

INAUGURAL – DISSERTATION

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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Alexander A. Schegerer,
geboren in Kaufbeuren

Tag der mündlichen Prüfung: 17. Oktober 2007

Struktur- und Staumentwicklung in zirkumstellaren Scheiben um T Tauri-Sterne

Analyse und Modellierung
hochauflösender Beobachtungen
in verschiedenen Wellenlängenbereichen

Gutachter: Prof. Dr. Thomas Henning
Prof. Dr. Wolfgang Duschl

*Meinen Eltern,
Maria-Christa und Wolfgang Schegerer,
gewidmet.*

Thema

Im Zentrum dieser Doktorarbeit steht die Untersuchung der inneren Strukturen zirkumstellarer Scheiben um T Tauri-Sterne sowie die Analyse zirkumstellarer Staub- und Eisteilchen und ihres Einflusses auf die Scheibenstruktur.

Unter Zuhilfenahme von theoretisch berechneten Vergleichsspektren gibt der Verlauf der $10\ \mu\text{m}$ -Emissionsbande in den Spektren junger stellarer Objekte Hinweise auf den Entwicklungsgrad von Silikatstaub. Die Silikatbanden von 27 T Tauri-Objekten werden analysiert, um nach potentiell vorliegenden Korrelationen zwischen der Silikatstaubzusammensetzung und den stellaren Eigenschaften zu suchen. Analog erlaubt das Absorptionsband bei $3\ \mu\text{m}$, das dem Wassereis zugeschrieben wird, eine Untersuchung der Entwicklung von Eiskörnern in jungen stellaren Objekten. Erstmals ist es gelungen, kristallines Wassereis im Spektrum eines T Tauri-Objektes nachzuweisen.

Unser wichtigstes Hilfsmittel zur Analyse der Temperatur- und Dichtestrukturen zirkumstellarer Scheiben ist ein Monte-Carlo-Strahlungstransportprogramm. In einem erweiterten Modellansatz wird die Dichtestruktur der Scheibe in Abhängigkeit von deren Temperaturverteilung selbstkonsistent, mit Hilfe der hydrostatischen Gleichgewichtsbeziehung ermittelt. Die korrekte numerische Umsetzung wird in einer Vergleichsstudie verifiziert.

Interferometrische Beobachtungen von 14 T Tauri-Objekten im mittleren und nahen infraroten Wellenlängenbereich liefern Informationen über die räumliche Verteilung von warmem und heißem Staub. Ebenfalls sind Aussagen über die radiale Abhängigkeit des Entwicklungsgrades von Silikatstaub in den zirkumstellaren Scheiben um T Tauri-Sterne möglich. Zur Modellierung interferometrischer Messungen und gleichzeitig der spektralen Energieverteilungen der beobachteten Objekte wird der Ansatz der passiven Scheibe bzw. der aktiven Scheibe mit oder ohne zirkumstellarer Hülle herangezogen. Mit Hilfe der interferometrischen Messungen kann die Anzahl der Modelle, die allein die spektrale Energieverteilung reproduzieren können, verringert werden.

Subject

The key issues of this thesis is the investigation of the inner regions of the circumstellar disks around T Tauri stars as well as the analysis of the properties of circumstellar dust and ice particles and their influence on the disk structure.

Using theoretically calculated spectra for different dust components as reference, the shape of the $10\ \mu\text{m}$ emission feature in the spectra of young stellar objects provides hints for the evolutionary state of silicate dust. The silicate features of 27 T Tauri objects are analysed in order to find possible correlations between the silicate dust composition and stellar properties. Correspondingly, similar informations about the evolutionary status of water ice in circumstellar disks can be derived from the absorption band at $3\ \mu\text{m}$. For the first time crystallised water ice was detected in the spectrum of a T Tauri object.

Our primary tool of the analysis of the density and temperature structure of circumstellar disks is a Monte-Carlo program for radiative transfer simulations. In an extended modeling approach the density structure of the disk is self-consistently determined by the relation of hydrostatical equilibrium. The numerical implementation is tested in a benchmark study.

Interferometric observations of 14 T Tauri objects in the mid- and near-infrared wavelength range provide informations about the spatial distribution of warm and hot dust. Furthermore, it is found that the evolutionary state of silicate dust depends on its radial location in the circumstellar disks of T Tauri stars. For the modeling of all the interferometric measurements and of the spectral energy distributions of the observed objects, simultaneously, the approach of a passive disk and an active disk with or without a circumstellar envelope is used, respectively. By means of the interferometric measurements, the number of models that can reproduce the spectral energy distribution, is strongly reduced.

Inhaltsverzeichnis

I	Einleitung	1
1	The Objects Of Joy	3
1.1	Thematik und Fragestellung	3
1.2	Beobachtungsmethoden	7
II	Die Analyse der Staubeentwicklung in den zirkumstellaren Scheiben um T Tauri-Sterne	11
2	Die Entwicklung von Silikatstaub	13
2.1	Vorgeschichte	13
2.2	Mit TIMMI 2 und LWS beobachtete Objekte	14
2.3	Die Modellfunktion	17
2.3.1	Die Ein-Temperatur-Näherung	18
2.3.2	Emissionsprofile	18
2.4	Fehlerbetrachtung	21
2.5	Ergebnisse der Modellierung der Silikatbande	21
2.6	Vorliegende Korrelationen	26
2.7	Poröser Staub	29
2.8	Zusammenfassung und Diskussion	30
3	Wassereis in T Tauri-Objekten	33
3.1	Die Bedeutung von Wassereis in jungen stellaren Objekten	33
3.2	Beobachtungen mit NAOS-CONICA	34
3.3	Datenreduktion	38
3.4	Beobachtungsergebnisse	41
3.5	Die Modellierung der Wassereisbande	41
3.6	Modellergebnisse	47
3.7	Kristallines Wassereis in den Scheiben um T Tauri-Objekte?	49
III	Die Modellierung der Dichtestrukturen zirkumstellarer Scheiben um T Tauri-Sterne	51
4	Das hydrostatische Gleichgewicht	53
4.1	Die Bedeutung von Strahlungstransportsimulationen	53
4.2	Theoretischer Ansatz	55
4.3	Diskussion	57
4.4	Die numerische Umsetzung in den Strahlungstransportprogrammen MC3D und RADMC	58

4.5	Vergleichsstudie	59
4.6	Ausblick	62
5	Die Beobachtung von RY Tau mit MIDI – eine Fallstudie	65
5.1	Die Bedeutung der Beobachtungen mit MIDI	65
5.2	Beobachtungen und Datenreduktion	66
5.2.1	Beobachtungen mit MIDI	66
5.2.2	Datenreduktion	67
5.2.3	Beobachtungsergebnisse	68
5.3	Handwerkszeug	68
5.3.1	MC3D – Strahlungstransport mit Hilfe des Monte-Carlo-Verfahrens . . .	68
5.3.2	Staubmodell	69
5.4	Modelle der Dichtestruktur	70
5.4.1	Aktive und passive Scheibe	71
5.4.2	Grenzwall am Scheibeninnenrand	74
5.4.3	Aktive Scheibe mit zirkumstellarer Hülle	76
5.5	Die Staubzusammensetzung der Scheibenatmosphäre	78
5.6	Diskussion	81
5.6.1	Die Vorzüge des aktiven Scheibenmodells ohne und mit Hülle	81
5.6.2	Besitzt RY Tau einen stellaren Begleiter?	83
5.6.3	Ein Vergleich mit HAeBe-Objekten	84
5.6.4	Komplexes Wechselspiel der Scheibenparameter und Fehlerbetrachtung .	84
5.7	Zusammenfassung	86
6	Beobachtungen von T Tauri-Objekten mit MIDI	87
6.1	Der Sonderfall RY Tau	87
6.2	Objekte, Beobachtung und Datenreduktion	88
6.3	Modellansatz und Vorgehensweise	88
6.4	Modellergebnisse	91
6.4.1	T Tau	91
6.4.2	DR Tau	97
6.4.3	GW Ori	99
6.4.4	HD 72106 B	100
6.4.5	RU Lup	102
6.4.6	AS 205	103
6.4.7	HBC 639	105
6.4.8	S CrA	106
6.5	Staubentwicklung in allen T Tauri-Objekten?	108
6.6	Zusammenfassung	110
7	Die innersten Strukturen zirkumstellarer Scheiben	115
7.1	Entwicklung am Scheibeninnenrand	115
7.2	Beobachtungen mit dem Interferometer AMBER	116
7.3	Reduktion von AMBER-Daten	117
7.4	Meßergebnis und Modellierung	118
7.5	Beobachtungen mit dem Interferometer IOTA	121
7.6	Reduktion von IOTA-Daten	122
7.7	Meßergebnisse	123
7.8	Beobachtung von HD 142666 mit MIDI	124
7.9	Die Modellierung des jungen stellaren Objektes HD 142666	124
7.10	Zusammenfassung	127

IV	Rückblick und Ausblick	129
8	Zusammenfassung	131
9	Bisherige Grenzen und zukünftige Beobachtungstechniken	135
9.1	MATISSE	137
9.2	ALMA	137
	Literaturverzeichnis	139
A	Verwendete Akronyme	159
B	Konstanten und astrophysikalische Größen	161
C	Konversionsfaktoren für Helligkeitseinheiten	163
D	Sternspektrum	165
E	Der Vielteilchenansatz	167
F	Das Modell der aktiven Scheibe	169
G	Vorangegangene Messungen	173
G.1	RY Tau	173
G.2	T Tau	174
G.3	DR Tau	174
G.4	GW Ori	175
G.5	HD 72106 B	178
G.6	RU Lup	179
G.7	HD 142666	179
G.8	HD 143006	180
G.9	AS 205	181
G.10	HBC 639	182
G.11	S CrA	184
	Danksagung	187

Teil I

Einleitung



The Objects Of Joy

1.1 Thematik und Fragestellung

T Tauri-Sterne wurden von Joy (1945) als veränderliche Sterne mit einem Spektraltyp von F5 bis G5 definiert, die im visuellen Wellenlängenbereich ihrer spektralen Energieverteilung zahlreiche, ausgeprägte Emissionslinien, insbesondere die Balmer Wasserstofflinien (z.B. $H\alpha$ bei $\lambda = 6563 \text{ \AA}$), die metallischen CaII H- und K-Linien ($\lambda = 3969 \text{ \AA}$ und $\lambda = 3934 \text{ \AA}$) sowie Linien verbotener Übergänge (z.B. FeI bei $\lambda = 4063 \text{ \AA}$ und $\lambda = 4132 \text{ \AA}$), aufweisen. Nachdem T Tauri-Sterne oft in der Nähe von „OB-Assoziationen“^a und/oder dichten und kühlen, interstellaren Wolken zu finden sind, nahm man an, es müßte sich bei diesen um junge Sterne handeln, die sich bislang noch nicht zu einem Hauptreihenstern entwickelt haben (Ambartsumian 1947). Tatsächlich hat ihre Einordnung in das Hertzsprung-Russell-Diagramm und ein folgender Vergleich mit theoretisch berechneten, stellaren Entwicklungskurven ihr junges Alter bestätigt (z.B. D’Antona & Mazzitelli 1994). Auch die Präsenz einer ausgeprägten Lithium-Absorptionslinie ($\lambda = 6708 \text{ \AA}$), die in den Spektren von Hauptreihensternen kaum noch auftritt, ist ein weiteres Indiz für ihr geringes Alter. Während der nuklearen Brennphase wird Lithium im Sterninneren durch Protoneneinfang meist noch vor dem Erreichen des Hauptreihenastes des Hertzsprung-Russell-Diagramms aufgebraucht (Bodenheimer 1965). T Tauri-Sterne sind demnach junge stellare Objekte mit einem Alter von wenigen 10.000 bis ca. 10 Millionen Jahren. Ein weiteres charakteristisches Kennzeichen von T Tauri-Sternen sind die in verschiedenen Wellenlängenbereichen vorkommenden, periodischen oder aperiodischen, kurz- oder langfristigen, photometrischen und spektroskopischen Schwankungen unterschiedlicher Amplitude. Die Ursachen solcher Schwankungen können sehr unterschiedlicher Natur sein (z.B. Gahm 1988).

Im Vergleich zu Hauptreihensternen des gleichen Spektraltyps ist ihr Strahlungsfluß im gesamten Wellenlängenbereich des elektromagnetischen Spektrums deutlich erhöht, was eine weitere typische Eigenschaft von T Tauri-Sternen ist. Dieser zusätzliche Strahlungsfluß ist dafür verantwortlich, daß die für ihre Spektralklasse typischen Absorptionslinien deutlich geschwächt vorliegen oder sogar gänzlich fehlen. Dieser Effekt wird als „Veiling“^b bezeichnet. Während man davon ausgeht, daß der erhöhte Strahlungsfluß im kurzwelligen Spektralbereich ($\lambda < 1 \mu\text{m}$) durch die auf die Sternoberfläche akkretierende zirkumstellare Materie verursacht wird (z.B. Hartmann 2000), hat die Strahlung im Infrarot- und Millimeterbereich ihren Ursprung in zir-

^aOB-Assoziationen sind Ansammlungen kurzlebiger Sterne der Spektralklasse O und B.

^bengl.: Verschleierung

kumstellarem Staubmaterial, das vom Stern geheizt wird.

Die Beobachtungen von T Tauri-Sternen mit Hilfe interferometrischer Meßtechniken (z.B. Sargent & Beckwith 1987) und insbesondere mit Hilfe des HST (Hubble Space Telescope; z.B. Burrows et al. 1996; Padgett et al. 1999) konnten letztendlich bestätigen, was schon längst durch theoretische Modelle der Objektentwicklung bzw. empirische Meßmethoden vermutet worden war (Tscharnuter 1987; Yorke et al. 1993; Adams et al. 1987). Aus einem Fragment der ursprünglichen Molekülwolke bildet sich um den Stern eine rotierende Scheibe aus Gas und Staub.

Während in den frühen Phasen der Entwicklung eines T Tauri-Objektes immer noch reichlich Staub außerhalb der zirkumstellaren Scheibe, nämlich in der umliegenden, mehr diffusen Hülle, vorliegt, setzt sich bei der weiteren Entwicklung auch dieses Material sukzessiv auf der Scheibe ab. Entsprechend teilt man junge stellare Objekte, einschließlich T Tauri-Objekte, in verschiedene Entwicklungsklassen ein, die mit Hilfe des Spektralindex α ($\lambda\mathcal{F}_\lambda \propto \lambda^\alpha$) voneinander unterschieden werden. Die Größe α wird als Mittelwert im Wellenlängenintervall $[2\ \mu\text{m}; 100\ \mu\text{m}]$ der spektralen Energieverteilung $\lambda\mathcal{F}_\lambda$ bestimmt. Die Entwicklungssequenz lautet (Lada 1987; Adams et al. 1987, André et al. 1993):

- Klasse-0-Objekt: tief eingebetteter Protostern ($\alpha \gg 0$; stark erhöhter Strahlungsfluß im Infrarot- und Millimeterbereich, kein Sternspektrum);
- Klasse-I-Objekt: zirkumstellare, optisch dicke Scheibe mit massereicher Hülle ($\alpha \geq 0$);
- Klasse-II-Objekt: zirkumstellare, optisch dicke Scheibe ohne Hülle ($-4/3 < \alpha < 0$);
- Klasse-III-Objekt: sich auflösende, optisch dünne Scheibe/Planetensystem ($\alpha \leq -3$; spektrale Energieverteilung wird vom Sternspektrum dominiert).

In den Klasse-0- bis Klasse-II-Objekten stellt die gasförmige Materie den größten Massenanteil in der zirkumstellaren Scheibe, während die feste Materie, wie Staub, Gestein und Eis nur ca. 1% der Scheibenmasse in sich vereinigt (z.B. Hildebrand 1983). T Tauri-Sterne gehören zu den masseärmeren jungen stellaren Objekten und besitzen eine Masse zwischen 0,02 und maximal 2 bis 3 Sonnenmassen (M_\odot). An die obere Massengrenze schließt sich die Gruppe der Herbig-Ae/Be-Objekte (HAeBe) an. HAeBe-Objekte sind junge stellare Objekte des Spektraltyps A oder B (Herbig 1960) und im Vergleich zu den T Tauri-Sternen leuchtkräftiger. Man nimmt an, daß sich HAeBe-Objekte wie T Tauri-Objekte entwickeln, eine Vermutung, die u.a. in dieser Arbeit geprüft wird.

Zirkumstellare Scheiben um T Tauri-Sterne sind Vorläufer von Planetensystemen, ähnlich dem Sonnensystem (Lissauer 1993; Nagasawa et al. 2005). Zwei konkurrierende Modelle der Planetenentstehung werden unterschieden: Einerseits geht man davon aus, daß Planeten über wenige Millionen Jahre durch die Koagulation kleinster, mikrometergroßer Staubteilchen und nachfolgender Gasanlagerung entstehen, was als „Core Accretion-Gas Capture“-Theorie bekannt ist. Andererseits gibt es die Vorstellung, daß Planeten durch die Auswirkungen gravitativer Instabilitäten, die in einer zirkumstellaren Scheibe auftreten können, entstehen (Boss 2000).

Die Analyse zirkumstellaren Staubmaterials, insbesondere von Silikatstaub und Wassereis, und dessen Entwicklung in den zirkumstellaren Scheiben um T Tauri-Sterne ist das zentrale Thema im ersten Teil dieser Arbeit. Getragen sind die einzelnen Abschnitte von Schlüsselfragen, die im folgenden formuliert werden sollen.

Wie entwickelt sich Silikatstaub in den zirkumstellaren Scheiben um T Tauri-Sterne, und ist der Entwicklungsstand von den Eigenschaften des zentralen Sterns abhängig? Was sind die zeitlichen Abläufe solcher Entwicklungsprozesse? Lassen sich gegenüber der Entwicklung von Silikatstaub in den zirkumstellaren Scheiben um HAeBe-Sterne Unterschiede aufzeigen?

Die Verbindungen des Siliziums stellen die in Staub und später in Gesteinsplaneten am häufigsten auftretenden Verbindungen dar. Unter Staubentwicklung versteht man einerseits das Wachstum von Staubteilchen, andererseits gehören dazu auch Modifikationen der Festkörperstruktur. In seiner ursprünglichen Form, wie es im interstellaren Raum zu finden ist, besteht der Staub aus Teilchen, die einzeln eine Größe von kaum $0,1 \mu\text{m}$ aufweisen. Dies haben Untersuchungen des Extinktionsverhaltens des interstellaren Mediums gezeigt (Mathis et al. 1977; Indebetouw et al. 2005). Auch bestehen die einzelnen Silikatstaubkörner anfangs noch aus einer ungeordneten Akkumulation noch kleinerer Silikatteilchen. Das Silikat ist dadurch sehr spröde und leicht zerbrechlich, eine festigende Kristallstruktur liegt noch nicht vor (Kemper et al. 2004). Obwohl Staubwachstum schon in kollabierenden Fragmenten der Molekülwolken einsetzt (Ossenkopf 1993; Suttner et al. 1999), haben Beobachtungen von Klasse-I-Objekten gezeigt, daß sich Staub erst in den zirkumstellaren Scheiben effektiv zu entwickeln beginnt. Nur zirkumstellare Scheiben weisen eine zur Staubkoagulation ausreichend hohe Teilchendichte auf (z.B. Weidenschilling & Cuzzi 1993; Blum & Wurm 2000). Auch die Entstehung zirkulierender Wirbel, die Teilchen auch längerfristig gefangen halten können (Klahr & Henning 1997; Johansen & Klahr 2005), fördern Staubwachstum.

Mit Hilfe einer Analyse von Spektren im mittleren Infraroten (MIR) soll der Entwicklungsstand von Silikatstaub in 27 T Tauri-Sternen untersucht werden (Kap. 2). Dabei soll überprüft werden, ob die Staubentwicklung von den Eigenschaften des zentralen Sterns abhängt und ob sich Parallelen zur Staubentwicklung in den massereicheren HAeBe-Objekten ziehen lassen.

Läßt sich in den zirkumstellaren Scheiben um T Tauri-Sterne Wassereis finden, und in welchen Regionen liegt es in den Scheiben vor? Unterliegt das Wassereis in T Tauri-Sternen auch den Entwicklungsprozessen, wie sie bzgl. des Silikatstaubs gefunden wurden? Warum konnten etwa $1 \mu\text{m}$ -große Eisteilchen bisher noch nicht entdeckt werden? Findet ein Teilchentransport zu zentraleren und/oder zu oberflächennahen Scheibenregionen statt? Woraus wurde das reiche Wassereisvorkommen auf der Erde gespeist?

Obwohl Wassereis das am häufigsten anzutreffende Eismolekül in zirkumstellarer Materie ist (Ehrenfreund et al. 1996), sind die Hinweise, die für die Existenz von Wassereis in entwickelten jungen stellaren Objekten sprechen, rar. Dies liegt insbesondere daran, daß Wassereis nur in den kalten, für hoch energetische Strahlung – u.a. hartes, ultraviolettes Licht (UV-Licht) oder kosmische Strahlung – undurchdringlichen Scheibenregionen existieren kann. In diesem Zusammenhang hat Cohen (1975) die Hypothese aufgestellt, daß Wassereis nur in den frühen Entwicklungsphasen junger stellarer Objekte zu finden sei. Tatsächlich hat man Spuren von Wassereis bisher nur in sehr jungen stellaren Objekten entdeckt, deren Sterne noch tief eingebettet sind (z.B. Brooke et al. 1999; Dartois & d’Hendecourt 2001). Dieses Ergebnis steht aber im Widerspruch zu den Ergebnissen spektroskopischer Untersuchungen von Kometen, in denen größere Vorkommen an kristallinem Wassereis entdeckt wurden (Tokunaga 1987). Wie Planeten sind Kometen Überbleibsel einer zirkumstellaren Scheibe.

Obwohl man in den zirkumstellaren Hüllen einiger Klasse-0-Objekte schon geringe Spuren von entwickeltem Wassereis, d.h. Eiskörner mit einem Radius von über $\sim 0,5 \mu\text{m}$, gefunden haben will (z.B. Thi et al. 2001), bleibt bisher noch der eindeutige Nachweis aus, der für die Existenz von Eiskörnern mit noch größeren Radien ($> 1 \mu\text{m}$) spricht. Bei Silikatstaub hat man indes schon zentimetergroße Körner in jungen stellaren Objekten gefunden (z.B. Natta et al. 1997). Kristallines Wassereis konnte bisher nur in den Spektren älterer, sehr leuchtkräftiger Sterne, die dem asymptotischen Riesenast im Hertzsprung-Russell-Diagramm angehören, und vereinzelt auch in

sehr leuchtkräftigen, massereichen jungen stellaren Objekten (z.B. Smith et al. 1989; Dartois et al. 2002), nicht jedoch in den massearmen T Tauri-Objekten nachgewiesen werden, die mit dem Vorläufer unseres Sonnensystems die größte Übereinstimmung besitzen.

Mit Hilfe spektroskopischer Untersuchungen im NIR-Wellenlängenbereich (Nahes InfraRot) wird in den zirkumstellaren Scheiben von T Tauri-Sternen nach Wassereis und entwickelteren Zuständen dieser Substanz gesucht (Kap. 3).

Der zweite Teil dieser Arbeit behandelt vertieft die Dichte- und Temperaturstruktur zirkumstellarer Scheiben. Dazu wird ein Simulationsprogramm zur selbstkonsistenten Behandlung des Kontinuumsstrahlungstransports verwendet. Selbstkonsistenz bedeutet, daß die Staubtemperatur und damit die Intensität der Staubstrahlung direkt aus der stellaren Heizung oder anderen Heizprozessen (Reemission/Absorption, viskose Heizung) resultiert. Die Staubzusammensetzung zirkumstellarer Scheiben bleibt auch in diesem Teil der Arbeit ein wichtiger Gegenstand der Analyse. Die Schlüsselfragen lauten in diesem Zusammenhang:

Wie kann man die Dichtestruktur zirkumstellarer Scheiben beschreiben? Von welchen physikalischen Gesetzmäßigkeiten geht man aus, und lassen sich diese auch in den Modellansätzen für zirkumstellare Scheiben einsetzen? Wo liegen die Grenzen bei der Anwendung einfacher physikalischer Gesetzmäßigkeiten zur Aufstellung der Scheibenstruktur?

Abgesehen von hydrodynamischen Studien geht man bei der Modellierung zirkumstellarer Scheiben i.d.R. von einem parametrisierten Ansatz für die Dichteverteilung aus (z.B. Shakura & Sunyaev 1973; Ulrich 1976). Zwar konnte man mit Hilfe solcher Modellansätze zahlreiche astronomische Messungen reproduzieren, doch fehlt ihnen zumeist die physikalische Rechtfertigung, die nur grundlegendere Gesetzmäßigkeiten liefern können. In unserem Strahlungstransportprogramm verfolgen wir einen anderen Ansatz und nutzen das Prinzip des hydrostatischen Gleichgewichts dafür aus, die Dichtestruktur der zirkumstellaren Scheibe zu berechnen (Kap. 4). Die numerische Umsetzung dieses neuen Ansatzes wird mit Hilfe von Testrechnungen verifiziert und es werden Vergleiche zum parametrisierten Ansatz gezogen.

