings No. 42, Hrsg. M.-H. Ulrich, S. 617.
- Jähne B., 1991, *Digitale Bildverarbeitung*, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Joy A. H., 1945, *The Astrophysical Journal* **102**, 168.
- Kenyon S. J., Hartmann L. W., Strom K. M., Strom S. E., 1990, *The Astronomical Journal* **99**, 869.
- Knox K. T., Thompson B. J., 1974, *The Astrophysical Journal Letters* **193**, L45.
- Koresko C. D., Herbst T. M., Leinert Ch., 1997, *The Astrophysical Journal*, im Druck.
- Kroupa P., 1995a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **277**, 1491.
- Kroupa P., 1995b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **277**, 1507.
- Kroupa P., 1995c, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **277**, 1522.
- Kunkel M., 1997, Dissertation an der Universität Würzburg.
- Labeyrie A., 1970, *Astronomy and Astrophysics* **6**, 85.
- Leinert Ch., 1992, In: *Star Formation and Techniques in Infrared and mm-Wave Astronomy*, Hrsg. T. P. Ray, S. Beckwith, Proceedings of the European Astrophysical Doctoral Network Summer School V, Lecture Notes in Physics, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Leinert Ch., Zinnecker H., Weitzel N., Christou J., Ridgeway S. T., Jameson R., Haas M., Lenzen R., 1993, *Astronomy and Astrophysics* **278**, 129.
- Lohmann A. W., Weigelt G., Wirnitzer B., 1983, *Applied Optics* **22**, 4028.
- Mathieu R. D., 1994, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **32**, 465.
- Mayor M., Duquennoy A., Halbwachs J.-L., Mermilliod J.-C., 1992, In: *Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*, Hrsg. H. A. McAlister, W. I. Hartkopf, IAU Kolloquium **135**, San Francisco, S. 73.
- McCaughrean M., Stauffer J. R., 1994, *The Astronomical Journal* **108**, 1382.
- Neuhäuser R., Sterzik M. F., Schmitt J. H. M. M., Wichmann R., Krautter J., 1995a, *Astronomy and Astrophysics* **295**, L5.

- Neuhäuser R., Sterzik M. F., Torres G., Martín E. L., 1995b, *Astronomy and Astrophysics* **299**, L13.
- Preibisch T., Smith M. D., 1997, *Astronomy and Astrophysics*, im Druck.
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1994, *Numerical Recipes in C*, 2. Auflage, Cambridge University Press, Cambridge.
- Prosser C. F., Stauffer J. R., Hartmann L., Soderblom D. R., Jones B. F., Werner M. W., McCaughrean M. J., 1994, *The Astrophysical Journal* **421**, 517.
- Reipurth B., Zinnecker H., 1993, *Astronomy and Astrophysics* **278**, 81.
- Richichi A., Leinert Ch., Jameson R., Zinnecker H., 1994, *Astronomy and Astrophysics* **287**, 145.
- Richichi A. et al., 1996, *Astronomy and Astrophysics* **309**, 163.
- Simon M., Ghez A. M., Leinert Ch., Cassar L., Chen W. P., Howell R. R., Jameson R. F., Matthews K., Neugebauer G., Richichi A., 1995, *The Astrophysical Journal* **443**, 625.
- Stöbel W., 1993, *Fourieroptik: eine Einführung*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Unsöld A., Baschek B., 1988, *Der neue Kosmos*, 4. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Wall L., Christiansen T., Schwartz R. L., 1996, *Programming Perl*, 2. Auflage, O'Reilly & Associates, Sebastopol.
- Walter F. M., Vrba F. J., Mathieu R. D., Brown A., Myers P. C., 1986, *The Astrophysical Journal* **306**, 573.
- Walter F. M., Brown A., Mathieu R. D., Myers P. C., Vrba F. J., 1988, *The Astronomical Journal* **96**, 297.
- Walter F. M., Vrba F. J., Mathieu R. D., Brown A., Myers P. C., 1994, *The Astronomical Journal* **107**, 692.
- Weigelt G., 1977, *Applied Optics* **17**, 2660.
- Weigelt G., 1989, In: *Evolution of Galaxies – Astronomical Observations*, Hrsg. I. Appenzeller, H. J. Habing, P. Lena, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Weitzel N., 1995, Dissertation an der Universität Heidelberg.
- Wichmann R., 1994, Dissertation an der Universität Heidelberg.
- Wichmann R., Krautter J., Schmitt J. H. M. M., Neuhäuser R., Alcalá J. M., Zinnecker H., Wagner, R. M., Mundt R., Sterzik M. F., 1996, *Astronomy and Astrophysics* **312**, 439.
- Zinnecker H., Brandner W., Reipurth B., 1992, In: *Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*, Hrsg. H. A. McAlister, W. I. Hartkopf, IAU Kolloquium **135**, San Francisco, S. 50.