Können interferometrische Messungen junger stellarer Objekte und deren spektrale Energieverteilung durch ein und dasselbe Modell reproduziert werden? Reicht das Modell einer ausschließlich vom Stern geheizten, zirkumstellaren Scheibe aus? Welche potentiellen Erweiterungen kommen in den Modellen in Betracht? Welche Bedeutung besitzen Akkretionsprozesse und müssen sie in den Modellrechnungen berücksichtigt werden? Kann man zwischen den verschiedenen Modellansätzen unterscheiden? Sind mehrere, verschiedene Modelle möglich, die jeweils für sich die gemessenen Daten reproduzieren können? Werden die Objekteigenschaften, die auf großer räumlicher Skala gewonnen wurden, durch die interferometrischen Messungen und der nachfolgenden Modellierung bestätigt? Beeinflußt die Staubzusammensetzung die Struktur der Scheibe? Ist die Zusammensetzung des zirkumstellaren Materials von dessen Scheibenposition abhängig oder ist der Teilchentransport in den Scheiben effektiv genug, um lokale Unterschiede der Staubzusammensetzung auszugleichen?

Mit Hilfe einer Modellierung der spektralen Energieverteilung gewinnt man Informationen über die Temperaturverteilung des zirkumstellaren Staubes (z.B. Bouwman et al. 2000). Mittels solcher Informationen kann jedoch kein eindeutiges Modell der zirkumstellaren Scheibe rekonstruiert werden (Men'shchikov & Henning 1994; Thamm et al. 1994). Nur aus zusätzlichen Messungen, mit denen Informationen über die räumliche Scheibenstruktur gewonnen werden, ist man in der Lage, ein eindeutiges Modell der Temperatur- und Dichteverteilung zirkumstellarer Scheiben aufzustellen. Gemeinsam mit einer Analyse der lokalen Staubzusammensetzung ist ein solches Scheibenmodell Voraussetzung dafür, die Entstehung von Planeten in weiterführenden theoretischen Studien verstehen zu lernen.

Die spektralen Energieverteilungen und die mittels MIDI (Mid-Infrared Interferometric instrument) gewonnenen Beobachtungsergebnisse, die die räumliche Helligkeitsverteilung zahlreicher T Tauri-Objekte wiedergeben, werden modelliert (Kap. 5, 6). Verschiedene Modellansätze und mögliche Erweiterungen werden in diesem Zusammenhang vorgestellt. Das Standardmodell ist eine vom Stern geheizte Scheibe^c, in der Akkretionsprozesse und/oder Hüllenstrukturen zusätzlich implementiert werden. Insbesondere werden auch Scheibenmodelle entwickelt, in denen die Staubzusammensetzung vom Scheibenort abhängt.

Folgende Schlüsselfragen stehen im Zentrum des abschließenden Kapitels dieser Arbeit:

Können räumlich hochauflösende Messungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen durch ein einziges Modell wiedergegeben werden? Was sind die zeitlichen Abläufe, die bei der Entwicklung zirkumstellarer Scheiben eine Rolle spielen?

Ab einem Alter von wenigen Millionen Jahren nimmt die Infrarotstrahlung junger stellarer Objekte stetig ab. Diese Abnahme setzt bei kürzeren Wellenlängen ein und konnte u.a. durch das Wachstum kleinerer Staubkörner zu größeren Teilchen (z.B. Haisch et al. 2001; Carpenter et al. 2005) und damit durch eine Abnahme der Extinktion erklärt werden (z.B. Dartois 2005). Überbleibsel kleinerer Staub- und Gasteilchen werden durch Winde weggeblasen bzw. verlassen aufgrund von Photoverdampfung das Gravitationsfeld von Stern und Scheibe (Takeuchi & Lin 2003; Hollenbach 1994). Diese Prozesse gehen schließlich mit einer Auflösung innerer Scheibenbereiche, d.h. einer Verschiebung des Scheibeninnenradius zu größeren Werten, einher (z.B. Weinberger et al. 1999; s. Kap. 7.1). Ungeklärt ist in diesem Zusammenhang die Diskrepanz zwischen der Lebensdauer einer zirkumstellaren, optisch dicken Scheibe (~ 6 Millionen Jahre) und der Dauer, in der kleinste Staubpartikel zu mm-großen Staubteilchen wachsen können ($\lesssim 1$ Millionen Jahre; Dullemond & Dominik 2005), denn mit dem Staubwachstum müßte in entsprechend kurzer Zeit eine Abnahme der optischen Tiefe der zirkumstellaren Scheibe einhergehen. Letzteres steht aber zu den Beobachtungen im Widerspruch.

Es werden die interferometrischen Daten, die mit AMBER (Astronomical Multi-BEam combineR; Kap. 7.2ff.) und IOTA (Infrared Optical Telescope Array; Kap. 7.5ff.) gewonnen werden, modelliert. Diese Interferometer, die NIR-Strahlung detektieren, vermögen die inneren Randbereiche zirkumstellarer Scheiben (1 AE) von T Tauri-Systemen der nächstgelegenen Sternentstehungsregionen aufzulösen. Dabei soll versucht werden, interferometrische Daten aus verschiedenen Wellenlängenbereichen gleichzeitig durch ein und dasselbe Modell zu reproduzieren.

1.2 Beobachtungsmethoden

Auch mit Hilfe von Teleskopen mit den weltweit größten zur Verfügung stehenden Spiegeldurchmessern können die inneren Regionen (~ 1 AE und kleiner) zirkumstellarer Scheiben benachbarter Sternentstehungsregionen nicht mehr aufgelöst werden. Für Teleskope mit kreisförmiger Spiegelöffnung liegt das theoretische Auflösungsvermögen mit dem Spiegeldurchmesser D bei

$$R_{\text{Tel}} = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (1.1)$$

Für einen Spiegeldurchmesser von 8,2 m, der dem Durchmesser eines Spiegels am VLT (Very Large Telescope) entspricht, erzielt man eine räumliche Auflösung von ca. $0,3''$ bei $\lambda = 10 \mu\text{m}$, was bei einer Entfernung von 140 pc einem projizierten Abstand von 42 AE gleichkommt (Abstand Sonne – Pluto).^d Die innersten Scheibenregionen in der Größenordnung einer Astronomischen Einheit (AE) und kleiner können demnach nicht mehr räumlich aufgelöst werden. Diese inneren Scheibenregionen sind von einer rasant ablaufenden Staub- und Strukturentwicklung geprägt

^cauch bekannt unter der Bezeichnung „Modell der passiven Scheibe“

^dDer störende Einfluß der Erdatmosphäre bleibt bei dieser Abschätzung unberücksichtigt.

(< 1 Million Jahre) und stellen das Umfeld dar, in denen sich Planeten zuerst und bevorzugt bilden (s. unten). Anstatt den Spiegeldurchmesser D weiter zu vergrößern, um noch höhere räumliche Auflösungen zu erzielen, können alternativ auch interferometrische Methoden zum Einsatz kommen, bei denen die Strahlengänge zweier oder mehrerer Teleskope kohärent kombiniert werden (s. z.B. den Übersichtsartikel Leinert 1992). Für ein solches interferometrisches System berechnet sich die Auflösung zu:

$$R_{\text{int}} = \frac{\lambda}{2B}. \quad (1.2)$$

Hier ist $B = |\vec{B}| = |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$ der projizierte Abstand zweier Teleskope am Ort \vec{x}_1 bzw. \vec{x}_2 , wie er von der Position des beobachteten Objektes aus gemessen werden würde. Die Größe \vec{B} ist der Abstandsvektor der beiden Teleskope.^e Für eine effektive Basislinie von $B = 100$ m und $\lambda = 10 \mu\text{m}$ erzielt man eine räumliche Auflösung von $R_{\text{int}} \approx 10$ Millibogensekunden, was bei einer Entfernung von $d = 140$ pc einem (projizierten) Abstand von 1,5 AE entspricht. Diese einfache Abschätzung zeigt eindrucksvoll das Potential interferometrischer Meßmethoden.

Das interferometrische Signal kommt i.d.R. durch die komplexe Größe V , der sog. Visibilität, zum Ausdruck. In diese Größe gehen die an den Himmel projizierte Helligkeitsverteilung der Quelle $I(\alpha, \beta)$ sowie das Transmissionsvermögen des Interferometers $T(\alpha, \beta)$ ein. Die Größen α und β stellen zwei linear unabhängige Winkelkoordinaten dar. Die bei Teleskop 1 bzw. Teleskop 2 eintreffenden elektromagnetischen Felder Φ_1 und Φ_2 besitzen mit der Wellenzahl \vec{k} und der Kreisfrequenz ω i.allg. die Form (z.B. Jackson 1983):^f

$$\Phi_1 \propto e^{i\vec{k}\vec{x}_1} e^{-i\omega t}$$

bzw.

$$\Phi_2 \propto e^{i\vec{k}\vec{x}_2} e^{-i\omega t} = e^{-i\vec{k}\vec{B}} e^{i\vec{k}\vec{x}_1} e^{-i\omega t}.$$

Bevor die beiden Strahlen zu Φ_{ges} überlagert werden, müssen sie im Interferometer noch die Entfernungen \vec{d}_1 bzw. \vec{d}_2 zurücklegen:

$$\Phi_{\text{ges}} = \Phi_1 \cdot e^{i\vec{k}\vec{d}_1} + \Phi_2 \cdot e^{i\vec{k}\vec{d}_2}.$$

Die über die Zeit gemittelte und über den Raumwinkel $d\Omega = d\alpha d\beta$ integrierte Leistung P ist dann

$$P = \int \Phi_{\text{ges}}^* \Phi_{\text{ges}} d\Omega = P_0 + \text{Re} \left\{ \int T(\alpha, \beta) I(\alpha, \beta) e^{-i\vec{k}\vec{B}} d\Omega \right\}. \quad (1.3)$$

Per definitionem ist die gemessene Visibilität in diesem Zusammenhang der Betrag von

$$V(\vec{B}, \vec{k}) = \frac{1}{P_0} \int T(\alpha, \beta) I(\alpha, \beta) e^{-i\vec{k}\vec{B}} d\Omega \quad (1.4)$$

mit dem Gesamtfluß P_0 :

$$P_0 = \int T(\alpha, \beta) I(\alpha, \beta) d\Omega. \quad (1.5)$$

Das Integral in der Definition 1.4 wird korrelierter Fluß genannt. Laut dieser Definition nimmt die Visibilität einen Wert aus der Menge $[0; 1]$ ein. Ist das beobachtete Objekt unaufgelöst, so

^e B wird auch (effektive) Basislinie genannt.

^fDie folgenden Gleichungen werden für einen Interferometer mit zwei Teleskopen aufgestellt. Die Verallgemeinerung ergibt sich, wenn für alle Permutationen von Teleskoppaaren entsprechend verfahren wird.

ist $|V| = 1$. Je stärker das Objekt mit Hilfe des Interferometers räumlich aufgelöst werden kann, umso mehr konvergiert $|V|$ gegen 0. Nach dem Theorem von „van Cittert-Zernicke“ (z.B. Born & Wolf 1999) kann aus der Umkehrung von Relation 1.4 das Bild der Quelle $I(\alpha, \beta)$ rekonstruiert werden, d.h.:

$$I(\alpha, \beta) = P_0 \int V(\vec{B}, \vec{k}) e^{+i\vec{k}\vec{B}} d\vec{B}. \quad (1.6)$$

Konventionell wird das Bild eines Objektes als ein geordnetes Ensemble von Punktquellen unterschiedlicher Helligkeit verstanden. Nach Gl. 1.6 kann man das Bild nun auch als eine konstruktive Überlagerung von Lichtwellen (unterschiedlicher Wellenlänge) erklären.

Während NIR-Strahlung hauptsächlich am inneren Randbereich ($\sim 0,1$ AE) einer zirkumstellaren Scheibe emittiert wird, wo Temperaturen von weit über 1000 K herrschen, liegt der Ursprung von MIR-Strahlung (Mittleres InfraRot) weiter außerhalb, im Bereich weniger AE, wo Temperaturen von mehreren 100 K vorliegen. Die Beobachtungen, die in dieser Arbeit ausgewertet werden, wurden von Instrumenten durchgeführt, die die Wärmestrahlung junger stellarer Objekte detektieren können. Zu nennen sind die Instrumente TIMMI 2 (Thermal Infrared Multimode Instrument 2), NAOS-CONICA (Nasmyth Adaptive OpticS – COudé Near Infrared CamerA) sowie die Interferometer MIDI, AMBER und IOTA.

Teil II

Die Analyse der Staubentwicklung in den zirkumstellaren Scheiben um T Tauri-Sterne

2

Die Entwicklung von Silikatstaub

2.1 Vorgeschichte

Abgesehen von Wasserstoff und anderen Gasen befinden sich im interstellaren Raum auch reichliche Mengen an fester Materie. Ein Indiz, das für die Präsenz interstellaren Staubes spricht, ist die interstellare Extinktion und Rötung von Sternlicht, die umso stärker auftritt, je größer die Staubmenge auf dem von Licht zurückgelegten Weg ist. Ebenso resultiert die gefundene Polarisierung von Licht aus einer Lichtstreuung an interstellaren Staubteilchen, die eine nach einer Modellvorstellung nadel- oder plattenförmige Gestalt besitzen und entlang von Magnetfeldlinien ausgerichtet sind. Staubteilchen absorbieren Licht, werden geheizt und reemittieren daraufhin zumeist Infrarot- und Millimeterstrahlung. Dies ist der Grund, warum Lichtquellen, die tief in Gas- und Staubwolken eingebettet sind, wie einzelne Galaxienkerne oder junge Sterne, bis zu 100 % der abgestrahlten Energie im Infrarotbereich des elektromagnetischen Spektrums emittieren können (als Überblick, s. Dorschner 2003; Koerner 2000).

Den Translations- und Vibrationsanregungen interstellarer Staubteilchen werden eine Reihe unterschiedlicher Spektrallinien und -bänder zugeschrieben (z.B. Molster & Waters 2003; Tabelle 1 in Voshchinnikov 2002). Für eine markante und bei ca. $10\ \mu\text{m}$ häufig auftretende Bande ist ein Vibrationsmodus der SiO-Bindung verantwortlich, wie sie in Silikatverbindungen vorliegt (z.B. Dorschner et al. 1988). Erste Versuche, die spektrale Energieverteilung $\lambda\mathcal{F}_\lambda$ bei einer Wellenlänge um $\lambda \approx 10\ \mu\text{m}$ anhand einer linearen Modellfunktion zu beschreiben, gehen zurück auf Jäger et al. (1994) und Hanner et al. (1995). Solche Modellfunktionen besitzen mit den unabhängigen Funktionsparametern C_0 und C_1 sowie m und n i.allg. die folgende Form: $\lambda\mathcal{F}_\lambda \propto C_0\lambda^n + C_1\varepsilon(\lambda)\lambda^m$. Der erste Summand dieser Funktion gibt den Kontinuumsuntergrund der spektralen Energieverteilung wieder, während der zweite Summand die Emissionsbande des Silikats repräsentiert, deren Ursprung in der optisch dünnen Scheibenatmosphäre zu finden ist. Die Größe $\varepsilon(\lambda)$ war ursprünglich die Silikatbande, die im N-Band^a des Spektrums des Objektes θ Ori D (Elias 1978a) gefunden wurde. Anstatt die normierte Emissionsbande einer willkürlich ausgewählten Quelle heranzuziehen, hatten Bouwman et al. (2001) eine Modellfunktion entwickelt, in die die theoretisch berechneten Emissionsprofile unterschiedlicher Silikatkomponenten eingingen: $0,1\ \mu\text{m}$ - und $2,0\ \mu\text{m}$ -große Olivinstaubkörner (MgFeSiO_4) sowie $0,1\ \mu\text{m}$ -große Forsterit- (Mg_2SiO_4), Enstatit- (MgSiO_3) und Quarzstaubkörner (SiO_2). Die Motivation zu solch einem Ansatz resultierte aus vorangegangenen Labormessungen optischer Konstanten

^aDas N-Band überdeckt den Wellenlängenbereich von $8\ \mu\text{m}$ bis $13\ \mu\text{m}$.

verschiedener Silikatverbindungen (Dorschner et al. 1995). Das resultierende Gesamtprofil setzt sich demnach aus einer linearen Superposition von Linienprofilen, den sog. Opazitäten^b $\kappa_{\text{abs};i}(\lambda)$ zusammen. Der Index i bezeichnet die Silikatverbindung.

Die zu größeren Wellenlängen hin beobachtete Verschiebung des Maximums sowie die Abflachung der Silikatbande in den Spektren einiger junger stellarer Objekte wurden von Bouwman et al. (2001) einer Vergrößerung der durchschnittlichen Korngröße des Silikatstaubs zugeschrieben. Der Nachweis von Staubkornwachstum wurde schließlich in der gleichen Studie erbracht, in der die N-Band-Spektren von interstellarer Materie und des Kometen Hale-Bopp verglichen wurden: Die interstellare Materie ist das Ausgangsmaterial, aus dem sich zirkumstellare Scheiben entwickeln und in dem sich noch keine größere Staubkörner ($> 1 \mu\text{m}$) gebildet haben. Das Maximum der Silikatbande liegt hier bei $9,8 \mu\text{m}$. Die Silikatbande des Kometen weist hingegen ein Maximum bei $11,3 \mu\text{m}$ auf und ist deutlich abgeflacht.

In den meisten Studien konzentrierte man sich bisher auf die Analyse der Silikatbande leuchtkräftiger HAeBe-Objekte, ohne die leuchtschwächeren T Tauri-Systeme miteinzubeziehen. Abgesehen von zahlreichen Übereinstimmungen beider Objekttypen, wie der Geometrie oder der Struktur der zirkumstellaren Scheiben, geht man davon aus, daß einzelne Abschnitte der Staubentwicklung in HAeBe-Objekten beschleunigt oder erst ermöglicht werden. Letzteres läßt sich auf die größere Energiemenge zurückführen, die den Scheiben von HAeBe-Objekten zugeführt wird. Nur wenige Autoren haben bisher die $10 \mu\text{m}$ -Bande in den Spektren von T Tauri-Objekten untersucht. Natta et al. (2000) analysierten die schwach aufgelösten Spektren von neun T Tauri-Sternen aus der Chamäleon-Sternentstehungsregion. Honda et al. (2003) fanden größere Mengen an kristallinem Silikat wie Forsterit, Enstatit und Quartz in der Hauptkomponente des Doppelsterns Hen 3-600. Przygodda et al. (2003) und Kessler-Silacci et al. (2005) studierten die Spektren im N-Band von 16 T Tauri- bzw. 5 HAeBe-Objekten. In diesen Studien konnte eine lineare Korrelation zwischen dem Maximum und der Form der Silikatbande gefunden werden, für die das Staubkornwachstum verantwortlich gemacht wird. Eine analoge Korrelation konnte auch in Spektren von HAeBe-Objekten gefunden werden (van Boekel et al. 2003).

2.2 Mit TIMMI 2 und LWS beobachtete Objekte

In dieser Studie werden die $10 \mu\text{m}$ -Spektren von 27 T Tauri und 5 HAeBe-Objekten untersucht, die in Tabelle 2.1 aufgelistet sind. Die Objekte wurden im N-Band mit TIMMI 2 (Reimann et al. 1998, 2000) am ESO-Observatorium auf La Silla und mit dem LWS (Long Wavelength Spectrometer; Marler et al. 1995) am Keck-Observatorium auf Mauna Kea beobachtet. Bei den TIMMI 2-Aufnahmen im N-Band wurde eine spektrale Auflösung von $R = 160$ bei einer Spaltbreite von $1,2''$ erzielt. Die spektrale Auflösung bei den LWS-Beobachtungen im N-Band lag bei $R = 100$; der Spalt hatte eine Breite von $0,24''$. Die Beobachtungen und die folgende Reduktion der Rohspektren sind ausführlich in Przygodda et al. (2003) und Kessler-Silacci et al. (2005) beschrieben.

Sechs Objekte unseres Datensatzes sind bekannte Doppelsterne (z.B. VW Cha, Hen 3-600, AK Sco, Glass I), aber separate Spektren erhielt man nur für die Doppelsternsysteme AS 205 und S CrA. Daher werden insgesamt $30 + 2$ Spektren analysiert. Die meisten Objekte weisen ein Alter von weniger als 3 Millionen Jahren auf. Die häufigere Beobachtung *jüngerer* T Tauri-Objekte kann durch ihre tendenziell größere Helligkeit erklärt werden. Der Infrarotexzeß, den T Tauri-Objekte emittieren, nimmt mit dem Alter kontinuierlich ab, was eine Folge der stetigen Auflösung der zirkumstellaren Scheibe ist (Haisch et al. 2001; Carpenter et al. 2005). Auch liegen in den Sternentstehungsregionen, aus denen unsere Objekte stammen, überwiegend jüngere T Tauri-Sterne vor (vgl. Abb. 1 in Mamajek et al. 2004). Die Bestimmung des Alters eines jungen stellaren Objektes ist mit großer Unsicherheit behaftet.

^bauch Massenabsorptionskoeffizient genannt

Tabelle 2.1: Objekte, die dieser Studie zugrunde liegen. Insgesamt zählen dazu 27 T Tauri- und 5 HAeBe-Sterne. Die HAeBe-Objekte sind die Objekte von Nummer 28 bis Nummer 32 der Liste. Die angegebenen Parameter sind: Sterntemperatur (T_{\star}), Sternmasse (M_{\star}), Entfernung (d), Spektraltyp ($SpTyp$), Leuchtkraft (L_{\star}) und Alter. Die Sternmasse und das Alter jedes einzelnen Objektes wurden in den zugehörigen Untersuchungen aus den stellaren Entwicklungskurven abgeleitet. Die Koordinaten sind dem 2MASS-Katalog (Cutri et al. 2003) bzw. dem HIPPARCOS-Katalog (1997) entnommen. Die Entfernungen stammen ebenfalls aus dem HIPPARCOS-Katalog (1997) bzw. – was die Taurus-Auriga-Sternentstehungsregion betrifft – aus der Studie von Kenyon et al. (1994). Fehlende Messungen werden durch „-“ markiert.

Nr.	Objekt	RA (J2000)	DEC (J2000)	T_{\star} [K]	M_{\star} [M_{\odot}]	d [pc]	SpTyp	L_{\star} [L_{\odot}]	Alter [Ma]	Referenzen	Instrument
1	GG Tau	04 32 30,3	+17 31 40,6	3800	1,3	140	K7	1,6	0,7 – 1,7	1, 2, 3	TIMMI 2
2	AA Tau	04 34 55,4	+24 28 53,2	4000	0,7	140	K7	1,0	2,4	4, 5	LWS
3	LkCa 15	04 39 17,8	+22 21 03,5	4350	1,0	140	K5 V	0,7	2,0	3, 4	LWS
4	DQ Tau	04 46 53,1	+17 00 00,2	4000	0,4	140	M0	0,6	-	6, 7, 8	TIMMI 2
5	DR Tau	04 47 06,2	+16 58 42,8	4000	0,8	140	K7	0,8	2,5 – 3,8	1, 3, 6, 9	TIMMI 2
6	GM Aur	04 55 11,0	+30 21 59,5	4000	1,2	140	K7	1,0	1,3 – 1,8	3, 4, 10	LWS
7	SU Aur	04 55 59,4	+30 34 01,6	5950	1,7	140	G1	7,8	8,7	11	TIMMI 2
8	GW Ori	05 29 08,4	+11 52 12,7	6000	3,7	440	G0	62	1,0	11	TIMMI 2
9	FU Ori	05 45 22,4	+09 04 12,4	5000	1,0	-	G3 I	-	-	12	TIMMI 2
10	BBW 76	07 50 35,6	-33 06 23,8	5500	-	180	G0-G2 I	-	-	13	TIMMI 2
11	CR Cha	10 59 07,0	-77 01 40,1	4900	1,2	140	K2	3,3	1,0	11, 14	TIMMI 2
12	TW Hya	11 01 51,9	-34 42 17,0	4000	0,6	55	K8 V	0,2	10	15	TIMMI 2
13	VW Cha	11 08 01,5	-77 42 28,9	4350	0,6	-	K2/K5	2,9	1,0	14, 16	TIMMI 2
14	Glass I	11 08 15,1	-77 33 53,2	4600	0,9	-	K4	1,6	1,0	14, 17	TIMMI 2
15	VZ Cha	11 09 23,8	-76 23 20,8	4200	0,7	-	K7	0,5	3,0	14, 17	TIMMI 2
16	WW Cha	11 10 00,1	-76 34 57,9	4350	0,6	-	K5	2,7	0,3	17	TIMMI 2

Weiter auf der nächsten Seite

Referenzen – **1:** Thi et al. (2001); **2:** Hartmann et al. (1998); **3:** Greaves (2004); **4:** Kessler-Silacci (2005); **5:** Metchev et al. (2004); **6:** Muzerolle et al. (2003b); **7:** Mathieu et al. (1997); **8:** Hersant et al. (2005); **9:** Mohanty et al. (2005); **10:** Kitamura et al. (2002); **11:** Calvet et al. (2004); **12:** Lachaume et al. (2003); **13:** Schütz et al. (2005); **14:** Meeus et al. (2003); **15:** Natta et al. (2004b); **16:** Gómez & Mardonez (2003); **17:** Natta et al. (2000)

Tabelle 2.2: *Siehe Titel von Tabelle 2.1 auf der vorherigen Seite.*

Nr.	Objekt	RA (J2000)	DEC (J2000)	T_{\star} [K]	M_{\star} [M_{\odot}]	d [pc]	SpTyp	L_{\star} [L_{\odot}]	Alter [Ma]	Referenzen	Instrument
17	Hen 3-600 A	11 10 27,9	-37 31 52,0	3200	0,3	50	M4	0,2	10	1, 2, 3	LWS
18	IRAS 14050-4109	14 08 10,1	-41 23 52,5	4400	-	140	K5	0,6	10	1, 4	LWS
19	SZ 82	15 56 09,2	-37 56 05,8	3800	0,3	-	M0	1,6	1,1	5, 6	TIMMI 2
20	RU Lup	15 56 42,3	-37 49 15,5	4000	0,8	127	K7 – M0	1,3	1	7, 8	TIMMI 2
21	AS 205 N	16 11 31,3	-18 38 25,9	4400	1,5	160	K5	7,1	0,1	9	TIMMI 2
22	AS 205 S			3400	0,3	160	M3	2,2	<0,1	9	TIMMI 2
23	HBC 639	16 26 23,4	-24 20 59,8	5200	2,0	170	K0	8,5	1 – 3	8	TIMMI 2
24	Haro 1-16	16 31 33,5	-24 27 37,3	4400	-	-	K2-3	2,0	0,5	5, 10	TIMMI 2
25	AK Sco	16 54 44,9	-36 53 18,5	6500	-	152	F5 V	0,9	6,0	11, 12	TIMMI 2
26	S CrA N	19 01 08,6	-36 57 20,1	4800	1,5	130	K3	2,3	3,0	9	TIMMI 2
27	S CrA S			3800	0,6	130	M0	0,8	1,0	9	TIMMI 2
28	MWC 480	04 58 46,3	+29 50 37,1	8700	-	145	A3	22	4,6	1	LWS
29	HD 163296	17 56 21,3	-21 57 21,8	9300	2,0	122	A1 V	24	4,0	1, 13	LWS
30	HD 179218	19 11 11,2	+15 47 15,6	10500	2,9	240	B9	100	0,1	1, 13	LWS
31	WW Vul	19 25 58,7	+21 12 31,3	8600	-	550	A3/B9 V	-	-	1	LWS
32	HD 184761	19 34 59,0	+27 13 31,2	7500	-	65	A8 V	7,4	-	1	LWS

Referenzen – **1:** Kessler-Silacci (2005); **2:** Metchev et al. (2004); **3:** Geoffroy & Monin (2001); **4:** Metchev et al. (2004); **5:** Nürnberger et al. (1997); **6:** Gómez & Mardonez (2003); **7:** Stempels & Piskunov (2003); **8:** Gras-Velazquez (2005); **9:** Prato et al. (2003); **10:** Chen et al. (1995); **11:** Günther et al. (2004); **12:** Manset et al. (2005); **13:** van Boekel et al. (2005)

Man geht davon aus, daß die Emissionsbande des Silikats ihren Ursprung in den inneren Scheibenregionen hat, auf die die Sicht des Beobachters nicht durch Staubmaterial beeinträchtigt wird. Das Auftreten der Silikat-Emissionsbande in den Spektren der hier vorgestellten Objekte spricht daher für zirkumstellare Scheiben mit kleinem Inklinationswinkel.

2.3 Die Modellfunktion

Die Herleitung einer adäquaten, physikalisch fundierten Modellfunktion, die den Verlauf des N-Bandes wiedergibt, ist nicht trivial. Die Schwierigkeit ist, die spektrale Energieverteilung mit einer möglichst geringen Zahl freier Parameter zu modellieren. Dies ist notwendig, um die Eindeutigkeit des Ergebnisses zu gewährleisten. Ausgehend von den Emissionseigenschaften unterschiedlich großer Silikatkörner, besteht unser erstes Vorhaben tatsächlich darin, eine potentielle Korngrößenverteilung des Silikatstaubs in der zirkumstellaren Scheibe nachzuweisen. Dieser Ansatz scheitert aber daran, daß verschiedene Korngrößenverteilungen des Silikatstaubs das Spektrum reproduzieren können. Ein eindeutiges Ergebnis kann daher nicht gefunden werden. In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, daß Mathis et al. (1977) mit Hilfe einer Analyse der visuellen Extinktion des interstellaren Raumes eine Größenverteilung für dort vorliegende Kohlenstoff- und Silikatteilchen bestimmen konnten. Es bleibt eine ungeklärte Frage, ob eine ähnliche Größenverteilung auch in der Umgebung junger stellarer Objekte zu finden ist (zur weiteren Diskussion, s. z.B. Tanaka et al. 1996; Dohnanyi 1968).

Die Balance zwischen physikalischer Rechtfertigung und eindeutiger Modellanpassung ist das leitende Prinzip des Modellansatzes. Um die Ergebnisse mit vorangegangenen Studien vergleichen zu können, wird hier von folgendem Ansatz ausgegangen, der in analoger Weise schon von Hanner et al. (1995) und von van Boekel et al. (2005) verwendet wurde:

$$\mathcal{F}_\nu = B_\nu(T) \left(C_0 + \sum_{i=1}^n C_i \kappa_{\text{abs};i} \right), \quad (2.1)$$

wobei C_0 und C_i Modellparameter, $\kappa_{\text{abs};i}$ die wellenlängenabhängige Opazität für die Staubkomponente i und $B_\nu(T)$ die Planckfunktion für die Temperatur T darstellen. In den folgenden Kapiteln werden nochmals im Detail die einzelnen Komponenten von Gl. 2.1 diskutiert.

Zwei unterschiedliche, voneinander unabhängige Algorithmen dienen der Anpassung der Modellfunktion an das gemessene Spektrum. Eine Methode, die die Abweichung (reduzierte Chi-Quadrat aus Gl. 2.3) zwischen Modellfunktion und Messung iterativ zu minimieren versucht und nach deren Entwickler Levenberg-Marquardt-Minimierung genannt wird (z.B. Press et al. 1986), ist durchwegs nicht in der Lage, das globale Minimum von χ^2 aufzufinden. Insbesondere bei Spektren mit geringem Signal-zu-Rauschverhältnis scheitert diese Methode. Systematische Modifikationen der Startparameter, die jeweils zu Beginn jeder Modellanpassung vorgegeben werden, sichern aber letztendlich das Auffinden des globalen Minimums von χ^2 und damit des besten Parametersatzes C_i ($i = 0, 1, \dots, n$) und T .

Ein dazu alternativer Algorithmus wurde von Lawson & Hanson (1974) eingeführt und stellt einen Ansatz dar, mit dem eine lineare Matrixgleichung der Form $\tilde{C}_i \tilde{\kappa}_{\text{abs};i} = \mathcal{F}_\nu$ mit $\tilde{\kappa}_{\text{abs};i} = B_\nu(T) \kappa_{\text{abs};i}$ gelöst werden kann. Diese Matrixgleichung wird für jeden ganzzahligen Temperaturwert T innerhalb eines vorgegebenen Temperaturintervalls gelöst. Der obere Grenzwert dieses Intervalls ist dabei durch die Sublimationstemperatur von Silikat (1500 K; Duschl et al. 1996) vorgegeben. Weiterhin wird davon ausgegangen, daß Silikatstaub mit Temperaturen kleiner als 50 K nicht mehr effektiv zur 10 μm -Bande beiträgt. Aufgrund der Schnelligkeit und erzielten Stabilität dieses Algorithmus wird dieser für die Modellierung des N-Band-Spektrums verwendet. Der oben erwähnte Levenberg-Marquardt-Algorithmus dient vereinzelt noch dazu, die erzielten Ergebnisse zu überprüfen.

2.3.1 Die Ein-Temperatur-Näherung

In Gl. 2.1 hat die Planckfunktion folgende Form:

$$B(x) = \frac{15}{\pi^4} \frac{x^3}{\exp(x) - 1} \quad (2.2)$$

mit der Planckkonstanten h , der Boltzmannkonstanten k , der Frequenz ν und $x = \frac{h\nu}{kT}$. Diese Funktion ist derart normiert, daß $\int_0^\infty B(x)dx = 1$.

Die 10 μm -Bande hat ihren Ursprung in Silikatstaub, der unterschiedliche Temperaturen in verschiedenen Bereichen der Scheibe besitzt. Die Bande kann demnach durch eine Linearkombination von Opazitäten modelliert werden, die mit einer Reihe aus Planckfunktionen multipliziert wird. Es ist aber darauf hinzuweisen, daß ein solcher Ansatz ein überbestimmtes Gleichungssystem darstellt, wodurch die Eindeutigkeit der Lösung nicht gewährleistet werden kann. Die meisten Ansätze basieren daher auf einer Ein-Temperatur-Näherung. Dieses vereinfachte Modell basiert auf der Vorstellung, daß der Ursprung der Silikatbande in Staubkörnern zu finden ist, die im Mittel dieselbe Temperatur $T = \bar{T}$ besitzen. Der emittierte Fluß ist demnach gegeben durch $\mathcal{F}_\nu = \tau B_\nu(T)$ mit der optischen Tiefe $\tau = \sum_{i=1}^n C_i \kappa_{\text{abs};i}$. Die Größe n ist die Anzahl der Opazitäten im Modell. Przygodda (2004) vereinfachte diesen Ansatz zusätzlich noch durch die Annahme, daß die Temperatur der Silikatstaubkörner, die effektiv zur 10 μm -Emission beitragen, im Mittel bei $T \approx 300\text{ K}$ liegt. Gemäß des Wienschen Verschiebungsgesetzes liegt der Maximalfluß $[B_\nu(T)]_{\text{max}}$ dann im N-Band und die Planckfunktion $B_\nu(T=300\text{ K})$ verhält sich näherungsweise wie eine Konstante. Die Form der Emission hängt, so Przygodda (2004), folglich nur noch von den Emissionseigenschaften des Staubes ab, also $\mathcal{F}_\nu \approx \tau$. Um nicht eine vordefinierte Temperatur auszuwählen, führt man in unsere Studie die Temperatur T als einen weiteren freien Modellparameter ein und folgt dem Ansatz von van Boekel et al. (2005), die die Ein-Temperatur-Näherung benutzen.

Diese Ein-Temperatur-Näherung bedarf zusätzlicher Diskussion. Dafür wird ein zirkumstellares Scheibenmodell eines T Tauri-Sterns erzeugt, der hinsichtlich seiner Eigenschaften dem Objekt RY Tau entspricht (s. Kap. 5). Die Temperaturstruktur des Objektes wird mit Hilfe des Strahlungstransportprogramms MC3D berechnet (s. Kap. 5.3.1), während die vertikale Dichtestruktur unter Zuhilfenahme des Gesetzes des hydrostatischen Gleichgewichts bestimmt wird (s. Kap. 4). Als absorbierendes, streuendes und emittierendes Material wird ein Staubgemisch aus Silikat- und Kohlenstoffstaub verwendet. Ebenso werden Teilchen verschiedener Größe berücksichtigt, wobei als Größenverteilung die Verteilung von Mathis et al. (1977) herangezogen wird (s. Kap. 5.3.2). Die Abb. 2.1 zeigt die spektralen Energieverteilungen, die alle dem gleichen Modell zugrunde liegen, aber zu jedem einzelnen Spektrum trägt nur das Staubmaterial zum N-Band bei, dessen Temperatur innerhalb des jeweils angegebenen Temperaturintervalls liegt. Obwohl der 10 μm -Fluß sein Maximum bei einer Temperatur von 375 K erreicht^c, tragen Staubkörner mit Temperaturen zwischen 300 K und 400 K nur ca. 20% zur Silikatbande bei.

Trotz dieses Ergebnisses stellt die Ein-Temperatur-Näherung einen sinnvollen Ansatz dar. Die ermittelte Temperatur T kann als eine mittlere Temperatur unterschiedlich gewichteter Staubteilchen angesehen werden. Gleichzeitig garantiert diese Näherung die Eindeutigkeit unseres Modellergebnisses wie in der Abb. 2.2 gezeigt wird und sie ermöglicht, einen Vergleich zwischen den Ergebnissen dieser und vorangegangener Studien.

2.3.2 Emissionsprofile

Ausgehend vom komplexen Brechungsindex n_i der Silikatverbindung i (Dorschner et al. 1995; Servoin & Piriou 1973; Jäger et al. 1998b, Spitzer & Kleinmann 1960) werden die Emissionspro-

^cDieser Wert wird durch eine Studie mit einer größeren Anzahl von Temperaturintervallen als abgebildet bestimmt.

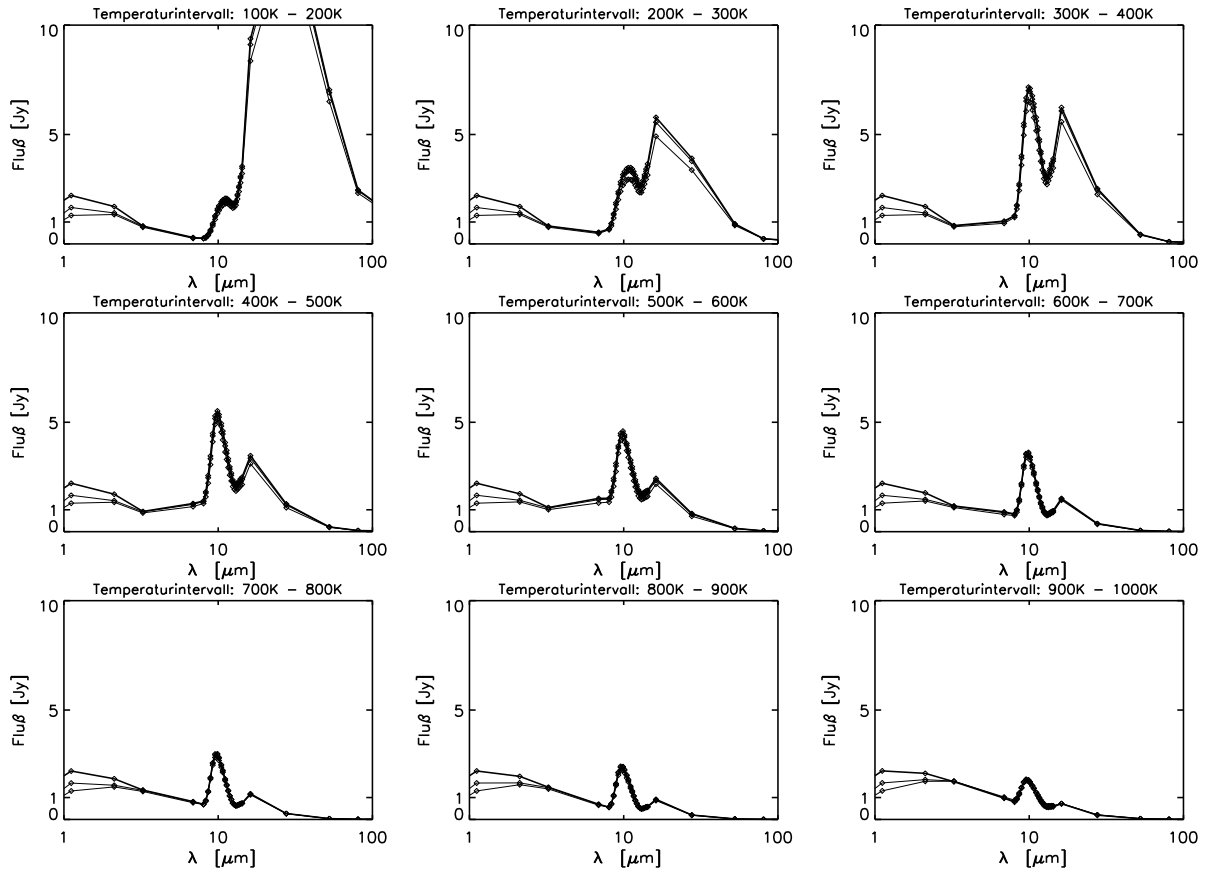


Abbildung 2.1: Modellerte spektrale Energieverteilung des *T Tauri*-Systems *RY Tau* (s. Kap. 5). Die einzelnen Abb. stellen Spektren des gleichen Modells dar, aber jeweils nur die Staubkörner tragen dazu bei, deren Temperaturen im angegebenen Intervall liegen. Alle Spektren sind für die Inklinationswinkel von 0° , 15° und 45° berechnet worden. Die Diamantsymbole (\diamond) repräsentieren die 34 Stützstellen, für die jeweils der Fluß bestimmt wurde. Von der oberen linken zur unteren rechten Abb. liefert eine Integration von $5,0\ \mu\text{m}$ bis $15,0\ \mu\text{m}$ folgende Ergebnisse: 1,8, 3,9, 7,5, 5,1, 5,5, 4,3, 4,8, 2,8, $1,8 \cdot 10^{14}$ Jy Hz. Das Band bei $\sim 20\ \mu\text{m}$ wird auch dem Silikat zugeschrieben.

file, d.h. die Massenabsorptionskoeffizienten, die in Gl. 2.1 berücksichtigt werden, mit Hilfe der Mie-Streutheorie berechnet. Dabei wird angenommen, daß die Staubteilchen homogen, kompakt und kugelförmig sind. Die resultierenden, dimensionslosen Absorptionskoeffizienten $Q_{\text{abs};i}$ werden jeweils in die Größe Opazität $\kappa_{\text{abs};i}$ umgerechnet, wobei $\kappa_{\text{abs};i} = Q_{\text{abs};i} \pi a^2 / (4/3 \pi a^3 \rho)$ gilt. Die Parameter a und ρ stehen stellvertretend für den Teilchenradius bzw. die Massendichte des verwendeten Materials.

Die Abb. 2.3 zeigt jeweils für die Teilchenradien $0,1\ \mu\text{m}$, $1,5\ \mu\text{m}$ und $2,5\ \mu\text{m}$ den Verlauf der Opazität folgender Silikatverbindungen (von der obersten linken Abb. beginnend): amorphes Olivin (MgFeSiO_4) und Pyroxen ($\text{MgFe}[\text{SiO}_3]_2$) sowie kristallines Forsterit (Mg_2SiO_4), Enstatit (MgSiO_3) und Quarz (SiO_2). Bouwman et al. (2001) haben darauf hingewiesen, daß zwei Staubkomponenten mit den Radien von $0,1\ \mu\text{m}$ und $2,0\ \mu\text{m}$ ausreichen, die $10\ \mu\text{m}$ -Bande zu reproduzieren. In dieser Studie werden Staubteilchen mit Radien von $0,1\ \mu\text{m}$ und $1,5\ \mu\text{m}$ verwendet, um die Ergebnisse mit den Ergebnissen von van Boekel et al. (2005) vergleichen zu können.

Die Emissionsprofile amorpher Silikatteilchen mit einem Radius von $2,5\ \mu\text{m}$ besitzen zwischen $9\ \mu\text{m}$ und $12\ \mu\text{m}$ ein breites Plateau, das in den dieser Studie vorliegenden Spektren nicht vorliegt. Auch die Spektren von kristallinen Silikatteilchen mit Radien von $1,5\ \mu\text{m}$ und $2,5\ \mu\text{m}$ weichen nur geringfügig voneinander ab. Deshalb wird vermieden, Teilchen mit einem Radius

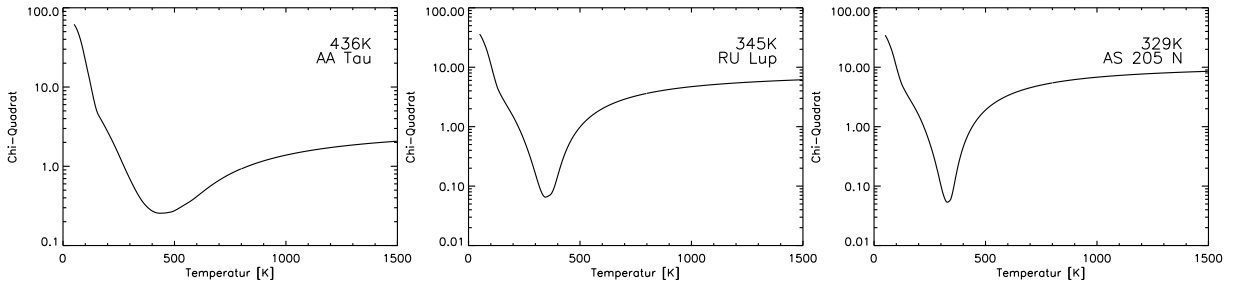


Abbildung 2.2: χ^2 , das gegen die vordefinierte Temperatur T aufgetragen wurde. Die Temperatur, für die χ^2 minimal wird, und der zugehörige Objektname sind jeder einzelnen Abb. hinzugefügt.

von $2,5 \mu\text{m}$ im Modellansatz Gl. 2.1 aufzunehmen. Auch werden Materialien, die wie Kohlenstoff (Jäger et al. 1994) keine Emissionslinien im N-Band aufweisen, nicht in die Modellfunktion mitbezogen. Anzumerken ist aber, daß Kohlenstoff und dessen Verbindungen, die in Staubkörnern mit den Silikatverbindungen vermischt sind, die Form der Silikatbande beeinflussen können (s. Natta et al. 2001). Van Boekel et al. (2005) zeigten, daß die Emissionsprofile der verbleibenden Staubkomponenten linear voneinander unabhängig sind.

In vorangehenden Studien (z.B. Natta et al. 2000) wurden die Silikatverbindungen wie Enstatit und Quarz nicht in der Modellfunktion berücksichtigt. Ein solcher Ansatz ist aber nicht gerechtfertigt. Honda et al. (2003) fanden beispielsweise größere Mengen an Enstatit und Quarz im T Tauri-Objekt Hen 3-600 A. Die Stabilität des Modellalgorithmus erlaubt es, auch diese Materialien noch miteinzubeziehen. Polyzyklisch aromatische Kohlenwasserstoffe (PAH) besitzen von Objekt zu Objekt verschiedenartig geformte Emissionsbanden. Eine einheitliche Form der Spektrallinien existiert nicht (Peeters et al. 2002), weshalb ihre Aufnahme in die Modellfunktion 2.1 nicht sinnvoll erscheint.

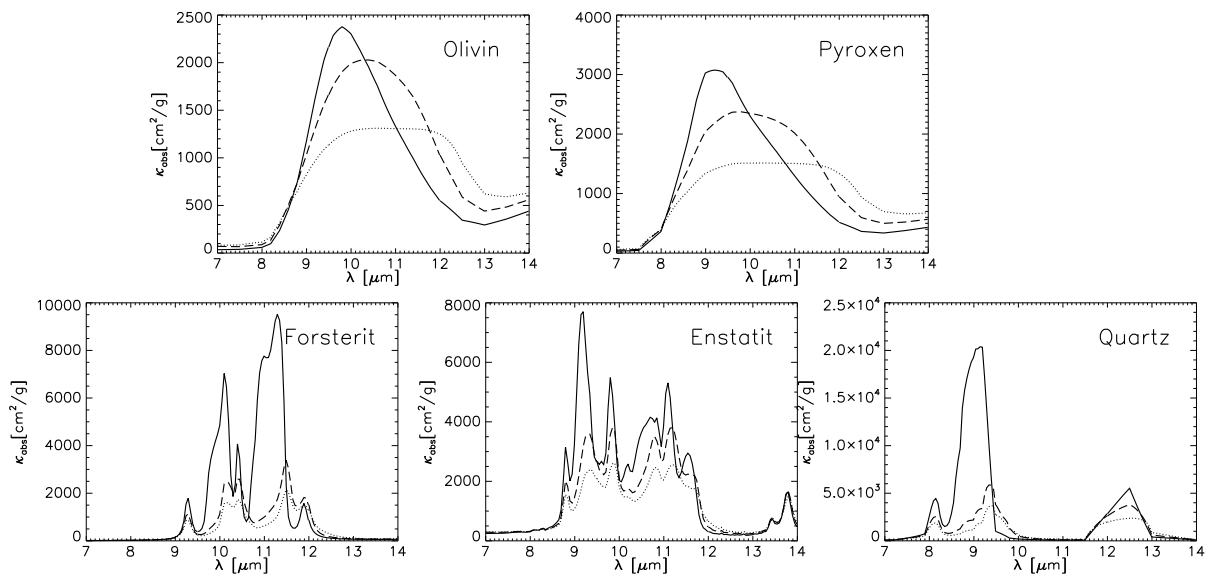


Abbildung 2.3: Opazitäten von Silikatstaub mit Teilchenradien von $0,1 \mu\text{m}$ (durchgezogene Linie), $1,5 \mu\text{m}$ (gestrichelte Linie) und $2,5 \mu\text{m}$ (gepunktete Linie). Mit wachsender Staubgröße verschiebt sich das Maximum zu größeren Wellenlängen und die Emissionsprofile flachen ab.

2.4 Fehlerbetrachtung

Im folgenden sollen die Ergebnisse, die aus der Modellierung der $10\ \mu\text{m}$ -Bande der 32 jungen stellaren Objekte dieser Studie resultieren, vorgestellt und diskutiert werden (s. Abb. 2.4ff.).