Index

- Adaptive Optik: 7, 38
- Airy-Scheibchen: 70

- Badpixel: 10, 20
- Bispektrum: 15
- Bispektrums-Methode: 15

- CTTS: 2, 25, 37, 58

- Direktaufnahmen: 11, 26, 39

- EINSTEIN: 37
- Entfaltung: 9

- Faltung: 9
- Faltungstheorem: 70
- Fast Fourier Transform: 13
- Flatfields: 10
- Fried-Parameter: 8

- Hubble Space Telescope: 7

- IRAC2b: 26, 39
- Isoplanatischer Bereich: 9

- Klassische T Tauri-Sterne: 2, 25, 37, 58
- Knox-Thompson Algorithmus: 14
- Kohärenzzeit: 8

- Lithium: 1, 25, 37, 37

- MAGIC: 26
- Mondbedeckungen: 8

- Naked T Tauri Stars: 2

- Optical Transfer Function: 9

- Optische Transferfunktion: 9

- Parsec: 4
- Point Spread Function: 9
- Powerspektrum: 13
- Punktverbreiterungsfunktion: 9

- ROSAT: 2, 25
- ROSAT All-Sky Survey: 2, 25, 37, 49, 77
- Referenzstern: 13

- SHARP: 38
- Seeing: 7
- Shift and Add: 12
- Skalenkalibration: 10
- Speckle-Holografie: 9
- Speckle-Interferometrie: 7
- Speckle-Masking: 15
- Speckles: 9
- Sternsystem: 26

- Upper Scorpius A/B: 37

- Veiling: 1
- Visibility: 14

- WTTS: 2, 25, 37, 58
- Weak-line T Tauri-Sterne: 2, 25, 37, 58

Danksagungen

Am Ende dieser Arbeit möchte ich mich bei denen bedanken, die auf die eine oder andere Weise dazu beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt (in weitgehend alphabetischer Reihenfolge):

Steven Beckwith und Hans Elsässer

dafür, daß sie mir ermöglichten, die Doktorarbeit an ihrem Institut durchzuführen,

Wolfgang Brandner und Dieter Nürnberger

für viele Gespräche, nicht zuletzt über die Farbe von B-Sternen,

Meinen Eltern

die auch in schweren Zeiten immer zu mir gehalten haben,

Stefan Eckardt

für seine Beiträge zur Speckle-Weichware, an die er vermutlich gar nicht mehr erinnert werden will,

Ursula Gawlick

für das Korrekturlesen, bei dem ihr im Gegensatz zu allen anderen der Unterschied zwischen 6707 und 6708Å aufgefallen ist,

Marion Hartmann

auch wenn sie glaubt, es wäre kaum der Rede wert, daß sie in der vorletzten Nacht geholfen hat, Tippfehler zu jagen,

Joachim Krautter

für das zweite Gutachten,

Pavel Kroupa

dafür, daß er meine Ergebnisse mit den Augen eines Theoretikers betrachtet,

Christoph Leinert

für das Thema der Arbeit, die Einarbeitung in die beobachtende Astronomie und die ständige Bereitschaft, mich zu unterstützen,

Mark McCaughrean

für nicht sehr viele, aber überaus wichtige Diskussionen,

Michael R. Meyer

für einige kluge Hinweise,

T. J. Pearson und Karl Glazebrook

für PGPlot bzw. das Perl-Interface dazu. Die meisten Abbildungen dieser Arbeit wurden damit erzeugt.

104

- Monika Petr
für manche Nacht am Teleskop, ungezählte Diskussionen über ihre Arbeit und die zweite Beobachtung des Sterns Nr. 27 in Taurus-Auriga (es war mein Fehler, daß sie nicht die Koordinaten von Nr. 28/29 hatte),
- Der Rasselbande
für das ständige aufmerksame Zuhören und dafür, daß sie gewisse Dinge in Betrieb halten.
- Lilo Schleich
für die Organisation meiner „*World Tour '96*“,
- Andreas Tusche
für die seelisch-moralische Unterstützung, das Korrekturlesen und die sehr konstruktive Kritik,
- Erich Wälde
für seine Pizzen und vieles mehr, das ich hier nicht aufzählen werde,
- Larry Wall
für *the wall that people have stopped banging their heads against*,
- Norbert Weitzel
dafür, daß er gezeigt hat, daß es möglich ist, die Speckle-Auswerte-Programme in C zu schreiben,
- Rainer Wichmann und Michael Kunkel
dafür, daß sie mir die Daten „ihrer“ Sterne Monate, wenn nicht Jahre, vor der Veröffentlichung zur Verfügung gestellt haben, die Sucherkarten und die schnellen und ausführlichen Antworten bei Rückfragen,
- Jens Woitas
für die Kalibration der Beobertungskampagne von April/Mai 1994, die in allerletzter Sekunde doch noch fertig wurde,
- Hans Zinnecker
für die ständige Ermunterung und Unterstützung,
dem MAGIC-Team, insbesondere Christoph Birk, Peter Bizenberger und Tom Herbst,
für die Unterstützung beim Beobachten mit ihrer Kamera, für die sie 24 Stunden am Tag und sieben Tage die Woche zur Verfügung standen,
den Teams von IRAC2b und dem 2.2 m-Teleskop, insbesondere Chris Lidman und Luis Ramirez, die mich bei den Beobachtungen mit IRAC2b unterstützt haben,
dem Team von SHARP, vor allem Andreas Eckart und Nancy Ageorges,
ohne die die Beobachtungen auf La Silla nicht möglich gewesen wären,
und dem Personal des MPIA, des Calar Alto und der ESO in Chile
dafür, daß sie die Teleskope und das Drumherum am Laufen halten.