Der Parameter χ^2 (z.B. Press et al. 1986) mit

$$\chi^2 = \frac{1}{N_\lambda - f} \sum_{j=1}^{N_\lambda} \frac{(\mathcal{F}_{\text{model}}(\lambda_j) - \mathcal{F}_{\text{data}}(\lambda_j))^2}{(\mathcal{F}(\lambda_j)^2)_{\text{error}}}, \quad (2.3)$$

der die Qualität der Modellierung quantitativ beschreibt, liegt in den meisten Fällen in der Größenordnung von eins. Die Daten mit den größten χ^2 -Werten weisen das schlechteste Signal-zu-Rausch-Verhältnis auf (SZ 82, VZ Cha). In Gl. 2.3 ist N_λ die Anzahl der Datenpunkte, f der Freiheitsgrad und $(\mathcal{F}(\lambda_j)^2)_{\text{error}}$ stellt den Meßfehler eines jeden Datenpunktes dar. Laut Przygodda et al. (2003) ist der Meßfehler die Standardabweichung von Spektren, die in aufeinanderfolgenden Nächten von denselben Objekten gewonnen wurden. Eine Standardabweichung von ca. 10 % wurde für die TIMMI 2-Messungen bestimmt. Nachdem aber zur Bestimmung auch Teile des Spektrums beitrugen, die beim Modellierungsvorgang außen vor bleiben (s. unten), wird hier eine Standardabweichung von ca. 6 % angesetzt. Dieser Wert resultiert aus einem Vergleich von Spektren im rauscharmen Wellenlängenintervall zwischen $10\ \mu\text{m}$ und $12\ \mu\text{m}$. Für Objekte mit höheren Signal-zu-Rausch-Verhältnissen berechnet sich die Standardabweichung mit Hilfe folgender Vorschrift:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N_\lambda - f} \sum_{j=1}^{N_\lambda} (\mathcal{F}_{\text{model}}(\lambda_j) - \mathcal{F}_{\text{data}}(\lambda_j))^2. \quad (2.4)$$

Der Fehler eines jeden Modellparameters C_i wird danach unter Anwendung einer Monte-Carlo-Vorschrift bestimmt. Dazu werden von jedem Spektrum 100 synthetische Spektren generiert, indem an jeden einzelnen Punkt j des gemessenen Spektrums $\mathcal{F}_{\text{data}}(\lambda_j)$ ein Wert addiert wird, der per Zufallsgenerator bestimmt wird. Diesem Zufallsgenerator liegt eine Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von ca. 6 % und ein Mittelwert $\mathcal{F}_{\text{data}}(\lambda_j)$ zugrunde. Für jedes der insgesamt $100 + 1$ Spektren werden mit Hilfe des Ansatzes 2.1 daraufhin die zugehörigen Parameter bestimmt, sowie das arithmetische Mittel und die zugehörige Standardabweichung berechnet. In Tabelle 2.3 werden die Ergebnisse wiedergegeben.

In einigen Spektren (z.B. Haro 1-16) liegt bei $9,5\ \mu\text{m}$ eine Emissionsbande vor, die durch die verfügbaren Emissionsprofile nicht reproduziert werden kann. Ursache dieses Artefakts ist ein Überbleibsel der Datenreduktion, bei der die tellurische Ozonbande nicht vollständig beseitigt werden konnte. Darüberhinaus lagen z.Z. der Beobachtung zwischen $9,14\ \mu\text{m}$ und $9,67\ \mu\text{m}$ defekte Auslesekanäle der TIMMI 2-Kamera vor. Insgesamt ging der Spektralbereich von $\sim 9,1\ \mu\text{m}$ bis $\sim 9,9\ \mu\text{m}$ nicht in die Modellierung ein (s. gepunktete Kurven in Abb. 2.4ff.).

2.5 Ergebnisse der Modellierung der Silikatbande

Obwohl PAH-Moleküle in HAeBe-Objekten sehr häufig aufzufindende Moleküle sind (z.B. Lagache et al. 2004; Wu et al. 2005), liegt in den Spektren der T Tauri-Objekte kein eindeutiger Hinweis vor, der für die Existenz solcher angeregten, aromatischen Kohlenwasserstoffe sprechen würde. Angeregte PAH-Moleküle weisen eine ausgeprägte Emissionslinie bei $11,3\ \mu\text{m}$ auf und können demnach mit dem Forsterit, das eine Linie bei $11,2\ \mu\text{m}$ emittiert, verwechselt werden. Die Abwesenheit angeregter PAH-Moleküle kann im Gegensatz zu den HAeBe-Objekten durch das schwache UV-Strahlungsfeld von T Tauri-Sternen erklärt werden. Es wird angenommen, daß PAH-Moleküle durch UV-Licht angeregt werden und durch anschließende Emission von Infrarotstrahlung in ihren Grundzustand zurückkehren. Darüberhinaus beeinflussen auch Scheibengröße

Tabelle 2.3: Ergebnisse aus der Modellierung der $10\mu\text{m}$ -Silikatbande mit Hilfe des Superpositionsansatzes Gl. 2.1. Die ersten beiden Spalten listen die dieser Studie zugrunde liegenden Nummern und Namen der Objekte auf. Der Wert T entspricht der Temperatur eines Schwarzkörperstrahlers, dessen Planckfunktion an das Kontinuum des Untergrunds angepaßt wird. Die Anteile kleiner ($0,1\mu\text{m}$) und großer ($1,5\mu\text{m}$) Staubkörner sind als relativer Anteil der Gesamtmasse des Silikatstaubs angegeben. Falls die entsprechende Verbindung im Spektrum durch den Anpassungsvorgang Gl. 2.1 nicht gefunden wird, wird das Zeichen „–“ verwendet. Im Wert χ^2 kommt die Qualität einer jeden Modellierung zum Ausdruck (s. Gl. 2.3). Bei den Fehlerangaben wurden keine systematischen Fehler miteinbezogen, die im Ansatz begründet sein können (s. Kap. 2.7f.).

Nr.	Object	$T[K]$	Olivin		Pyroxen		Forsterit		Enstatit		Quartz		χ^2
			klein [%]	groß [%]	klein [%]	groß [%]	klein [%]	groß [%]	klein [%]	groß [%]	klein [%]	groß [%]	
1	GG Tau	384 ± 3	53 ± 2	4 ± 5	1 ± 2	35 ± 5	$3 \pm 0,2$	4 ± 1	$0,2 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,6$	–	–	$0,9 \pm 0,1$
2	AA Tau	442 ± 10	44 ± 6	9 ± 12	16 ± 6	24 ± 13	–	6 ± 1	$0,1 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,5$	$0,1 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,5$	$0,5 \pm 0,02$
3	LkCa 15	1008 ± 100	53 ± 3	43 ± 5	$0,1 \pm 0,5$	2 ± 3	–	$0,4 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,4$	$0,4 \pm 0,6$	–	$0,2 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,03$
4	DQ Tau	300 ± 3	53 ± 16	3 ± 5	20 ± 13	4 ± 7	$0,5 \pm 0,4$	2 ± 1	1 ± 1	11 ± 2	2 ± 1	3 ± 3	$0,6 \pm 0,03$
5	DR Tau	354 ± 1	47 ± 3	48 ± 4	$0,3 \pm 1$	2 ± 3	$1 \pm 0,3$	2 ± 1	–	$0,2 \pm 0,5$	–	$0,2 \pm 0,4$	$0,2 \pm 0,01$
6	GM Aur	403 ± 6	68 ± 5	28 ± 6	–	$0,9 \pm 2$	$1 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,6$	$0,2 \pm 0,3$	2 ± 1	–	$0,1 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,03$
7	SU Aur	348 ± 2	62 ± 2	19 ± 4	$0,5 \pm 1,0$	13 ± 4	$3 \pm 0,1$	$3 \pm 0,5$	–	$0,2 \pm 0,4$	–	–	$0,6 \pm 0,03$
8	GW Ori	334 ± 2	54 ± 1	22 ± 3	$0,4 \pm 0,8$	22 ± 3	$1 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,3$	–	$0,1 \pm 0,2$	–	–	$0,4 \pm 0,02$
9	FU Ori	387 ± 1	8 ± 6	83 ± 7	$0,2 \pm 0,8$	2 ± 5	$4 \pm 0,6$	2 ± 2	$0,3 \pm 1$	1 ± 1	–	$0,6 \pm 1$	$0,2 \pm 0,01$
10	BBW76	324 ± 3	79 ± 9	13 ± 8	$0,6 \pm 2$	2 ± 3	$0,2 \pm 0,2$	1 ± 1	$0,2 \pm 0,4$	1 ± 1	–	4 ± 2	$2 \pm 0,09$
11	CR Cha	297 ± 3	60 ± 3	3 ± 5	7 ± 3	24 ± 6	–	$5 \pm 0,7$	$0,2 \pm 0,3$	1 ± 1	–	$0,2 \pm 0,4$	$2 \pm 0,4$
12	TW Hya	285 ± 3	37 ± 4	47 ± 7	$0,6 \pm 2$	4 ± 5	$3 \pm 0,3$	6 ± 1	–	3 ± 2	–	$0,2 \pm 0,4$	$3 \pm 0,6$
13	VW Cha	332 ± 5	3 ± 4	81 ± 11	2 ± 4	8 ± 12	$0,2 \pm 0,3$	$0,7 \pm 1$	1 ± 1	1 ± 1	$1 \pm 0,4$	3 ± 1	$2 \pm 0,2$
14	Glass I	453 ± 2	37 ± 1	37 ± 2	$0,2 \pm 0,4$	21 ± 2	$1 \pm 0,1$	$1 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,2$	$2 \pm 0,4$	–	–	$0,05 \pm 0,00$
15	VZ Cha	348 ± 5	4 ± 8	14 ± 22	7 ± 12	53 ± 24	6 ± 2	9 ± 5	2 ± 2	2 ± 3	3 ± 1	$0,4 \pm 0,8$	$6 \pm 0,5$
16	WW Cha	355 ± 2	14 ± 2	34 ± 5	1 ± 2	45 ± 6	$0,4 \pm 0,1$	$1 \pm 0,4$	–	$0,1 \pm 0,2$	–	$1 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,01$
17	Hen3-600 A	301 ± 4	2 ± 5	16 ± 20	1 ± 3	37 ± 21	8 ± 1	1 ± 2	7 ± 3	28 ± 4	$0,2 \pm 0,3$	$0,4 \pm 1$	$0,7 \pm 0,03$
18	IRAS 14050	406 ± 6	75 ± 3	2 ± 4	$0,5 \pm 1$	19 ± 4	$0,3 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,4$	2 ± 1	1 ± 1	–	$0,2 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,03$
19	Sz 82	411 ± 7	2 ± 4	17 ± 16	2 ± 4	59 ± 17	$0,4 \pm 0,4$	12 ± 2	1 ± 1	7 ± 3	$0,1 \pm 0,2$	$0,2 \pm 1$	$2 \pm 0,08$
20	RU Lup	346 ± 2	1 ± 2	6 ± 8	3 ± 3	75 ± 10	$7 \pm 0,4$	$0,3 \pm 1$	4 ± 1	2 ± 1	$1 \pm 0,4$	3 ± 1	$0,1 \pm 0,01$
21	AS 205 N	329 ± 1	39 ± 3	6 ± 7	2 ± 3	48 ± 9	$2 \pm 0,3$	3 ± 1	$0,2 \pm 0,3$	1 ± 1	–	–	$0,1 \pm 0,01$
22	AS 205 S	507 ± 4	20 ± 1	68 ± 3	1 ± 1	10 ± 3	$0,4 \pm 0,1$	$1 \pm 0,4$	–	$0,2 \pm 0,3$	–	–	$0,2 \pm 0,01$
23	HBC 639	366 ± 3	2 ± 3	70 ± 8	1 ± 1	14 ± 9	$2 \pm 0,4$	$0,4 \pm 1$	6 ± 1	4 ± 2	–	1 ± 1	$0,4 \pm 0,01$
24	Haro 1-16	373 ± 4	73 ± 3	3 ± 4	1 ± 2	19 ± 6	$2 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,4$	$0,1 \pm 0,2$	2 ± 1	–	–	$0,7 \pm 0,03$
25	AK Sco	559 ± 5	64 ± 1	32 ± 2	–	1 ± 1	$2 \pm 0,1$	$2 \pm 0,4$	–	$0,2 \pm 0,3$	–	–	$0,6 \pm 0,03$
26	SCrAN	427 ± 1	3 ± 4	42 ± 8	–	2 ± 4	18 ± 1	12 ± 2	$0,4 \pm 1$	23 ± 3	–	$0,3 \pm 0,8$	$0,2 \pm 0,01$
27	SCrAS	375 ± 1	1 ± 2	3 ± 4	1 ± 2	89 ± 5	$4 \pm 0,3$	$0,3 \pm 1$	1 ± 1	1 ± 1	–	$0,1 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,01$
28	MWC 480	801 ± 40	$0,7 \pm 1$	59 ± 7	$0,1 \pm 1$	34 ± 7	$1 \pm 0,3$	3 ± 1	1 ± 1	1 ± 1	–	–	$0,7 \pm 0,03$
29	HD 163296	431 ± 10	20 ± 6	25 ± 9	1 ± 2	45 ± 5	$3 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,4$	$0,2 \pm 0,3$	5 ± 1	–	2 ± 1	$0,7 \pm 0,02$
30	HD 179218	255 ± 10	1 ± 2	4 ± 7	2 ± 4	84 ± 8	$1 \pm 0,2$	1 ± 1	3 ± 1	1 ± 1	$3 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,02$
31	WW Vul	399 ± 10	53 ± 5	7 ± 7	1 ± 1	34 ± 3	$2 \pm 0,2$	$0,4 \pm 1$	$0,2 \pm 0,3$	4 ± 1	–	$0,3 \pm 1$	$0,7 \pm 0,02$
32	HD 184761	519 ± 10	40 ± 3	57 ± 4	–	$0,4 \pm 1$	$1 \pm 0,2$	2 ± 1	–	$0,1 \pm 0,3$	–	–	$0,7 \pm 0,02$

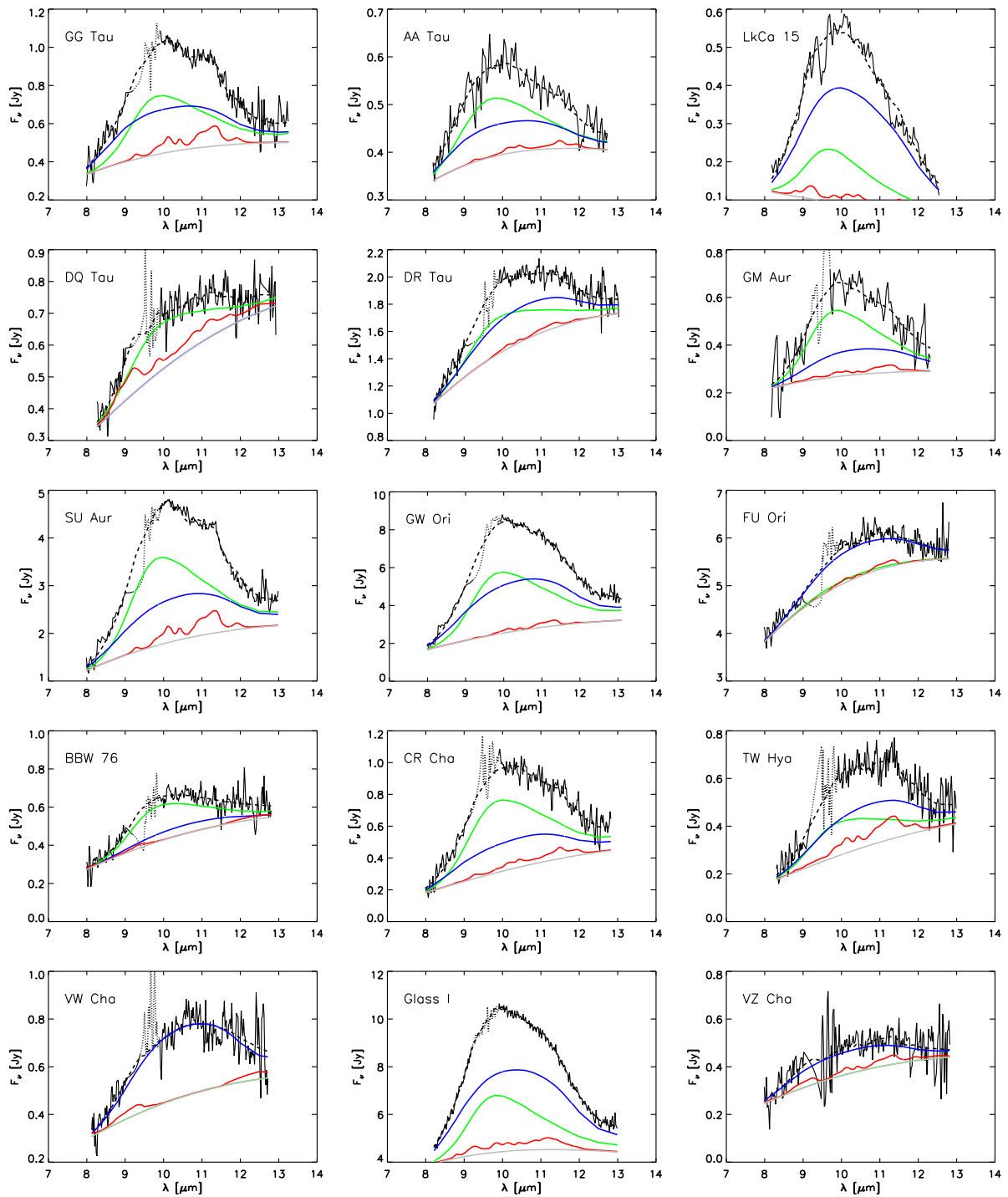


Abbildung 2.4: *N*-Band-Spektren der Objekte dieser Studie (durchgezogene, schwarze Kurven). Die Modellspektren mit den jeweils kleinsten χ^2 -Werten sind ebenfalls abgebildet (gestrichelte Kurven). Aufgrund defekter Auslesekanäle der TIMMI 2-Kamera bzw. sonstiger Überbleibsel der Datenreduktion (Ozon-Bande) wurde das Spektrum im Wellenlängenintervall von $\sim 9,1\mu\text{m}$ bis $\sim 9,7\mu\text{m}$ nicht berücksichtigt (gepunktete Kurven). Die grünen, blauen und roten Kurven entsprechen den akkumulierten Massenanteilen von $0,1\mu\text{m}$ - und $1,5\mu\text{m}$ -großen, amorphen sowie von kristallinen ($0,1\mu\text{m}$ - und $1,5\mu\text{m}$ -großen) Silikatkörnern. Die graue Kurve gibt das Kontinuum wieder.

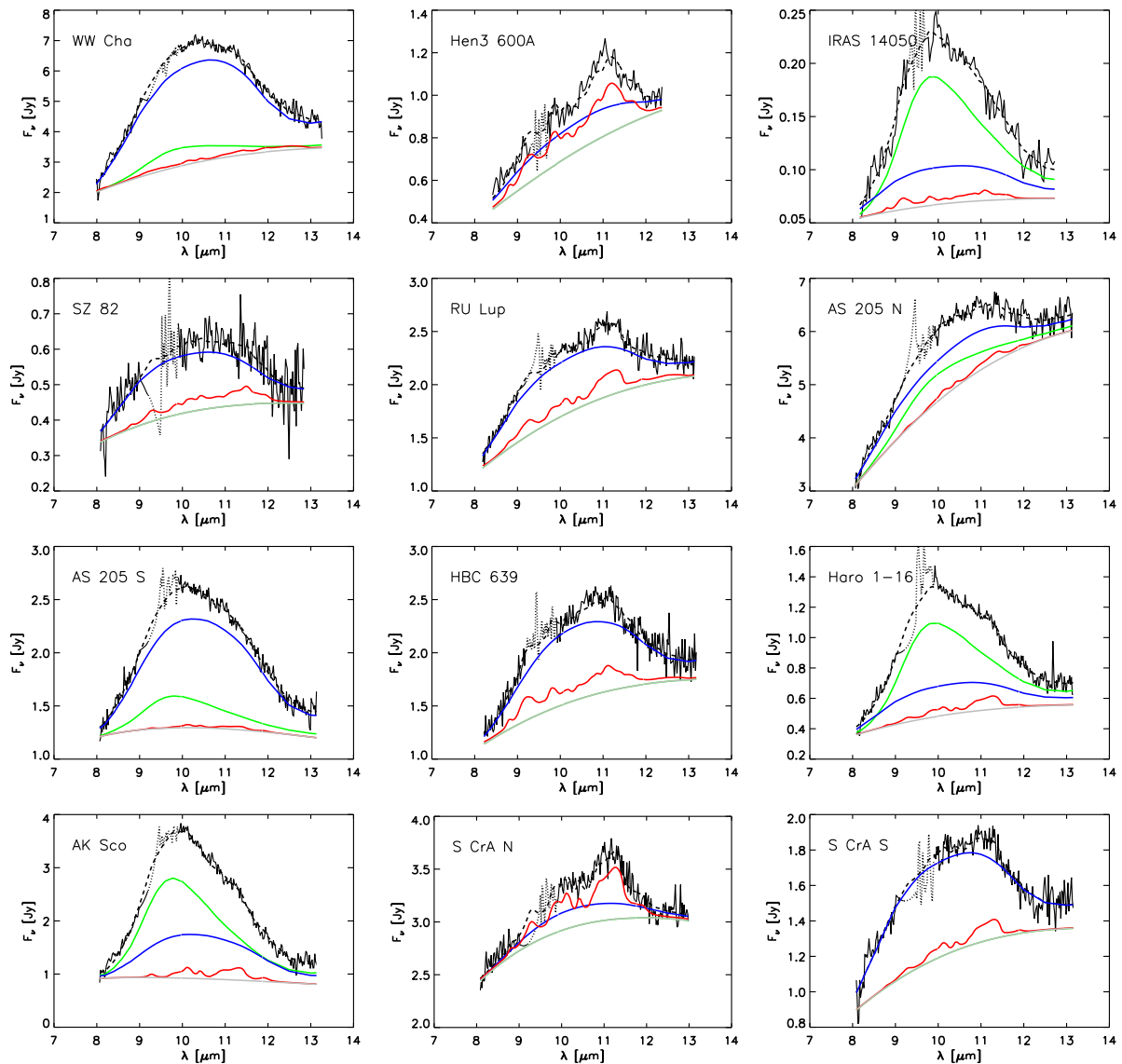


Abbildung 2.5: Fortsetzung von Abb. 2.4.

und -geometrie die Form der PAH-Linien, wie Habart et al. (2004) und Acke & van den Ancker (2004) gezeigt haben.

Laut Gail (2003) stellt Pyroxen die dominierende Silikatverbindung in kühleren Scheibenregionen dar. Sie wird im Staubdatensatz aufgenommen, da sie im Vergleich zu den anderen Silikatverbindungen besonders zum kurzwelligen Grenzbereich der Silikatbande beiträgt (s. Abb. 2.3). Analog zu den HAeBe-Objekten (s. van Boekel et al. 2005) kann in unserem Datensatz ein hoher Massenanteil an großen Pyroxenkörnern (z.B. bei VZ Cha) nachgewiesen werden. Pollack et al. (1994) haben darauf hingewiesen, daß 30% des Silikatgemisches in den Scheiben um junge stellare Objekte aus Pyroxenstaub bestehen müßten. Entspricht der von uns gemessene Anteil an großen Pyroxenkörnern der Realität, so müssen die kleineren Pyroxenkörner ($\leq 0,1 \mu\text{m}$) schon zu größeren Teilchen ($\geq 1,5 \mu\text{m}$) angewachsen sein. Tatsächlich haben Suttner & Yorke (2001) gezeigt, daß Teilchen schon in den ersten 10.000 Jahren der Entwicklung junger stellarer Objekte vereinzelt eine Größe von $10 \mu\text{m}$ und mehr erreichen können. Erste Modellierungsversuche nach Gl. 2.1 verweisen darauf, daß Pyroxen in unseren Objekten vorliegen müßte: Sofern Modell-

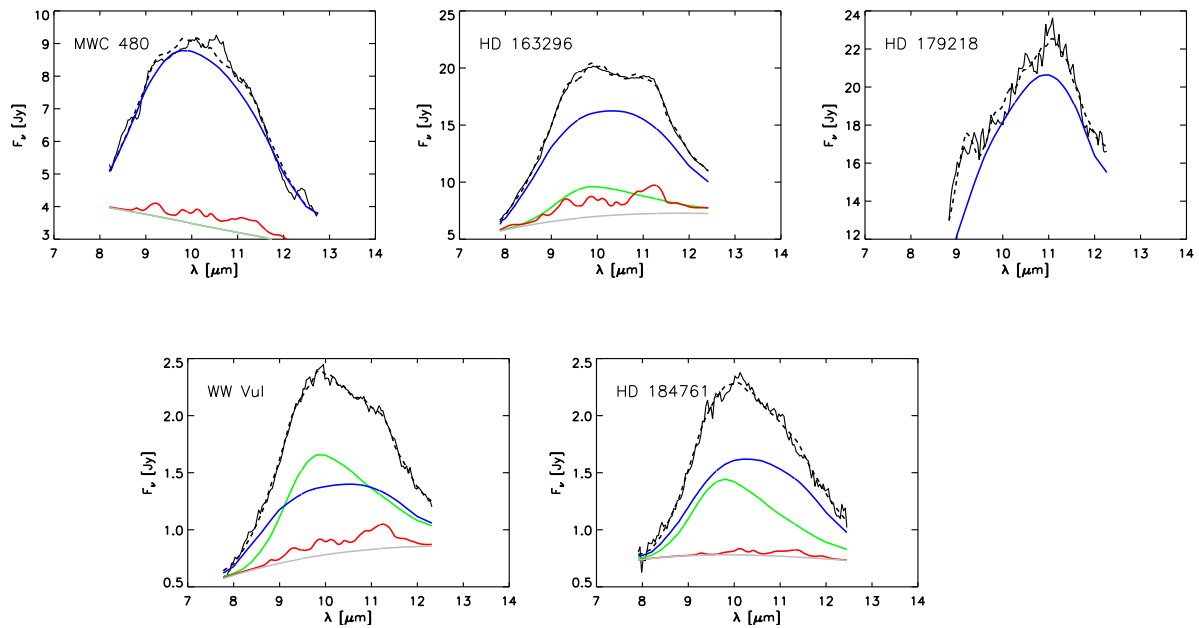


Abbildung 2.6: Fortsetzung von Abb. 2.4f. Es sind hier die Spektren der HAeBe-Objekte dieser Studie gezeigt.

ansätze (Gl. 2.1), in denen das Pyroxen nicht berücksichtigt werden, zum Einsatz kommen, steigt χ^2 v.a. bei den HAeBe-Objekten HD 163296, HD 179218 und WW Vul um bis zu 100 % an.

Abgesehen von den Objekten Hen 3-600 A und S CrA N liegt der Anteil kristallinen Silikats weit unter 10 %. Dieses Ergebnis stimmt mit Gail (2003) überein, der den Anteil kristallinen Silikats zu Beginn der Staubeentwicklung in zirkumstellaren Scheiben zu 10 % schätzte. Größere Mengen an kristallinem Enstatit und Forsterit dürften erst im Laufe der weiteren Entwicklung entstehen. Gail (2003) zeigte, daß kristalliner Staub hauptsächlich in den inneren Scheibenregionen, nahe des zentralen Sterns vorkommt, obwohl die Temperaturen dort im Mittel zu hoch sein dürften, um die ausgeprägten Spektrallinien zu generieren (s. Abb. 2.1). Offenbar sind jegliche Kristallisationsprozesse in den kühleren Scheiben um T Tauri-Sterne gehemmt, was durch den generell geringeren Massenanteil an kristallinem Staub gezeigt wird. HAeBe-Objekte hingegen weisen im Mittel einen kristallinen Anteil von 15 % auf (van Boekel et al. 2005).

In 19 von den 32 Objekten dieser Studie ist Forsterit die am häufigsten vorzufindene kristalline Silikatverbindung (s. Tabelle 2.3). Laut Gail (1998) ist Forsterit die thermodynamisch stabilste Verbindung und daher Endprodukt der Reaktionskette: amorph \rightarrow polykristallin \rightarrow Enstatit \rightleftharpoons Forsterit. Es sei angemerkt, daß eine Rückreaktion zu Enstatit möglich ist, sofern Quarz zu dieser Rückreaktion zur Verfügung steht: $\text{Mg}_2\text{SiO}_4 + \text{SiO}_2 \rightleftharpoons 2 \text{MgSiO}_3$ (Rietmeijer et al. 1986). Weiterhin kann der letzte Schritt obiger Reaktionskette auch durch einen Mangel an Sauerstoff oder Magnesium oder durch zu niedrige Temperaturen im Inneren der Scheibe gehemmt sein (Gail 2003). Eine Anreicherung an Enstatit in T Tauri-Objekten kann daher nicht ausgeschlossen werden, obwohl diese Verbindung dort weniger häufig aufzufinden ist als in HAeBe-Objekten (van Boekel et al. 2005).^d Quarz ist eine eher selten auftretende Silikatverbindung (Tabelle 2.3). Dieses Ergebnis stimmt mit Gail (2003: Tabelle 8) überein, der dessen Massenanteil auf weniger als 5 % schätzte.

^dMineralogische Untersuchungen haben gezeigt, daß Enstatit, das sich aus Forsterit entwickelt, ein Endprodukt der Entwicklung interplanetarer Materie ist (Gespräch mit Dominik Hezel, Institut für Mineralogie, Köln).

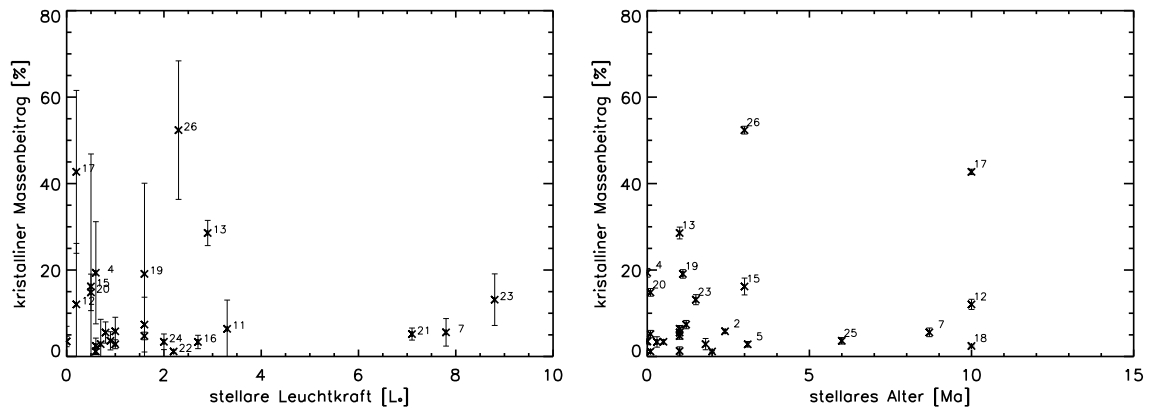


Abbildung 2.7: Links: Massenanteil kristalliner Staubkörner gegen die Leuchtkraft des Sterns aufgetragen. Jeder einzelne Punkt wird durch die angegebene Nummer identifiziert. (s. Tabelle 2.1)

Rechts: Massenanteil kristalliner Staubkörner, aufgetragen gegen das Alter des Sterns.

Wir schließen dieses Kapitel mit einem Vergleich unserer Modellergebnisse mit den Ergebnissen aus vorangegangenen Untersuchungen. Honda et al. (2003) haben das N-Band-Spektrum des 10 Millionen Jahre alten T Tauri-Sterns Hen 3-600 A untersucht und dabei größere Mengen an Quarz und Enstatit nachweisen können. Die Tatsache, daß Quarz in dem hier zur Verfügung stehenden Spektrum nicht vorhanden zu sein scheint, kann unterschiedliche Gründe haben. So beobachteten Honda et al. (2003) dieses Objekt mit COMIC (Cooled Mid-Infrared Camera and Spectrometer) am Subaru Teleskop, das eine Auflösung von $R = 250$ aufweist. Im Vergleich dazu besitzt LWS eine Auflösung von nur $R = 150$, wodurch die Spektrallinien von Quarz hier verwischt sein könnten. Der Unterschied könnte aber auch eine Folge der verschiedenen Modellansätze sein. Insbesondere werden in unserer Studie Pyroxen, aber auch kristalline Silikate mit einem Radius von $1,5 \mu\text{m}$ bei der Modellierung miteinbezogen. Auch fällt auf, daß das hier zur Verfügung stehende Spektrum von Hen 3-600 A im Vergleich zum Spektrum von Honda et al. (2003) ansteigt, was nach Abzug des Untergrundes den hier zu vernachlässigenden Anteil an kleinen amorphen Staubkörnern nach sich zieht. Die veränderte Form der Silikatbande von Hen 3-600 A könnte ihren Ursprung in einer variablen N-Band-Emission haben.

Die N-Band-Spektren von den HAeBe-Objekten HD 179218 und HD 163296 wurden schon von van Boekel et al. (2005) analysiert, wobei für das Objekt HD 179218 im Vergleich zu unserem Modellergebnis ein größerer Massenbeitrag an großen Enstatitkörnern gefunden wurde. Dieser Unterschied könnte wiederum durch das unterschiedliche Auflösungsvermögen der verwendeten Instrumente verursacht sein. Unser Ergebnis bzgl. HD 163296 bestätigt jedoch das Ergebnis von van Boekel et al. (2005).

2.6 Vorliegende Korrelationen

Schon in früheren Studien wurde eine lineare Korrelation zwischen der Amplitude und der Lage des Maximums der Silikatbande gefunden (Przygodda et al. 2003, Acke & van den Ancker 2004; van Boekel et al. 2005), was anhand von Staubkornwachstum erklärt wurde. In dieser Studie wird untersucht, ob zwischen dem Entwicklungsstand des Staubes und ausgewählten Objekteigenschaften, wie dem Sternalter und der stellaren Leuchtkraft, weitere Abhängigkeiten zu finden sind. Nur die T Tauri-Systeme werden hierbei berücksichtigt. Die Ergebnisse sind:

- i. Der Massenanteil kristallinen Silikats hängt weder von der Leuchtkraft, noch vom Alter des Sterns ab (s. Abb. 2.7). Es bleibt unklar, ob die Unsicherheiten, mit denen die stellare Leuchtkraft und das Alter behaftet sind (s. Tabelle 2.1), dafür verantwortlich

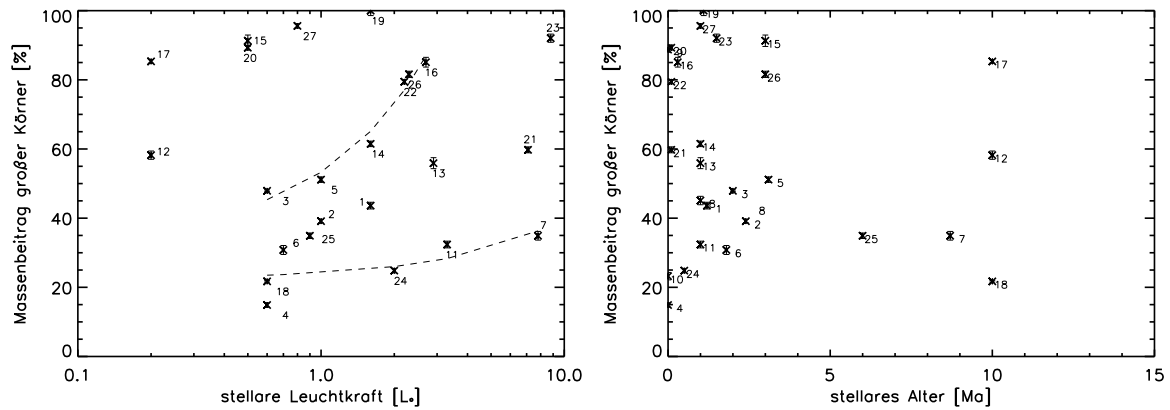


Abbildung 2.8: Links: Massenanteil großer Staubkörner gegen die Leuchtkraft des Sterns aufgetragen. Blendet man Objekte mit niedrigem Signal-zu-Rausch-Verhältnis aus, so liegen die meisten Objekte in dem Bereich, der durch die gestrichelten Geraden (logarithmische Einteilung) begrenzt wird. Dies verweist auf eine schwache Abhängigkeit. Mit Hilfe der Nummern an den einzelnen Datenpunkten können die Objekte anhand von Tabelle 2.1 identifiziert werden.

Rechts: Massenanteil von $1,5\mu\text{m}$ -großen Staubkörnern, der gegen das Alter des Sterns aufgetragen ist.

sind, keine Abhängigkeiten finden zu können. Es ist aber auch möglich, daß vermeintliche Abhängigkeiten nur in den innersten Scheibenregionen auftreten, wo das Scheibenmaterial dem Sternlicht stärker ausgesetzt ist. Interferometrische Beobachtungen mit MIDI zeigen, daß die Kristallinität des Silikatstaubes mit abnehmendem Sternabstand zunimmt (van Boekel et al. 2004; Kap. 5.5; Kap. 6.5). Aber die Emission, die von kristallinem Silikat aus den inneren Scheibenregionen, wo Temperaturen von $T > 700\text{ K}$ herrschen, ausgeht, trägt nur noch unwesentlich zum N-Band-Spektrum bei (s. Abb. 2.1).

Obwohl in der Studie von van Boekel et al. (2005) entsprechende Untersuchungen bzgl. einer vermeintlichen Korrelation zwischen stellarer Leuchtkraft und Kristallinität fehlen, sei zu erwähnen, daß hinsichtlich der Spektren von HAeBe-Objekten eine schwache Abhängigkeit des kristallinen Massenanteils von der Sternmasse gefunden wurde: Ab einer unteren Grenze von $M_{\star} \gtrsim 3M_{\odot}$ weisen diese Objekte einen ansteigenden Massenanteil an kristallinem Staub mit zunehmender Sternmasse auf. Für kleinere Sternmassen konnte eine solche Abhängigkeit nicht nachgewiesen werden, was – gemäß der Masse-Leuchtkraft-Beziehung – den T Tauri-Systemen entspricht.

- ii. Eine klare Abhängigkeit des Massenanteils großer Silikatkörner ($a > 1,5\mu\text{m}$) von der stellaren Leuchtkraft läßt sich in unserem Datensatz von T Tauri-Objekten nicht finden (Abb. 2.8). Falls aber Objekte mit niedrigem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (TW Hya, VZ Cha, und SZ 82) ausgeschlossen werden, so liegen die meisten Datenpunkte in Abb. 2.8 in einem Bereich, der durch die gestrichelten Linien begrenzt wird. Diese Linien stellen im linearen Maßstab Geraden dar. Die daraus resultierende Korrelation ist schwach, da in unserer Studie kaum Objekte mit größerer Leuchtkraft als $> 4L_{\odot}$ vorliegen. Van Boekel et al. (2005) überprüften, ob die Masse von HAeBe-Sternen mit dem jeweiligen Massenanteil großer Silikatkörner korreliert ist. Erneut ließ sich eine Abhängigkeit nur für Sternmassen mit $M_{\star} > 2,5M_{\odot}$ finden: Der Anteil großer Silikatkörner liegt dort bei 85%.

Auch das Alter des Sterns scheint die Existenz von $1,5\mu\text{m}$ -großen Staubkörnern nicht zu beeinflussen (s. rechte Abb. 2.8). Dieses Ergebnis wird auch durch eine Untersuchung von $10\mu\text{m}$ -Spektren bei 40 T Tauri-Objekten bestätigt, die mit dem Spitzer-Raumteleskop gemessen wurden (Kessler-Silacci et al. 2006). Nach einer Studie von Dullemond & Dominik (2005) spielen sich Vorgänge, in denen Staubteilchen eine Größe von bis zu wenigen

Mikrometern erlangen, im Verhältnis zum Entwicklungsverlauf junger stellarer Objekte sehr schnell ab ($\ll 1$ Million Jahre). Aber inelastische Teilchenstöße sorgen dafür, daß stets kleinste Staubteilchen ($< 1 \mu\text{m}$) in der zirkumstellaren Scheibe reproduziert werden. Demnach scheint Staubwachstum nicht direkt vom Sternalter, sondern von den Eigenschaften der Scheibe abzuhängen.

- iii. In der linken Abb. in 2.9 ist der Massenanteil kristalliner Staubkörner gegen den relativen Massenanteil großer kristalliner und amorpher Staubkörner aufgetragen. Abgesehen von den Systemen Hen 3-600 A, S CrAN und DQ Tau weisen die meisten Objekte eine zu vernachlässigende Kristallinität ($\lesssim 10\%$) auf.

Der Anteil kristalliner Silikate ist nur in den HAeBe-Objekten besonders hoch, bei denen überwiegend auch größere, amorphe Staubkörner gefunden werden. Etwa die Hälfte der T Tauri-Systeme besitzt einen geringen Kristallisationsgrad ($< 50\%$), obwohl bei denselben Objekten Staubwachstum nachweisbar ist. In diesem Zusammenhang sei darauf verwiesen, daß das hohe Maß an Ordnung und Symmetrie, die der Festkörper bei Kristallisationsprozessen gewinnt, durch die Einstrahlung harter Energiequanten verringert werden kann (z.B. Djouadi et al. 2005).

- iv. Eine Übereinstimmung zwischen T Tauri- und HAeBe-Systemen liegt dann vor, wenn der Massenanteil an Enstatit gegen den gesamten kristallinen Anteil aufgetragen wird. Van Boekel et al. (2005) fanden einen wachsenden Anteil an Enstatit mit zunehmendem Kristallisationsgrad. Eine entsprechende, schwache Tendenz kann auch in unserem Datensatz gefunden werden (s. rechte Abb. 2.9). Begründen läßt sich diese schwache Korrelation durch eine Verzögerung des Reaktionsmechanismus, der in Kap. 2.5 beschrieben wurde. Auch eine Rückentwicklung von Forsterit nach Enstatit ist denkbar (Rietmeijer 1986).

Bilanzierend läßt sich feststellen, daß eine Analyse der Silikatbande von T Tauri-Systemen durch ihre geringere Leuchtkraft als von HAeBe-Objekten erschwert ist. Die wenigen schwachen Abhängigkeiten, die nachgewiesen werden, stehen aber nicht im Widerspruch zu den Ergebnissen von van Boekel et al. (2005), die die Spektren von HAeBe-Objekten studierten. Abschließend sei noch erwähnt, daß neueste Untersuchungen eine Korrelation zwischen der Spektralklasse und der Form der $10 \mu\text{m}$ -Bande von T Tauri-Objekten offenlegten (Kessler-Silacci et al. 2006). Flachere Silikatbanden, die auf Staubwachstum verweisen, wurden eher bei Objekten mit den

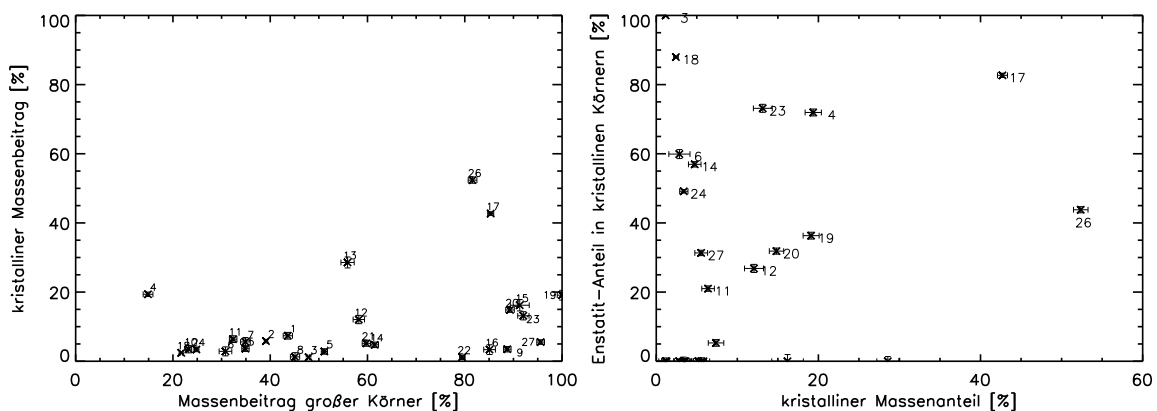


Abbildung 2.9: Links: Relativer Massenanteil kristallinen Staubes gegen den relativen Massenanteil von $1,5 \mu\text{m}$ -großen Staubkörnern aufgetragen. Die Nummern an den Datenpunkten identifizieren die Objekte.

Rechts: Relativer Massenanteil an Enstatit, der gegen den relativen Massenanteil kristallinen Staubes aufgetragen ist. Der Anteil an Enstatit wurde durch den Anteil kristallinen Staubes normiert.

Spektralklassen K und M als mit A, B, F und G gefunden. Erklärt wird diese Korrelation mit der Tatsache, daß bei den kühleren, leuchtschwächeren Objekten (Spektralklasse K und M) vorwiegend zentralere Regionen beobachtet werden können, die höhere Materiedichten aufweisen. Staubwachstum ist dort dadurch beschleunigt.

2.7 Die Auswirkungen porösen Staubes auf die Silikatbande

Ausgehend von kugelförmigen, kompakten und homogenen Staubteilchen werden die Massenabsorptionskoeffizienten $\kappa_{\text{abs};i}(\lambda)$ i.d.R. mit Hilfe der Mie-Streutheorie berechnet. Unelastische Teilchenstöße und Wechselwirkungen mit Strahlung können zwar Staubwachstum und Kristallisation nach sich ziehen, aber auch einen Teilchenzerfall und eine Zerstörung der Kristallstrukturen hervorrufen. Die Strukturen von Staubkörnern sind demnach in Realität eher inhomogen und porös und setzen sich i.allg. aus verschiedenen Materialien zusammen (Dominik et al. 1993; Poppe et al. 2000a, 2000b). Die Berechnung der zugehörigen optischen Konstanten erweist sich als schwierig, eine Abschätzung ist aber zumeist mit Hilfe spezieller Algorithmen möglich.^e

Einer häufig verwendeten Näherung zur Berechnung optischer Konstanten poröser Teilchen liegt die Annahme zugrunde, daß die Matrix der Brechungsindizes eines inhomogenen Teilchens durch einen effektiven, d.h. mittleren Brechungsindex ersetzt werden kann, was in der „Effektiven-Medium-Theorie“ beschrieben wird (Bruggemann 1935, Chýlek et al. 1973). Voshchinnikov et al. (2005) haben nach einer Vergleichsstudie entdeckt, daß der vereinfachte Ansatz der „Effektiven-Medium-Theorie“ die Realität gut wiedergeben kann, sofern die Gesamtheit eines porösen Kornes nur aus „Rayleigh“-Teilcheneinschlüssen besteht, d.h. die Einschlüsse im Vergleich zur Wellenlänge der einfallenden Strahlung klein sind. Gleichzeitig sollte aber auch gewährleistet sein, daß das Volumen aller eingeschlossenen Hohlräume kleiner als die Hälfte des Gesamtvolumens ist (Porösität $P < 50\%$). All diese Einschränkungen können aber fallen gelassen werden, wenn man von einem zwiebelartigen Aufbau des inhomogenen, porösen Staubkorns ausgeht, das aus vielen konzentrischen Kugelschalen besteht. Die Kugelschalen können jeweils mit den unterschiedlichsten Materialien gefüllt sein. Schalen aus Vakuum, die den Grad an Porösität des gesamten Staubkorns vorgeben, sind ebenfalls möglich.

Dieses Vielschalenmodell sagt nun auch dann eine Verbreiterung und eine Abflachung der Silikatbande voraus, wenn ausschließlich die Porösität des Materials variiert. Konventionell wird dieser Effekt ausschließlich dem Kornwachstum zugeschrieben. Voshchinnikov et al. (2005) haben gezeigt, daß i.allg. 18 konzentrische Schalen ausreichen, um den potentiellen Einfluß der Reihenfolge der Materieschalen aufzuheben. Im Vergleich zum vorangehenden Ansatz aus Kap. 2.3 stellen hier die Korngröße sowie das Volumenverhältnis der einzelnen Staubkomponenten und Vakuum die unabhängigen Modellparameter dar. Erste Modellrechnungen zeigen, daß Variationen des Volumenanteils von Vakuum, Silikat bzw. Kohlenstoff sehr unterschiedliche Profile der $10\ \mu\text{m}$ -Emissionsbande erzeugen können: von einer schmalen bis zu einer breiten $10\ \mu\text{m}$ -Bande. Von Bedeutung ist hier, daß diese unterschiedlichen Profile stets aus einem Staubteilchen mit gleich großem Kornradius $r_{\text{kpt}} = 0,1\ \mu\text{m}$ resultieren. Der Staubkornradius r_{kpt} entspricht dem Radius, den ein kompaktes Staubkorn ohne Hohlräume besitzen würde. Veränderungen des Profils der Silikatbande können demnach ausschließlich durch Änderungen der Porösität bzw. auch der Staubzusammensetzung hervorgerufen werden.

Zur Illustration repräsentieren Abb. 2.10 und Tabelle 2.4 das beste Ergebnis der Versuche, die verschiedenartigen Silikatbänder von AKSco und SCrAS mit Hilfe des oben vorgestellten Vielschalenmodells für poröse Staubkörner zu modellieren. Als Staubmaterial werden Olivin und amorpher Kohlenstoff „Be 1“ (Rouleau & Martin 1991) verwendet, Hohlräume eingebaut und Volumenanteile geändert. Dabei wird $r_{\text{kpt}} = 0,1\ \mu\text{m}$ festgehalten. Kristallines Silikat wird nicht berücksichtigt.

^ez.B. mittels Diskreter Dipol Näherung, beschrieben in Andersen et al. (2002, 2003)

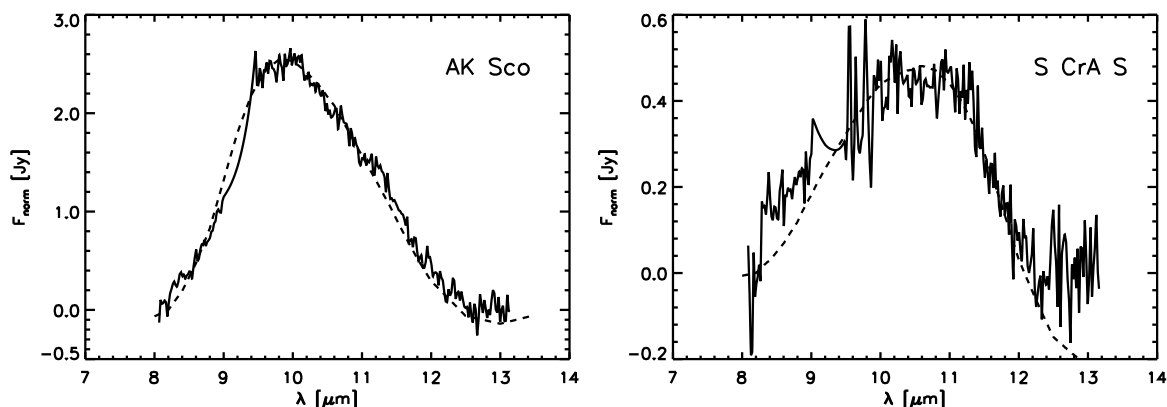


Abbildung 2.10: Normierter N-Band Fluß von AK Sco und S CrA S. Der Kontinuumsuntergrund wurde hier mit Hilfe einer Geraden, die an die Ränder der Silikatbande angepaßt wurde, abgezogen. Die gestrichelte Kurve gibt unser bestes Modellergebnis unter Berücksichtigung poröser Körner wieder. Die relativen Volumenanteile der verwendeten Staubkomponenten, die Porösität sowie der Teilchenradius sind in der Tabelle 2.4 wiedergegeben.

Sofern man den langwelligen Bereich des Spektrums ($\lambda \geq 12,3 \mu\text{m}$) von S CrA S ausblendet, sind die Modelle zufriedenstellend. Hinsichtlich der Ergebnisse aus Kap. 2.5 stellt sich natürlich die Frage, ob überhaupt eine zweifelsfreie Interpretation der Silikatbande möglich ist. Dies soll in Kap. 2.8 diskutiert werden.

Zuletzt sei noch erwähnt, daß Modellstudien existieren, die Silikatbande mit Hilfe des Emissionsverhaltens von inhomogenen Staubkörnern zu erklären. Bradley et al. (1999) fanden, daß interplanetare Staubkörner mit winzigen Metalleinschlüssen aus Eisen und Nickel ähnliche $10 \mu\text{m}$ -Banden hervorrufen, wie sie in den Spektren junger stellarer Objekte beobachtbar sind. Die Struktur dieser GEMS (Glass with Embedded Metals and Sulfides) hängt vom Entstehungsprozeß des Teilchens ab. Westphal et al. (2004) schlugen vor, daß sich GEMS aus kristallinen Staubkörnern bilden, die kurzzeitig einer harten, ionisierenden Strahlung ausgesetzt waren. Die Teilchen wurden schließlich mit Hilfe von Stoßwellen, die beispielsweise von einer Supernova ausgelöst wurden, über den interstellaren Raum verteilt. Die Untersuchung, welche Rolle „GEMS“ in jungen stellaren Objekten spielen, geht über diese Studie hinaus.

2.8 Zusammenfassung und Diskussion

In dieser Studie wurden die Silikatbanden, die in den N-Band-Spektren von 27 T Tauri und 5 HAeBe-Objekten auftreten, analysiert. Unter Zuhilfenahme einer linearen Superpositions- methode wurden die relativen Massenanteile amorpher und kristalliner sowie kleiner ($0,1 \mu\text{m}$) und großer ($1,5 \mu\text{m}$) Silikatkörner bestimmt, die zur Bande beitragen. Der Ursprung dieser Bande ist im optisch dünnen Bereich der Oberfläche einer zirkumstellaren Scheibe zu finden, während die optisch dicken Staublagen nur zum Kontinuumsuntergrund des Spektrums beitragen. Aufgrund verschiedener turbulenter Prozesse, die in der Scheibe vorherrschen (z.B. Gail 2003), wurde angenommen, daß Staubkörner in der Größenordnung eines Mikrometers und kleiner vertikal zur Mittelebene der Scheibe durchmischt werden. Deswegen ist der in Kap. 2.5 bestimmte Massenanteil ein Abbild der mittleren Zusammensetzung mikrometergroßer Silikatteilchen der ganzen Scheibe.

Im Zentrum dieser Studie stand die Frage, welche physikalisch relevanten Informationen aus dem $10 \mu\text{m}$ -Emissionsprofil des Silikats extrahiert werden können. Allein die Breite des N-Bandes schränkt die maximal mögliche Anzahl der Modellparameter stark ein, sofern die lineare Unabhängigkeit dieser Parameter gewährleistet werden soll. Abgesehen vom Temperaturwert T

Tabelle 2.4: *Parameter unserer besten Vielschalenmodelle für die N-Band-Spektren von AK Sco und S CrA S (Abb. 2.10). Die Größe $r_{\text{pös}}$ ist der Gesamtradius des porösen Staubkornes. Be1 stellt (amorpher) Kohlenstoff dar. Der Parameter χ^2 wird in Gl. 2.3 definiert.*

Objekt	$r_{\text{pös}}$	Olivin	Be1	Vakuum	χ^2
AK Sco	0,12 μm	49,5%	5,5%	45%	0,57
S CrA S	0,27 μm	3,35%	1,65%	95%	7,81

und einer Konstanten C_0 , dienten die Opazitäten $\kappa_{\text{abs};i}$ folgender Materialien i als unabhängige Modellparameter: Olivin, Pyroxen, Forsterit, Enstatit und Quartz, bei denen jeweils von Teilchenradien von 0,1 μm und 1,5 μm ausgegangen wurde. Emissionsprofile von polyzyklisch aromatischen Kohlenwasserstoffverbindungen wurden nicht berücksichtigt, da in den Spektren der T Tauri-Objekte – im Gegensatz zu den Spektren von HAeBe-Objekten – keine Emissionslinien vorliegen, die auf die Existenz angeregter Zustände solcher Substanzen hinweisen könnten. Es ist aber zu erwähnen, daß eine Emissionslinie bei 11,3 μm , die diesen Kohlenwasserstoffverbindungen zugeschrieben werden kann, von einer Emissionslinie des Forsterits überblendet werden kann.

Hinsichtlich der Silikatbanden in allen uns zur Verfügung stehenden Spektren von T Tauri-Sternen fanden sich Hinweise für Staubkornwachstum und Kristallisation. Dabei ging man davon aus, daß sich der interstellare Staub, aus dem sich die zirkumstellare Scheibe zu Beginn ihrer Entwicklung bildet, aus vernachlässigbaren Anteilen von entwickelten, d.h. großen ($> 0,1 \mu\text{m}$) und kristallinen Staubteilchen zusammensetzt (Mathis et al. 1977). Die Ergebnisse unserer Analyse entsprechen weitgehend auch den Ergebnissen, die van Boekel et al. (2005) bzgl. den HAeBe-Objekten gefunden haben. Die Schlußfolgerung, daß sich der Staub in den Scheiben um junge stellare Objekte vergrößert hat, ist aber nur dann zulässig, sofern man von kompakten, homogenen Staubkörnern ausgeht, die jeweils aus einer einzigen Silikatverbindung bestehen. Nimmt man aber inhomogene, poröse Staubkörner an, deren optische Konstanten mit Hilfe des Vielschalenmodells berechnet werden können (Voshchinnikov et al. 2005), so zeigt sich, daß ein Porositätsanstieg eine Alternative zum Staubkornwachstum darstellt, da dadurch ebenfalls eine Abflachung der Silikatbande hervorgerufen wird (Voshchinnikov et al. 2006).

In Hinsicht auf ihren Entstehungsprozeß sind die Staubteilchen in den zirkumstellaren Scheiben um junge stellare Objekte porös. Die Frage, ob eine mittlere Porosität oder evtl. sogar eine Porositätsverteilung gefunden werden kann, blieb bisher noch unbeantwortet. Es ist nicht klar, wie stark die Porosität das Ergebnis aus Kap. 2.5f. beeinflusst. Man muß aber davon ausgehen, daß der Anteil großer Staubkörner wohl überschätzt wird, da eine entsprechend flache Silikatbande auch von den kleinsten, stark porösen Körnern erzeugt werden kann. Das Vielschalenmodell hat aber auch seine Grenzen, da dort bisher nur kugelförmige Teilchen berücksichtigt wurden. Auch die (punkt-)symmetrische Verteilung der Materie in den porösen Staubteilchen des Modells ist nicht realistisch (Min et al. 2006). Weitere Beobachtungen, insbesondere eine Analyse der 18 μm -Silikatbande (Kessler-Silacci et al. 2006) und Polarisationsstudien (Min et al. 2005), können weitere Informationen über die in zirkumstellaren Scheiben existierenden Silikatsorten und über deren Porosität liefern. Die 18 μm -Silikatbande hat ihren Ursprung in Silikatstaub, der in kühleren Scheibenregionen vorliegt. Mit Hilfe einer Studie der 18 μm -Silikatbande werden damit Regionen untersucht, die vom Stern radial weiter entfernt bzw. in der Scheibe tiefer liegen.^f

Abgesehen davon, daß die Porosität ein im Modellansatz 2.1 zu unrecht vernachlässigter Parameter ist, entsteht ebenfalls aus der Annahme der Ein-Temperatur-Näherung ein schwer

^fDie optische Tiefe für eine Wellenlänge von $\lambda \approx 18 \mu\text{m}$ nimmt mit der geometrischen Tiefe in der zirkumstellaren Scheibe weniger stark zu als für Strahlung mit einer Wellenlänge von $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$.

abzuschätzender, systematischer Fehler. Wie in Abb. 2.1 gezeigt wurde, tragen zur $10\ \mu\text{m}$ -Silikatbande Staubkörner mit Temperaturen aus einem Intervall von 100 K bis 1000 K bei. In diesem Zusammenhang stellen auch Zwei- oder Mehr-Temperaturansätze keine physikalisch sinnvolleren Modellansätze dar, wenn man gleichzeitig davon absieht, daß solche Ansätze möglicherweise mathematisch überbestimmt sind. Trotz obiger Einwände ermöglicht der hier gewählte Modellansatz 2.1, den Entwicklungsstand von Silikatstaub in einem jungen stellaren Objekt zu beurteilen und diesen mit dem Entwicklungsstand in anderen Objekten zu vergleichen. In diesem Sinne sind auch die abgeleiteten Massenbeiträge aus Tabelle 2.3 und die Korrelationen aus Kap. 2.6 zu sehen. Voraussetzung dafür ist aber die Anwendung gleicher Modellansätze mit einem identischen Satz aus Opazitäten. Auch sollten die Spektren unter möglichst ähnlichen Bedingungen gewonnen werden. Nur die aufwendigeren Strahlungstransportsimulationen sind, unter Einbeziehung spektraler *und* räumlicher Informationen, letztendlich in der Lage, auch quantitative Aussagen über den Entwicklungsstand des Silikats zu treffen sowie den systematischen Fehler unseres Ansatzes 2.1 zu quantifizieren.

Der Inhalt dieses Kapitels wurde schon veröffentlicht in Schegerer, A., Wolf, S., Voshchinnikov, N. V., Przygodda, F. & Kessler-Silacci, J. E., *Analysis of the dust evolution in the circumstellar disks of T Tauri stars*, 2006, A&A, 456, 535.

3

Wassereis in T Tauri-Objekten

3.1 Die Bedeutung von Wassereis in jungen stellaren Objekten

Die besondere Stellung von Wasser(-eis) bei der Untersuchung protoplanetarischer Systeme ist durch folgende Eigenschaften begründet: Wasser in seiner flüssigen Form stellt ein geeignetes Lösungsmittel für viele anorganische und organische Stoffe dar und ermöglicht erst dadurch die Entwicklung komplexer organischer Moleküle. Aber auch schon im festen Aggregatzustand ist Wasser der Reaktionsboden für die photochemische Synthese aromatischer Verbindungen (Bernstein et al. 2002) und von Aminosäuren (Munoz Caro et al. 2002). Reichhaltige Wassereisvorkommen in protoplanetaren Scheiben sind demnach nicht nur eine Voraussetzung dafür, daß sich auf Planeten Ozeane bilden können, sondern daß Leben, wie wir es kennen, erst entstehen kann. Die Bedeutung von Wassereis bei der Entstehung von Planetensystemen wird darüberhinaus durch die Annahme unterstrichen, daß sich große Planeten, wie Neptun, erst hinter der sog. Schneelinie bilden können. Denn hinter dieser Grenze kondensiert das Wasser zu Eis, wodurch sich der Massenanteil festen Materials schlagartig um eine Größenordnung erhöht (Stevenson & Lunine 1988).

Die Wassereisbande bei $3,08 \mu\text{m}$, die durch eine Vibrationsanregung der OH-Bindung innerhalb des Wassermoleküls verursacht wird, wurde erstmals in den Hüllen zahlreicher tief eingebetteter Protosterne entdeckt (Gillett & Forrest 1973; Gillett et al. 1975; Merrill et al. 1976). In Staubeilchen ist gefrorenes Wasser das am häufigsten vorzufindende Eismolekül (Ehrenfreund et al. 1996).^a Das große Wassereisvorkommen resultiert aus dessen molekularen Eigenschaften: Im Gegensatz zu unpolaren, leichtflüchtigen Eismolekülen, wie CO-, CO₂-, N₂- oder O₂-Eis, besitzt H₂O-Eis einen sehr hohen Schmelzpunkt (ab 120 K), der nur schwach vom Umgebungsdruck abhängt (Davis 2007). Die Polarität des Wassermoleküls ist auch dafür verantwortlich, daß es sich vorwiegend an Kondensationskeime, wie Silikatstaub, anlagert. Kosmische Strahlung sowie chemische Reaktionen können wiederum eine abrupt einsetzende Verdampfung des Wassereises erzwingen (Léger et al. 1985; Hartquist & Wolf 1990). Ein solcher Vorgang wird nur dort verhindert, wo aufgrund hoher optischer Tiefe eine Abschirmung vor harter Strahlung gewährleistet ist bzw. die Temperaturen zu niedrig sind, um exotherm verlaufende, chemische Reaktionen mit schneller und hoher Energieabgabe herbeizuführen (Tielens & Hagen 1982). Dies ist auch

^aMan unterscheidet i.d.R. 14 weitere Eismoleküle, wie CO-, CO₂- oder CH₄-Eis. Bei Eis i.allg. handelt es sich um einzelne Moleküle, die sich relativ lose, allein über van-der-Vaals-Kräfte bzw. Wasserstoffbrückenbindungen (bei Wassereis) aneinander anlagern. Eine chemische Verbindung im eigentlichen Sinne, wie sie in sonstigen Festkörpern (Metalle, Diamant, Salze, Kohlenstoffverbindungen usw.) vorkommt, entsteht dabei nicht.

der Grund dafür, warum die Wassereisbande überwiegend in den Spektren tief eingebetteter Protosterne beobachtet wird (Boogert et al. 2004). Aber auch bei weiter entwickelten Objekten geht man davon aus (Abb. 1 in Chiang et al. 2001), daß große Wassereisvorkommen noch in den optisch dicken, vor harter Strahlung geschützten Bereichen der zirkumstellaren Scheibe existieren. Dies konnte durch vereinzelte Detektionen der Wassereisbande bei $46,5 \mu\text{m}$ (Creech-Eakman et al. 2002) und bei $3,08 \mu\text{m}$ (Leinert et al. 2001; Terada et al. 2007) in den Spektren von T Tauri-Objekte bestätigt werden.

Die Wassereisbande bei $3,08 \mu\text{m}$, die bisher nur in Absorption beobachtet werden konnte, ist ein guter Indikator für den Entwicklungsstand zirkumstellarer Scheiben (van de Bult 1985). In einer protostellaren Molekülwolke tritt Wassereis zuerst in einer amorphen Form auf. Sobald aber die Temperatur in der zirkumstellaren Umgebung ansteigt und die 80 K-Grenze überschreitet, beginnt das Wassereis kristalline Strukturen auszubilden (Hagen et al. 1981a). Dies ist auch am spektralen Absorptionsprofil deutlich erkennbar: Mit zunehmender Kristallinität verjüngt sich die Absorptionsbande und das Maximum verschiebt sich zu größeren Wellenlängen (z.B. Smith et al. 1989). Die kristalline Gitterstruktur des Eises kann aber wiederum zerstört werden, beispielsweise durch UV-Einstrahlung (Kouchi & Kuroda 1990). Neben der Kristallisation ist auch Eiskornwachstum an einer Modifikation des Bandprofils erkennbar. Insbesondere nimmt mit wachsendem Kornradius bis zu einem Mikrometer die Streueffizienz zu, was an einer Verbreiterung der Absorptionsbande am langwelligen Ende und besonders an deren Verschiebung zu größeren Wellenlängen erkennbar ist. Diese Veränderungen sind mit denen der $10 \mu\text{m}$ -Silikatbande vergleichbar (s. Kap. 2). Trotzdem ist der Ursprungsort beider Banden sehr unterschiedlich: Während die Emissionsbande des Silikats aus der Scheibenatmosphäre stammt, hat die Absorptionsbande des Wassereises ihren Ursprung in den tiefen, kalten Regionen nahe der Scheibenmittelebene.

Die Wassereisbande wird oft von Absorptionsbanden anderer Substanzen überlagert. Es handelt sich dabei meist um Substanzen, die im Wassereis gelöst sind oder mit dem Wassereis eine Komplexverbindung eingehen. Zu nennen sind Ammoniumhydrat $\text{H}_2\text{O}\cdot\text{NH}_3$ (Maximum bei $3,47 \mu\text{m}$; Merrill et al. 1976; Mukai et al. 1986; Dartois & d’Hendecourt 2001), Ammoniak NH_3 ($2,96 \mu\text{m}$; d’Hendecourt et al. 1985; Dartois & d’Hendecourt 2001), Methanol CH_3OH ($3,54 \mu\text{m}$; Dartois et al. 2002), aber auch Hydrokarbonate mit den Vibrationsanregungen der CH-, CH_2 - und CH_3 -Bindungen ($3,38 \mu\text{m}$, $3,42 \mu\text{m}$ und $3,48 \mu\text{m}$; Duley & Williams 1984; Chiar et al. 2002) und andere Verbindungen (Ehrenfreund et al. 1996). Die Absorptionsbanden dieser Stoffe sind sehr schmal bzw. liegen am Rand der Wassereisbande vor, wodurch sie von letzterer separiert werden können.

3.2 Beobachtungen mit NAOS-CONICA

Unsere Beobachtungen in „offener Beobachtungszeit“ wurden im Frühjahr und Sommer 2006 mit dem NIR-Spektrometer CONICA (Lenzen et al. 2003) am 8,2m-YEPUN-Teleskop des VLT durchgeführt. Beobachtungen mit CONICA werden durch das adaptive optische System NAOS unterstützt, wodurch Deformationen der ankommenden Lichtwellen, die ihren Ursprung in der atmosphärischen Luftunruhe haben, ausgeglichen werden (Rousset et al. 2003). Dadurch kann je nach Wellenlängenbereich das tatsächlich erreichte räumliche Auflösungsvermögen nahe an die theoretisch mögliche Auflösung herangebracht werden (s. unten). Die Beobachtungen wurden im Wellenlängenbereich zwischen $2,60 \mu\text{m}$ und $4,20 \mu\text{m}$ im Beobachtungsmodus L54_1_SL durchgeführt. Dabei lag die lineare, spektrale Dispersion bei $3,16 \text{ nm/Bildelement}^{\text{b}}$ und die räumliche Pixelskala bei $0,054''$. Der Spalt des verwendeten Spektralapparates wies eine Breite von $172 \text{ Millibogensekunden}$ und eine Länge von $28''$ auf. Dadurch konnten gleichzeitig – je nach Spaltposition – auch potentielle Begleiter des Zielobjektes beobachtet werden.

^bEin Bildelement wird auch als Pixel (PICTure ELeмент) bezeichnet.

Tabelle 3.1: Objekte und Standardsterne unserer Beobachtung mit NAOS-CONICA. Die Koordinaten in Rektaszension (RA) und Deklination (DEC; Cutri et al. 2003), die Helligkeiten im L-Band und die Durchmesser der Objekte (\emptyset ; Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung) sind ebenfalls aufgelistet. Zusätzlich sind in Klammern die Spektralbänder angegeben, bei denen der Durchmesser des jeweiligen Objektes bestimmt wurde. Abgeschätzt wurden diejenigen L-Band-Magnituden, die mit dem Symbol „†“ versehen sind. Die Helligkeiten für die beiden Standardsterne wurden im L'-Band gemessen. In der Spalte R sind die Referenzen genannt, aus denen die Werte für die Durchmesser und Helligkeiten stammen.

Objekt	RA (J2000,0)	DEC (J2000,0)	L [mag]	\emptyset ["]	R
Elia 2-23	16 26 24,0	-24 24 48,1	5,9	0,9 (L)	1
Elia 2-21	16 26 21,4	-24 23 04,1	8,0	0,9 (L)	1
GY92 244	16 27 17,6	-24 28 56,3	9,0 [†]	1,9 (H)	2
CRBR 2422.8-3423	16 27 24,6	-24 41 03,4	9,7	2,1 (K)	3
YLW 16 A	16 27 28,0	-24 39 33,5	7,0 [†]	0,3 (H)	2
VV CrA A	19 03 06,8	-37 12 49,5	4,5	0,2 (N)	4
VV CrA B			-	0,1 (N)	4
HR 6070	16 18 17,9	-28 36 50,3	4,8(L')	-	5
BS 7330	19 21 29,7	-34 59 00,3	5,0(L')	-	6

Referenzen – **1:** Haisch et al. (2002); **2:** Allen et al. (2002); **3:** Brandner et al. (2000); **4:** Przygodda (2004); **5:** van Bliet et al. (1996); **6:** Leggett et al. (2003)

Alle zur Verfügung stehenden photographischen Aufnahmen, Polarimetriekarten sowie interferometrische Beobachtungen wurden zur engeren Auswahl der Objekte herangezogen. Ausgewählt wurden junge stellare Objekte mit einem Neigungswinkel nahe 90° (Blick auf Scheibenkante). Dadurch werden überwiegend optisch dicke Teilbereiche der zirkumstellaren Umgebung beobachtet, die das Wassereis vor harter Strahlung abschirmen. Eine visuelle Extinktion $A_V > 3$ mag reicht aus, um Eis vor der zerstörenden Wirkung von harter Strahlung zu schützen (Murakawa et al. 2000).

Die Tabelle 3.1 listet die Objekte dieser Studie mitsamt den Standardsternen und ihren für die Beobachtung wichtigen Eigenschaften auf. Die Helligkeiten der Standardsterne HR 6070 und BS 7330 sind den Standardsternkatalogen von van Bliet et al. (1996) bzw. Leggett et al. (2003) entnommen. Die Beobachtung des Standardsternes BS 7330 dient der Beseitigung tellurischer Absorptionslinien im Spektrum von VV CrA, während der Stern HR 6070 Standardstern für alle anderen Objekte ist. Die L-Band-Magnituden^c der Objekte CRBR 2422.8-3423 und VV CrA A sind im Gezari-Katalog (1999) zu finden. Die Helligkeit des Infrarotbegleiters VV CrA B im L-Band ist nicht bekannt. Vom Objekt CRBR 2422.8-3423 liegt eine Aufnahme im K-Band vor (Pontoppidan et al. 2005), woraus die Halbwertsbreite bestimmt werden kann. Die Halbwertsbreiten von VV CrA A und VV CrA B wurden anhand interferometrischer Meßtechniken im N-Band bestimmt (Przygodda 2004). Der Fluß und der Durchmesser des Objektes Elia 2-23 im L-Band stammen aus Haisch et al. (2002). Die NICMOS/HST-Aufnahmen von GY92 244 und YLW 16 A im H-Band (Allen et al. 2002) lassen ebenso eine Abschätzung des Durchmessers der zugehörigen Scheibe im L-Band zu. Die L-Band-Helligkeiten dieser Objekte müssen mit Hilfe bekannter H-Band-Magnituden und mittels einer Mittelung der (H-K)- bzw. (K-N)-Farben anderer junger stellarer Objekte aus der gleichen Sternentstehungsregion abgeschätzt werden (Allen et al. 2002).

Zur Berechnung der erforderlichen Aufnahmedauer wird jeweils von einer L-Band-Magnitude

^cDas L-Band überdeckt den NIR-Bereich von 2,8 μm bis 4,2 μm und das L'-Band den Bereich von 3,4 μm bis 4,2 μm .

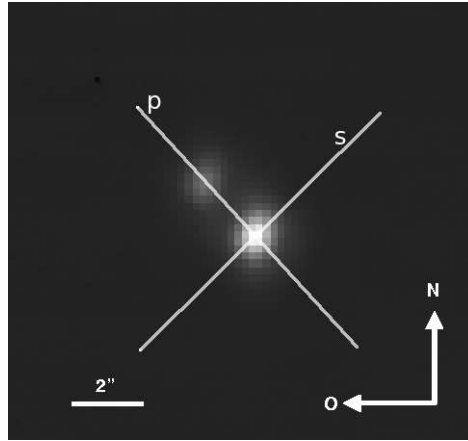


Abbildung 3.1: NIR-Aufnahme vom VV CrA-System mit TIMMI2 (aus Przygodda 2003). Die gewählten Spaltpositionen von NAOS-CONICA (*p* – parallel; *s* – senkrecht) sind eingezeichnet, ohne die tatsächliche Länge des Spaltes zu berücksichtigen.

$\tilde{L} = L_{\text{mes}} + 1$ mag ausgegangen. L_{mes} stellt die gemessene bzw. geschätzte Helligkeit aus Tabelle 3.1 dar. Eine solche Vorgehensweise ist deshalb notwendig, um die Ausdehnung der Objekte und damit ihre effektiv geringere Helligkeit pro Flächenelement zu berücksichtigen.

Die Objekte wurden mit Hilfe des „Nodding-Modus“^d beobachtet: Dabei wurde von Aufnahme $f_{\text{Nod1};i}$ zu Aufnahme $f_{\text{Nod2};i}$ das Teleskop immer um den gleichen Winkel, der in Abhängigkeit vom Objekt zwischen $10''$ und $18''$ lag, vor- und zurückbewegt, ohne dabei das Objekt aus dem Sichtfeld des Spaltes zu verlieren. Der Index i kennzeichnet das *ite*-Aufnahmepaar. Da das Spektrum dadurch alternierend auf verschiedene Detektorbereiche fiel, konnten aufeinander folgende Einzelaufnahmen später voneinander subtrahiert werden, wodurch nur das Signal der Quelle erhalten werden konnte. So wird verfahren, um in den Aufnahmen den hellen Himmelshintergrund und das Hintergrundrauschen von Detektor und Teleskop zu beseitigen.

Die Helligkeit des Himmels kann im Minutenbereich variieren. Daher ist durch den verwendete „Nodding-Modus“ nicht gesichert, daß der Himmelshintergrund in den Einzelaufnahmen völlig beseitigt werden kann. Der „Chopping-Modus“, bei der der Sekundärspiegel des Teleskops mehrere Male pro Aufnahme in verschiedene Raumrichtungen blickt, um dadurch auch kurzzeitige Helligkeitsvariationen des Himmelshintergrundes subtrahieren zu können, stand beim gewählten Beobachtungsmodus im L-Band nicht zur Verfügung.

Alle Objekte wurden unter zwei verschiedenen Ausrichtungen des Spektralspaltes beobachtet. Zuerst wurde der Spektralspalt derart positioniert, daß er parallel zur vermeintlichen Scheibenebene^e des Objektes (*p*) lag, während in der darauf folgenden Aufnahme der Spalt senkrecht zur Scheibenebene (*s*) stand. Das photometrische Zentrum des Objektes gab den Drehpunkt des Spaltes vor. Eine solche Vorgehensweise soll später einen Vergleich der Wassereisorte (amorph – kristallin, Korngrößen) in der Scheibenebene mit der Sorte in den umliegenden Bereichen ermöglichen. Falls die Ausrichtung der zirkumstellaren Scheibe nicht bekannt war, orientierte man sich bei der Bestimmung der Spaltpositionen an der Lage potentieller Begleiter: Aufgrund einer Spaltlänge von $28''$ konnten beispielsweise die Begleiter von VV CrA (VV CrA B mit einem Winkelabstand von $1,69''$; Przygodda 2004) und von Elia 2-23 (Elia 2-21 mit einem Winkelabstand von $10''$; Haisch et al. 2002) in der parallelen Ausrichtung des Spektralspaltes gleichzeitig beobachtet werden. Die Abb. 3.1 illustriert nochmals die Vorgehensweise am Objekt VV CrA.

Bei den Beobachtungen wurde eine räumliche Auflösung von $\gtrsim 0,12''$ erzielt, die der Halb-

^dengl.: Wippmodus

^eDie Scheibenebene ist die Vorzugsrichtung.

Tabelle 3.2: Überblick über unsere Beobachtungen mit NAOS-CONICA. Angegeben sind das zugehörige Datum, die Beobachtungszeit (UT) sowie die über die Beobachtungsdauer gemittelte Luftmasse (AM). Jedes Objekt wurde jeweils zweimal beobachtet (zwei verschiedene Ausrichtungen des Spektralspaltes, parallel (p) bzw. senkrecht (s) zur Vorzugsrichtung). Die Größe T_{ges} ist die gesamte, effektive Aufnahmedauer. Vor oder nach der Beobachtung jedes einzelnen Objektes wurden die Standardsterne HR 6070 bzw. BS 7330 beobachtet.

Objekt	Datum	UT	AM	T_{ges}
HR 6070	02. 04. 2006	7 : 02 – 7 : 04	1,0	2,0 s
Elia 2-23 (p)	02. 04. 2006	7 : 45 – 9 : 34	1,0	$72 \cdot 6 \cdot 2,0$ s
HR 6070	02. 04. 2006	7 : 02 – 7 : 04	1,0	2,0 s
Elia 2-21	02. 04. 2006	7 : 45 – 9 : 34	1,0	$72 \cdot 6 \cdot 2,0$ s
Elia 2-23 (s)	22. 06. 2006	0 : 00 – 0 : 30	1,0	$76 \cdot 6 \cdot 2,0$ s
HR 6070	22. 07. 2006	0 : 45 – 0 : 47	1,0	2,0 s
GY92 244 (p)	27. 05. 2006	2 : 48 – 4 : 00	1,1	$54 \cdot 18 \cdot 2,0$ s
HR 6070	27. 05. 2006	4 : 24 – 4 : 26	1,0	2,0 s
GY92 244 (s)	27. 05. 2006	5 : 25 – 6 : 02	1,0	$36 \cdot 18 \cdot 2,0$ s
HR 6070	27. 05. 2006	6 : 22 – 6 : 24	1,1	2,0 s
CRBR 2422.8-3423 (p)	12. 08. 2006	2 : 01 – 2 : 57	1,3	$18 \cdot 40 \cdot 4,0$ s
HR 6070	12. 08. 2006	3 : 15 – 3 : 17	1,5	2,5 s
CRBR 2422.8-3423 (s)	19. 08. 2006	0 : 14 – 0 : 45	1,0	$12 \cdot 60 \cdot 3,0$ s
HR 6070	19. 08. 2006	1 : 11 – 1 : 13	1,1	2,5 s
HR 6070	28. 04. 2006	7 : 00 – 7 : 02	1,0	2,0 s
YLW 16 A (p)	28. 04. 2006	7 : 26 – 8 : 08	1,0	$60 \cdot 3 \cdot 4,0$ s
YLW 16 A (s)	10. 08. 2006	0 : 45 – 2 : 00	1,1	$26 \cdot 50 \cdot 2,8$ s
HR 6070	10. 08. 2006	2 : 51 – 2 : 59	1,3	2,0 s
VV CrA A (p)	27. 07. 2006	5 : 23 – 6 : 01	1,2	$60 \cdot 8 \cdot 1,5$ s + $+16 \cdot 5 \cdot 5,0$ s
BS 7330	27. 07. 2006	6 : 28 – 6 : 30	1,3	2,0 s
VV CrA A (s)	04. 07. 2006	5 : 17 – 6 : 03	1,0	$60 \cdot 12 \cdot 1,0$ s
BS 7330	04. 07. 2006	6 : 20 – 6 : 22	1,1	2,0 s
VV CrA B	27. 07. 2006	5 : 23 – 6 : 01	1,2	$60 \cdot 8 \cdot 1,5$ s + $+16 \cdot 5 \cdot 5,0$ s
BS 7330	27. 07. 2006	6 : 28 – 6 : 30	1,3	2,0 s

wertsbreite der Punktbildverbreiterungsfunktion^f der Messung entspricht. Das Strehl-Verhältnis lag zwischen 22 % (CRBR 2422.8-3423) und 70 % (VV CrA). Die Tabelle 3.2 faßt unsere Beobachtungen mit NAOS-CONICA zusammen und enthält Informationen über die Aufnahmedauer, die das Produkt der Detektorauslesezahl und der Dauer jeder Einzelaufnahme ist.

^fAuch bekannt unter der englischen Bezeichnung „Point Spread Function“ (PSF).

3.3 Datenreduktion

Bei der Datenreduktion spektroskopischer Messungen, die mit NAOS-CONICA durchgeführt werden, müssen einige Besonderheiten beachtet werden. Die einzelnen Bearbeitungsschritte sollen daher im folgenden vorgestellt werden.

- i. Dunkelstrombilder, bei deren Aufnahme die Kamera verschlossen bleibt, dienen u.a. dazu, einzelne Pixel mit schlechter Aufnahmecharakteristik zu kennzeichnen. Von allen Dunkelstrombildern, die während der gleichen Nacht wie die Objektaufnahmen gemessen wurden, wird der arithmetische Durchschnitt bestimmt und Pixel mit stark abweichenden Detektionseigenschaften^g markiert. Um diese markierten Bildelemente wird bei allen weiteren Aufnahmen derselben Nacht ein Detektorabschnitt der Größe $3 \cdot 3$ Pixel definiert, um die Werte der markierten, „schlechten“ Pixel durch den Medianwert des Abschnittes zu ersetzen.
- ii. Zeitlich aufeinanderfolgende Aufnahmen $f_{\text{Nod1};i}$ und $f_{\text{Nod2};i}$, die bei zwei verschiedenen Kippositionen des Teleskops aufgenommen wurden, werden voneinander subtrahiert (s. oben):

$$f_{\text{Nod1};i} - f_{\text{Nod2};i}$$

- iii. Das „Flatfield“ (FF), d.h. die Aufnahme einer gleichmäßig angestrahlten Oberfläche, dient der Quantifizierung der Sensitivität eines jeden Pixels. Von diesen Aufnahmen subtrahiert man Dunkelstrombilder D mit gleicher Beobachtungsdauer. Die Objektaufnahmen werden schließlich durch das normierte Flatfield dividiert. Mit dieser Vorgehensweise soll jede Aufnahme vom Einfluß des Detektors und des Instruments bereinigt werden:

$$\frac{f_{\text{Nod1};i} - f_{\text{Nod2};i}}{FF - D}$$

- iv. Jede Aufnahme, die mit NAOS-CONICA durchgeführt wurde, besitzt eine räumliche und eine spektrale Dimension, die in erster Näherung den Zeilen bzw. den Spalten einer Bildmatrix zugeordnet werden können. Um das Spektrum aus der Aufnahme zu extrahieren, wird in jeder Zeile dieser Bildmatrix eine Gaußfunktion an die *räumliche* Intensitätsverteilung der Quelle angepaßt. Diese Vorgehensweise ist zur Bestimmung der Lage des Helligkeitsmaximums notwendig, da sich das Spektrum über die gesamte Spektralachse der Bildmatrix um insgesamt ~ 4 Bildelemente verschiebt. Die Zählraten derjenigen Matrixelemente, die innerhalb der vierfachen Halbwertsbreite dieser Gaußfunktion liegen, werden anschließend summiert, woraus sich ein eindimensionales Spektrum ergibt. Daraufhin werden die gewonnenen Spektren eines Objektes summiert und durch die gesamte Beobachtungsdauer T_{ges} dividiert:

$$\frac{1}{T_{\text{ges}}} \sum_i \left[\frac{f_{\text{Nod1};i} - f_{\text{Nod2};i}}{FF - D} \right]_{1 \text{ dim.}}$$

Anstatt über das Vierfache der Halbwertsbreite der Gaußfunktion zu summerieren, unterteilt man oben erwähnte Gaußfunktion noch in einzelne Abschnitte (s. Kapitel 3.7), um räumlich aneinander angrenzende Spektren zu erhalten. Unter Berücksichtigung einer Pixelskala von $0,054''$ werden für diese Abschnitte, die symmetrisch um das Helligkeitsmaximum^h angeordnet sind, Breiten von 10 AE, 20 AE, 30 AE und 40 AE gewählt. Die Intensitätswerte der Pixel werden dann auf diese Abschnitte aufgeteilt.

^gAbweichungen größer als 3σ , wobei σ die Standardabweichung vom Durchschnittswert darstellt.

^hMaximum der Gaußfunktion

- v. Die Wellenlängenkalibration von L-Band-Spektren, die mit NAOS-CONICA aufgenommen sind, ist dadurch erschwert, daß in dem von uns verwendeten Beobachtungsmodus keine Kalibrationslampen beobachtet werden. Diese Lampen emittieren Spektrallinien mit bekannten Wellenlängen, wodurch eine nachfolgende Wellenlängenkalibration ermöglicht wird. Im L-Band stehen aber keine Lampen mit geeigneten Linien zur Verfügung. Auch treten in unseren aufgezeichneten L-Band-Spektren intrinsische Emissionslinien, wie die Pf γ -Linie bei $3,74 \mu\text{m}$ (s. auch Wallace & Hinkle 2002), nicht deutlich genug aus dem Hintergrundrauschen hervor, um diese dafür verwenden zu können. Stattdessen werden drei tellurische Absorptionslinien mit den Wellenlängen $2,971 \mu\text{m}$, $3,315 \mu\text{m}$ und $3,668 \mu\text{m}$ herangezogen. Der Vergleich mit einem von der ESO (Europäische Südsternwarte) zur Verfügung gestellten Himmelspektrum macht letztendlich eine Wellenlängenkalibration möglich.ⁱ Diese Kalibration kann aber nicht mit einer Genauigkeit kleiner als die Breite eines Pixels durchgeführt werden. Dies hätte das Wissen um den genauen Verlauf der zumeist asymmetrischen tellurischen Absorptionslinien vorausgesetzt.
- vi. Zur Bestimmung der Transmissionseigenschaften von Atmosphäre und Instrument und damit zur Beseitigung tellurischer Absorptionslinien im Spektrum wurden Standardsterne beobachtet. Die Transmission der Erdatmosphäre ist innerhalb des L-Bandes nicht konstant, sondern wird von atmosphärischen Gasen wie Wasserdampf und Kohlendioxid, von der Wetterlage, wie auch von der Luftmasse AM^j z.Z. der Beobachtung beeinträchtigt (Wolfe & Zissis 1989). Deshalb wird zuvor und/oder im Anschluß an die Beobachtung ein Standardstern im gleichen Modus beobachtet, um die Effekte der wellenabhängigen Transmission des Himmels und auch des Instruments in den Objektaufnahmen zu beseitigen. Es sei $I_O(\lambda)$ und $I_S(\lambda)$ der intrinsische Fluß von Objekt und Standardstern. Die Transmission des Instruments bezeichnen wir mit $T_{\text{Instr.}}(\lambda)$ und für die Transmission der Atmosphäre gilt:

$$T_{\text{Atmos.}} = e^{-AM \cdot t_A}. \quad (3.1)$$

Hier ist t_A die atmosphärische Absorption. Insgesamt kann man für den vom Detektor registrierten Fluß \mathcal{F}_O und \mathcal{F}_S schreiben:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_O(\lambda) &= I_O(\lambda) \cdot T_{\text{Instr.}}(\lambda) \cdot e^{-AM_O \cdot t_A(\lambda)} \\ \text{und} & \\ \mathcal{F}_S(\lambda) &= I_S(\lambda) \cdot T_{\text{Instr.}}(\lambda) \cdot e^{-AM_S \cdot t_A(\lambda)}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Die Aufnahme des Objektes \mathcal{F}_O wird durch die Aufnahme des zugehörigen Standardsterns \mathcal{F}_S dividiert. Um aber den Einfluß des Kontinuums des Standardsternspektrums zu unterdrücken, wird \mathcal{F}_S noch durch den Verlauf einer Schwarzkörperkurve $B(T)$ normiert, dessen Temperatur T gleich der effektiven Temperatur T_{eff} des Standardsterns ist. Gemäß eines Spektraltyps von A0 V wird für den Standardstern HR 6070 eine Temperatur von $T_{\text{eff}} = 9980 \text{ K}$ angenommen, während für den Standardstern BS 7330 mit einem Spektraltyp von G5 V eine effektive Temperatur von $T_{\text{eff}} = 5560 \text{ K}$ veranschlagt wird (Allen 2000). Die L-Band-Spektren der hier verwendeten Standardsterne besitzen keine weiteren Strukturen, sondern weisen nur den glatten Rayleigh-Jeans-Verlauf einer Planckschen Strahlungskurve auf.

Bei der weiteren Datenauswertung wird angenommen, daß $T_{\text{Instr.}}$ und t_A während der Beobachtung von Objekt und Standardstern konstant blieben. Weiterhin gilt für die Luft-

ⁱhttp://www.eso.org/instruments/isaac/tools/spectroscopic_standard.html

^jengl.: Airmass. Sie entspricht der Weglänge des Lichts durch die Atmosphäre und ist definiert als $AM = \sin^{-1}(\gamma)$, wobei γ der Winkel gegen die Senkrechte ist, unter dem die Strahlen auf die Erde treffen (Meridianhöhe).

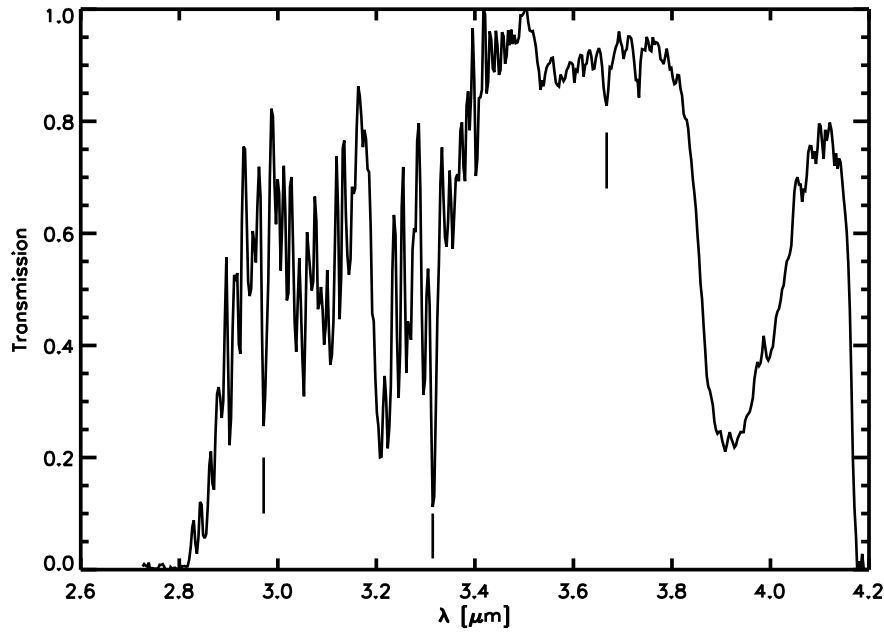


Abbildung 3.2: Transmission von Erdatmosphäre und Instrument, die anhand einer Aufnahme des Standardsterns HR 6070 gemessen wurde. Die drei Spektrallinien, die zur Wellenlängenkalibration verwendet werden, sind mit drei vertikalen Strichen angedeutet.

masse von Standardstern und Objekt $AM_S \approx AM_O$, nachdem bei der Auswahl der Standardsterne darauf geachtet wurde, daß sich diese in unmittelbarer Nähe (Größenordnung 1°) zu den Objekten befinden. Es gilt also nach Gl. 3.2:

$$\begin{aligned}
 I_O &= \frac{\mathcal{F}_O}{T_{\text{Instr.}} e^{-AM_O \cdot t_A}} \approx & (3.3) \\
 &\approx \frac{\mathcal{F}_O}{T_{\text{Instr.}} e^{-AM_S \cdot t_A}} = \frac{\mathcal{F}_O}{\left[\frac{I_S T_{\text{Instr.}} e^{-AM_S \cdot t_A}}{C_S \cdot B(T)} \right]} = \frac{\mathcal{F}_O}{\left[\frac{\mathcal{F}_S}{C_S \cdot B(T)} \right]}
 \end{aligned}$$

Die Konstante C ist der Quotient aus der Oberfläche des Standardsterns und dem Abstandsquadrat $4\pi d^2$ ($d \approx 160$ pc). Bei der Bestimmung der atmosphärischen Transmission ist aber nur deren relativer Verlauf von Bedeutung. Daher braucht C_S nicht bekannt zu sein. Die Abb. 3.2 stellt die normierte Transmission von Himmel und Instrument dar, also $\mathcal{F}_S/B(T)$, die mit Hilfe des Standardsterns HR 6070 gewonnen wurde. Um letztendlich eine optimale Beseitigung tellurischer Absorptionslinien bei der Division mit dem Standardspektrum zu erzielen, wird das Spektrum des zugehörigen Standardsterns in kleineren Schritten als von der Breite eines einzelnen Pixels vorgegeben und parallel zur Spektralachse verschoben. Dies kann mit Hilfe einer zusätzlichen, 20-fachen Unterteilung des Standardsternspektrums erzielt werden.

- vii. Die Standardsterne dienen auch der photometrischen Flußkalibration. Dies ist möglich, da sowohl die photometrischen L'-Band-Flüsse der Standardsterne (s. Tabelle 3.1) als auch die Filterkurven $T_{\text{Filter}}(\lambda)$ bekannt sind, die bei der photometrischen Messung des Flusses der Standardsterne zum Einsatz kamen (van Blik et al. 1996; Leggett et al. 2003). Nachdem vorausgesetzt werden kann, daß die Zählrate des Infrarotdetektors proportional zur Anzahl der detektierten Photonen ist, kann aus der Beobachtung eines photometrischen Standardsterns der Skalierungsfaktor bestimmt werden. Der Skalierungsfaktor stellt für eine Beobachtungsnacht aber keine Konstante dar, sondern kann mit der atmosphärischen

Transmission um über 15 % variieren (s. Przygodda 2004), was die photometrische Kalibration mit einem entsprechend hohen Unsicherheitsfaktor behaftet.

3.4 Beobachtungsergebnisse

Die Abb. 3.3f. zeigen die aus der resultierenden Datenreduktion L-Band-Spektren der Objekte. Die Tatsache, daß manche der gemessenen L-Band-Spektren oberhalb der photometrischen Messungen liegen (vgl. Tabelle 3.1), kann in der variierenden atmosphärischen Transmission begründet sein (s. oben). Eine intrinsische Variabilität der L-Band-Helligkeit ist aber auch denkbar (Leinert et al. 2001). So ist bekannt, daß die NIR-Helligkeit von VV CrA im Laufe weniger Jahre deutlich variieren kann (Graham 1992; Chen & Graham 1993; Koresko et al. 1997; Przygodda 2004).

Hinsichtlich des Klasse-I-Objektes YLW 16 A ist zu erwähnen, daß in dessen NICMOS/HST-Aufnahmen eine bipolare Hülle ober- und unterhalb der zirkumstellaren Scheibe erkennbar ist (Allen et al. 2002). Die beiden keulenförmigen Komponenten liefern bei unseren Beobachtungen mit NAOS-CONICA zwei separate Spektren 1 und 2.

Obwohl die Absorptionsbande von VV CrA A^k nur schwach ist, steht das Ergebnis dieser Beobachtung im Widerspruch zu einer spektroskopischen Messung am 4-Meter-Teleskop des CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory; Chen & Graham 1993), bei der überhaupt keine Eisabsorptionsbande gefunden wurde. Angesichts des um einen Faktor 2 höheren spektralen Auflösungsvermögens und auch hinsichtlich des um einen Faktor ~ 11 höheren räumlichen Auflösungsvermögens von NAOS-CONICA ist dieser Unterschied erklärbar. Es ist also anhand unserer Beobachtung möglich, exklusiv zentralere Bereiche, die direkt unter dem Einfluß des Sterns und der Scheibe stehen, zu studieren. Die Wassereisabsorption beim Infrarotbegleiter ist ausgeprägter. Dieser in Helligkeit stark variable Begleiter (Koresko et al. 1997) weist eine breite Absorptionsbande auf. Das Meßergebnis bestätigt die vorangegangene Messung am 4-Meter-Teleskop des CTIO.

3.5 Die Modellierung der Wassereisbande

Die Profiltiefe der Absorptionsbande hängt von der Weglänge der Strahlung durch das absorbierende Medium L , von der Teilchendichte ρ sowie von den (mittleren) Extinktionseigenschaften des vorliegenden Materials Q_{ext} ab. Für kugelförmige Teilchen mit einem mittleren Radius a und einer mittleren Massendichte η gilt nach Whittet (2002):

$$\tau = \frac{Q_{\text{ext}} L \rho \pi a^2}{4/3 \pi a^3 \eta}. \quad (3.4)$$

Die Größe τ ist die optische Tiefe. Gleichzeitig liefert das Beer-Lambertsche Absorptionsgesetz mit dem gemessenen Fluß F_{obs} und dem Kontinuum F_{cont} oberhalb der Absorptionsbande:

$$\tau = -\ln \left(\frac{F_{\text{obs}}}{F_{\text{cont}}} \right). \quad (3.5)$$

Insgesamt läßt sich also schreiben:

$$-\ln \left(\frac{F_{\text{obs}}}{F_{\text{cont}}} \right) = L \rho \cdot \kappa_{\text{ext}} = K_0 \sum_i (K_i \cdot \kappa_{\text{ext};i}). \quad (3.6)$$

Die Größe κ_{ext} ist der Massenextinktionskoeffizient (s. Kap. 2.3.2). Die gesamte Extinktion κ_{ext} ist demnach eine Superposition aus mit K_i gewichteten Massenextinktionskoeffizienten $\kappa_{\text{ext};i}$ der

^kDie Hauptkomponente ist die Südwestkomponente im Doppelsternsystem.

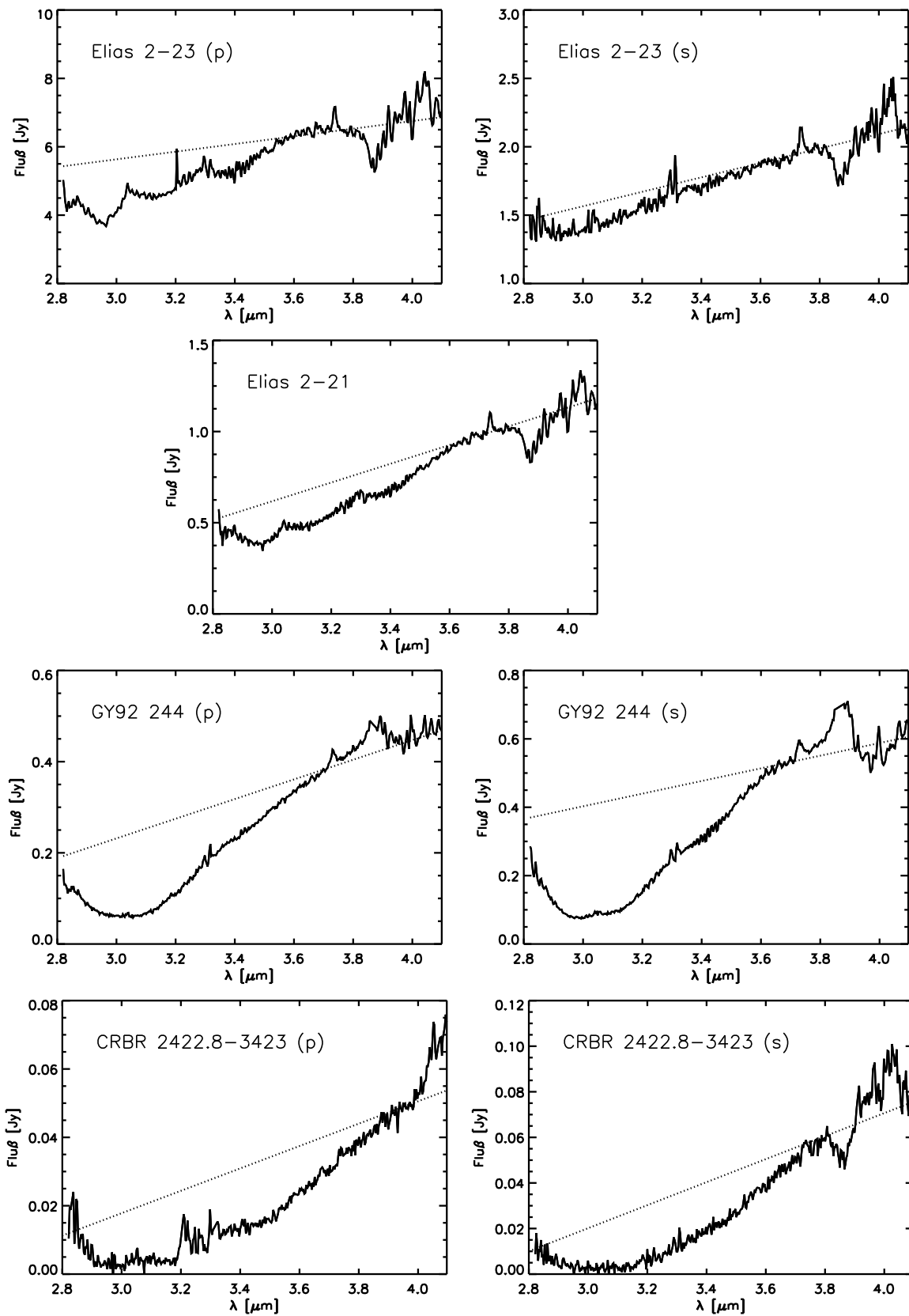


Abbildung 3.3: Extrahierte und flußkalibrierte L-Band-Spektren der Objekte aus Tabelle 3.1. Die gepunkteten Geraden sollen den vermeintlichen Verlauf des Kontinuums wiedergeben.

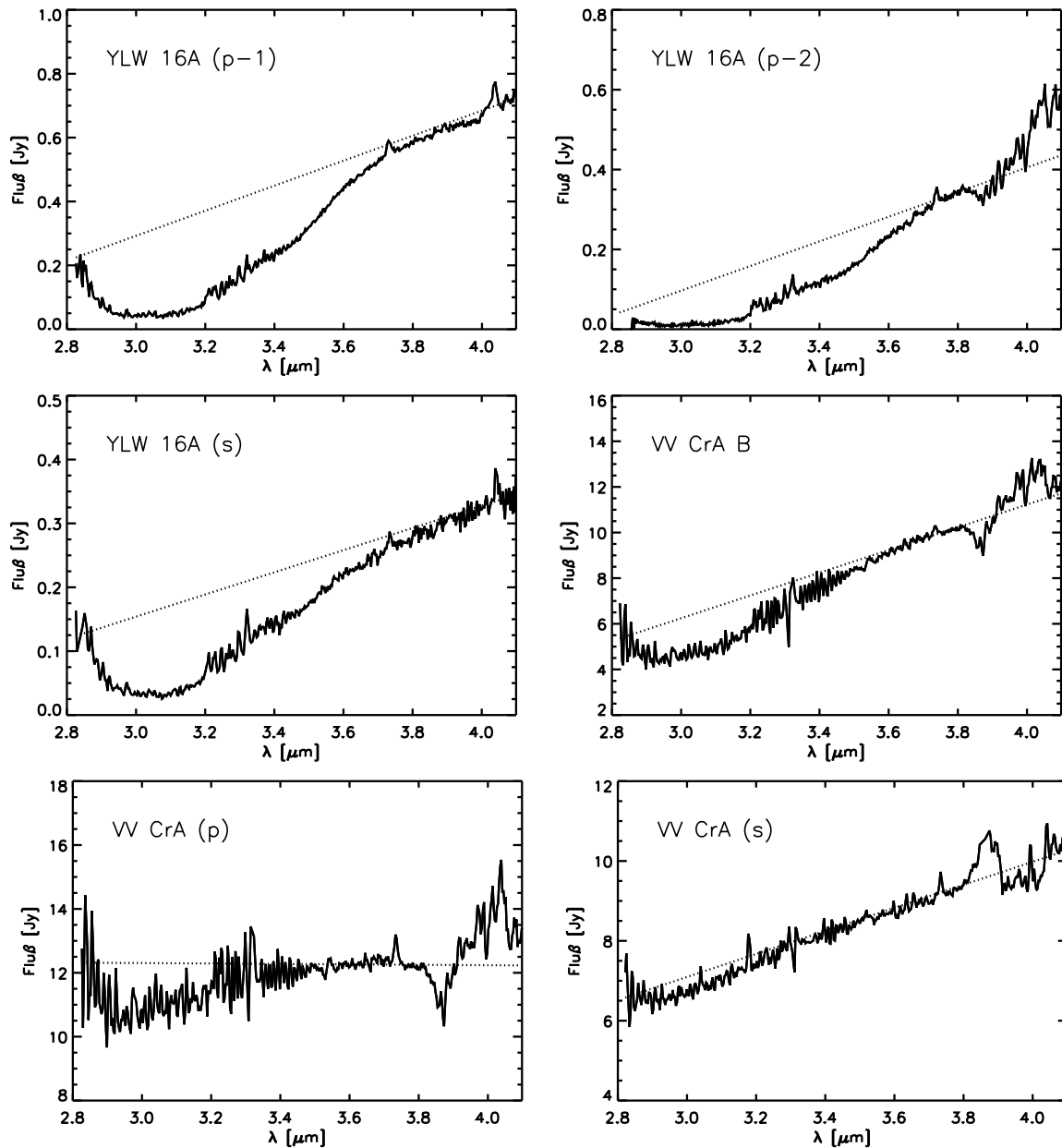


Abbildung 3.4: Fortsetzung von Abb. 3.3.

Materialien i (s. Gl. 2.1; Martin 1978; Šolc 1980). Die Größe $K_0 = L\rho$ stellt für das betreffende Objekt eine Konstante dar.

Um die verschiedenen Eiskomponenten bestimmen zu können, die effektiv zur $3\mu\text{m}$ -Absorptionsbande beitragen, werden in Analogie zu Kap. 2 die Extinktionsprofile von Eiskörnern verschiedener Größe und Kristallinität derart linear kombiniert, daß die optische Tiefe τ aus Gl. 3.6f. reproduziert werden kann. Anstatt die zugehörigen *Absorptions*profile heranzuziehen, geht man in dieser Studie von *Extinktions*profilen $\kappa_{\text{ext};i}$ aus, d.h. Lichtstreuung an Eiskörnern wird ebenfalls berücksichtigt. Streueffekte können nur dann vernachlässigt werden, wenn gilt (Dartois et al. 2002):

$$\frac{2\pi a}{\lambda} < \frac{1}{|m|}. \quad (3.7)$$

Die Größe $|m|$ ist der komplexe Brechungsindex. Für $|m| \approx 1,5$ und $\lambda = 3,0 \mu\text{m}$ erhält man

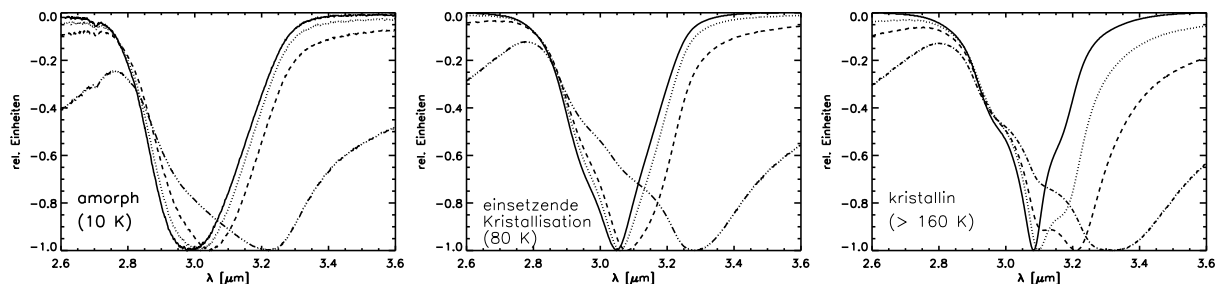


Abbildung 3.5: Normierte Extinktionsprofile $\kappa_{\text{ext};i}$ von vollständig amorphem (linke Abb.) bzw. kristallinem (rechte Abb.) Wassereis für die Teilchenradien $0,1\ \mu\text{m}$ (durchgezogene Kurven), $0,5\ \mu\text{m}$ (gepunktete Kurven), $0,8\ \mu\text{m}$ (gestrichelte Kurven) und $1,5\ \mu\text{m}$ (Punkt-Strich-Kurven). Die mittlere Abb. zeigt die Profile von Wassereis mit einer Temperatur von $80\ \text{K}$. Im Temperaturbereich um $80\ \text{K}$ setzt die Kristallisation ein. Aus Teilchenwachstum resultiert eine Verschiebung des Minimums zu größeren Wellenlängen. Die Berücksichtigung von Streueffekten führt zu einem asymmetrischen Gesamtprofil mit einem zu großen Wellenlängen weit auslaufenden Profil (aus Dartois & d’Hendecourt 2001).

$a > 0,32\ \mu\text{m}$, was für die Berücksichtigung der Streuung spricht. Tatsächlich liegen in der Wassereisbande im Spektrum des Sterns OH 231.8+4.2 Hinweise auf Streueffekte vor (Dartois et al. 2002). Auch die in den NICMOS/HST-Aufnahmen erkennbaren Hüllen um die Objekte GY92 244 und YLW 16 A, die im NIR-Bereich hauptsächlich im Streulicht leuchten, rechtfertigen die Berücksichtigung von Extinktionsprofilen.

Im Modellansatz aus Gl. 3.6 werden hier Extinktionsprofile $\kappa_{\text{ext};i}$ von vollständig amorphem ($T = 10\ \text{K}$) und vollständig kristallinem ($T > 140\ \text{K}$) Wassereis miteinbezogen. Die Radien der Wassereiskörner sind $0,1\ \mu\text{m}$, $0,3\ \mu\text{m}$ sowie $0,5\ \mu\text{m}$, $0,8\ \mu\text{m}$ und $1,5\ \mu\text{m}$. Eine Beschränkung auf zwei Kornradien (z.B. $0,3\ \mu\text{m}$ und $0,5\ \mu\text{m}$) vergrößert lediglich die Abweichung zwischen Modell und Messung, verändert jedoch nicht die resultierenden Massenverhältnisse K_i . Als *kleine* bzw. *große* Körner werden in dieser Studie Wassereiskörner bezeichnet, deren Radien kleiner bzw. größer als $0,5\ \mu\text{m}$ sind. Die Abb. 3.5 zeigt die Massenextinktionskoeffizienten $\kappa_{\text{ext};i}$ vollständig amorpher bzw. vollständig kristalliner Wassereiskörner. Bei der Herleitung dieser Materialkonstanten geht man von kugelförmigen, kompakten Eisteilchen aus. Unter Berücksichtigung der zugehörigen komplexen Brechungsindizes (Schmitt et al. 1998; Dartois & d’Hendecourt 2001) und unter Anwendung der Mie-Streutheorie werden die Massenextinktionkoeffizienten $\kappa_{\text{ext};i}$ mit Hilfe des Programms MIEX berechnet (Wolf & Voshchinnikov 2004).

Die Bestimmung des Kontinuumsflusses F_{cont} oberhalb der Absorptionsbande ist erschwert, da Teile des kurzwelligen Bereichs am Übergang zum Kontinuum fehlen. Dies wird dort durch die verminderte atmosphärische Transmission verursacht (s. Abb. 3.2). Dazu kommt noch, daß einige tellurische Linien im langwelligen Randbereich des L-Bandes ($> 3,6\ \mu\text{m}$) nicht gänzlich bei der Datenreduktion beseitigt werden konnten, wodurch das Kontinuum auch dort nicht eindeutig bestimmbar ist. In vorangegangenen Untersuchungen der Wassereisbande (Thi et al. 2006; Dartois et al. 2004) wurde zumeist eine Planckfunktion $B_\nu(T)$ an das Kontinuum und – sofern vorhanden – an vorliegende photometrische Meßpunkte in angrenzenden Spektralbändern angepaßt, so daß das Kontinuum dadurch bestimmt werden konnte. Ebenso gibt es Versuche, zuerst die spektrale Energieverteilung im gesamten Infrarotbereich mit Hilfe einfacher Scheibenmodelle zu reproduzieren, um daraufhin das Kontinuum festzulegen (Pontoppidan et al. 2004). Aufgrund der in unseren Beobachtungen erzielten räumlichen Auflösung von $0,12''$, die kleiner als die tatsächliche Ausdehnung des Objektes ist, ist anzunehmen, daß nur ein Bruchteil des gesamten Strahlungsflusses detektiert wurde. Photometrische Meßpunkte, die den Gesamtfluß des Objektes wiedergeben, müssen demnach nicht die absolute Lage unseren gemessenen Spektrums wiedergeben.

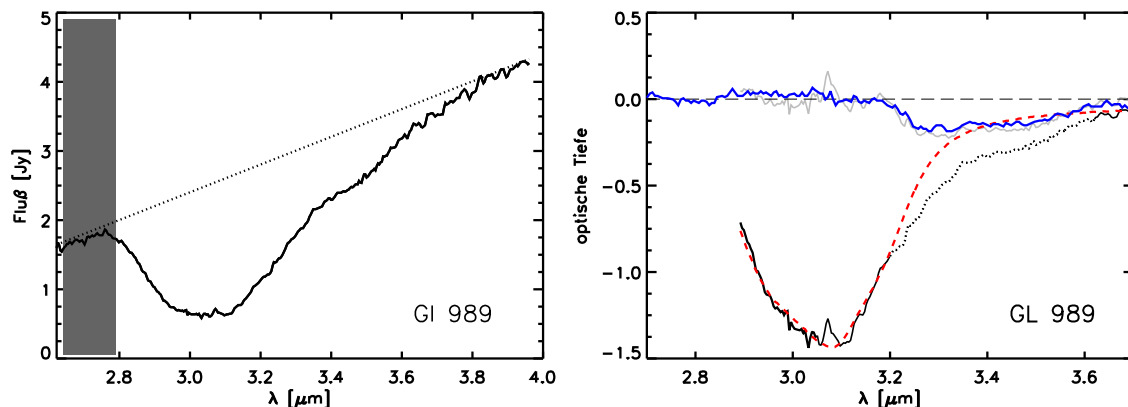


Abbildung 3.6: Links: *L*-Band-Spektrum von Objekt GL 989, das mit dem ISO-Satelliten aufgenommen wurde. Aufgrund der verminderten Transmission des Himmels ist der kurzwellige, hier grau unterlegte Bereich des Spektrums vom Erdboden aus, z.B. mit NAOS-CONICA, nicht beobachtbar. Das vermeintlich lineare Kontinuum ist gepunktet eingezeichnet.

Rechts: Berechnete optische Tiefe τ der Wassereisbande von GL 989 ohne dem kurzwelligen Grenzbereich. Der Bereich der Absorptionsbande zwischen $3,2\mu\text{m}$ und $3,6\mu\text{m}$ wird nicht nur von Wassereis hervorgerufen. Deswegen wird dieser Spektralbereich bei der Modellierung der Wassereisbande nicht miteinbezogen (gepunktete Kurve). Rot gestrichelt eingezeichnet ist die Linearkombination von Eisprofilen, die die Bande mit der geringsten Abweichung, d.h. kleinstem χ^2 , wiedergibt. Die graue Kurve stellt die Abweichung zwischen unserem Modell und den Meßdaten dar. Zum Vergleich ist blau diejenige Abweichung von den Meßdaten eingezeichnet, die Dartois & d’Hendecourt (2001) aus der Modellierung derselben Wassereisbande erhalten haben.

Anstatt eine Planckkurve mit spezifischer Temperatur zu wählen, wird hier zur Bestimmung des Kontinuums eine lineare Funktion benutzt. Damit man sich aber nicht im voraus auf eine einzelne Gerade mit spezifischer Steigung festlegen muß, läßt man um einen festen Büschelpunkt eine Gerade in kleinen Winkelschritten im Spektrum rotieren und erhält damit nach Gl. 3.6 und in Abhängigkeit der Steigung der Geraden eine Schar verschiedener optischer Tiefen. Die gewählte Schrittweite hängt von der Profiltiefe der Absorptionsbande ab. Aufgrund der im Spektrum teilweise verbliebenen tellurischen Linien kann nicht immer der gleiche Drehpunkt gewählt werden. Dieser liegt aber generell im Intervall zwischen $3,72\mu\text{m}$ und $3,94\mu\text{m}$. Die Wahl des Drehpunktes beeinflusst nicht den qualitativen Verlauf der resultierenden optischen Tiefe τ . Vielmehr werden die nachfolgenden Ergebnisse von der Steigung einer jeden Geraden beeinflusst. Eine repräsentative Gerade aus der verwendeten Geradenschar ist jeweils gepunktet in den Spektren von Abb. 3.3f. eingezeichnet. Nach Gl. 3.6 wird daraufhin die Kontinuumsgerade gesucht, die zusammen mit der daraus resultierenden Linearkombination aus Extinktionsprofilen am besten, d.h. mit kleinsten χ^2 (s. Gl. 2.4), den Verlauf der optischen Tiefe wiedergeben kann. Zur Modellierung wird die Routine verwendet, die in Kap. 2 vorgestellt wurde.

Obig beschriebenes Verfahren zur Bestimmung des Kontinuums und der zur Absorptionsbande beitragenden Eiskomponenten wird am Spektrum des jungen stellaren Objektes GL 989 getestet. Das $3\mu\text{m}$ -Band dieser Quelle wurde schon von Dartois & d’Hendecourt (2001) untersucht. Im Gegensatz zu unseren Messungen wurde dieses Objekt mit Hilfe des ISO-Satelliten (Infrared Space Observatory) beobachtet, wobei der kurzwellige Bereich des Spektrums für die Analyse erhalten blieb. Wird nun aber aus diesem Spektrem der kurzwellige Grenzbereich bis $2,84\mu\text{m}$ ausgeschnitten und bei der Bestimmung der „besten“ Linearkombination aus Wassereisprofilen nicht berücksichtigt, was dann unseren NAOS-CONICA-Aufzeichnungen entspricht, so läßt sich die daraus gewonnene Linearkombination aus $\kappa_{\text{ext};i}$ mit der Linearkombination vergleichen, die mit Hilfe der gesamten Absorptionsbande von GL 989 gewonnen wird. Der systematische Fehler, der aus dem Fehlen des kurzwelligen Grenzbereichs des Spektrums resultiert,

Tabelle 3.3: Relativer Massenanteil amorpher, kleiner ($m_{a,k}$: $0,1\ \mu\text{m}$ und $0,3\ \mu\text{m}$), amorpher, großer ($m_{a,g}$: $0,5\ \mu\text{m}$, $0,8\ \mu\text{m}$ und $1,5\ \mu\text{m}$) und kristalliner (m_k : alle Teilchenradien) Wassereiskörner. Die Positionswinkel (PA) des Spektralspaltes, gemessen von Norden ostwärts, sind zusätzlich aufgelistet. Die Größen N_A und A_V stellen die Säulendichte der Wassereispartikel bzw. die visuelle Extinktion auf der Sichtlinie des Beobachters dar (s. Gl. 3.8f.). Eine Modellierung der optischen Tiefen ist aufgrund der noch verbleibenden tellurischen Linien nicht bei allen Aufnahmen möglich. Die Säulendichte N_A und die Extinktion A_V können aber hier zumindest abgeschätzt werden.

Objekt	PA [°]	N_A [$10^{22}\ \text{m}^{-2}$]	A_V [mag]	$m_{a,k}$ [%]	$m_{a,g}$ [%]	m_k [%]	χ
Elia 2-23 (p)	53	0,52	7,3	–	–	–	–
Elia 2-23 (s)	45	0,26	4,7	100	–	–	0,04
Elia 2-21 (p)	53	0,66	8,7	–	–	–	–
GY92 244 (p)	178	1,8	20,1	> 99	< 1	< 1	0,08
GY92 244 (s)	88	2,1	23,1	> 99	–	< 1	0,1
CRBR 2422.8-3423 (p)	53	3,3	35,1	–	–	–	–
CRBR 2422.8-3423 (s)	45	2,7	29,1	91	< 1	8	0,2
YLW 16 A (p - 1)	178	3,0	32,1	> 99	–	< 1	0,09
YLW 16 A (p - 2)	178	2,3	25,1	> 99	–	< 1	0,4
YLW 16 A (s)	88	3,3	35,1	> 99	< 1	–	0,09
VV CrA B (p)	134	0,66	8,7	> 99	–	< 1	0,05
VV CrA A (p)	134	0,13	3,4	–	–	–	–
VV CrA A (s)	43	0,030	2,4	–	–	–	–

kann dadurch bestimmt werden. Ergänzt sei hier, daß Dartois & d’Hendecourt (2001) anstelle einer Geraden eine Planckkurve $B_\nu(T)$ mit $T \approx 500\ \text{K}$ zur Bestimmung des Kontinuums verwendeten. Außerdem berücksichtigten sie zur Modellierung Extinktionsprofile von Eiskörnern mit kontinuierlicher Größenverteilung.

Die Abb. 3.6 zeigt das Testergebnis. Ob nun das gesamte Spektrum mit einer unteren Grenzwellenlänge von $2,6\ \mu\text{m}$ berücksichtigt oder der Bereich bis $2,84\ \mu\text{m}$ aus dem Spektrum ausgeschnitten wird, die jeweils aus der Modellierung resultierenden Massenanteile der einzelnen Eiskomponenten weichen nur um wenige Prozent voneinander ab. So liegt im Spektrum ohne den kurzwelligen Randbereich der Massenanteil kristallinen Eises um ca. 1% über dem kristallinen Massenanteil (insgesamt 3,3%), der im Modell mit der Absorptionsbande gefunden wird. Im Modell mit der gesamten Bande können hingegen 3,2% mehr an $0,5\ \mu\text{m}$ -großen Silikatkörnern gefunden werden. Der Parameter χ^2 liegt in beiden Fällen bei 0,04.

Die Tabelle 3.3 sowie die Abb. 3.7f. fassen die Ergebnisse der Modellierung der Wassereisbänder zusammen. Nachdem es nicht gelingt, die L-Band-Spektren mancher der hier untersuchten Objekte von den Himmelslinien völlig zu reinigen und aufgrund des daraus resultierenden geringen Signal-zu-Rauschverhältnisses von < 2 , ist eine Modellierung folgender optischer Tiefen nicht möglich: Elias 2-23 (p), Elias 2-23 (s), Elias 2-21, CRBR 2422.8-2423 (p), VV CrA (p) und VV CrA (s). Diese optischen Tiefen $\tau(\lambda)$ sind in den Abb. 3.7f. nicht abgebildet.

Die Säulendichten N_A der absorbierenden Wassereispartikel in Beobachtungsrichtung werden mit Hilfe einer Integration über Extinktionsprofile *amorpher* Wassereisverbindungen ermittelt, die an die optische Tiefe $\tau(\lambda)$ angepaßt wurden. Nach Whittet (2002) gilt:

$$N_A(\text{H}_2\text{O}) = - \int_{2,8\ \mu\text{m}}^{3,8\ \mu\text{m}} \frac{\tau(\lambda) d\lambda}{A \lambda^2}. \quad (3.8)$$

Der integrale Extinktionsquerschnitt A von Wassereis bei einer Temperatur von 10 K beträgt $A = 2,0 \cdot 10^{18}\ \text{m}/\text{Molekül}$ (Hagen & Tielens 1981b). Laut Teixeira & Emerson (1999) liegt zwischen der Säulendichte $N_A(\text{H}_2\text{O})$ und der visuellen Extinktion A_V folgende Relation vor:

$$N_A(\text{H}_2\text{O}) = (A_V - 2,1) \cdot 10^{21}\ \text{m}^{-2}. \quad (3.9)$$

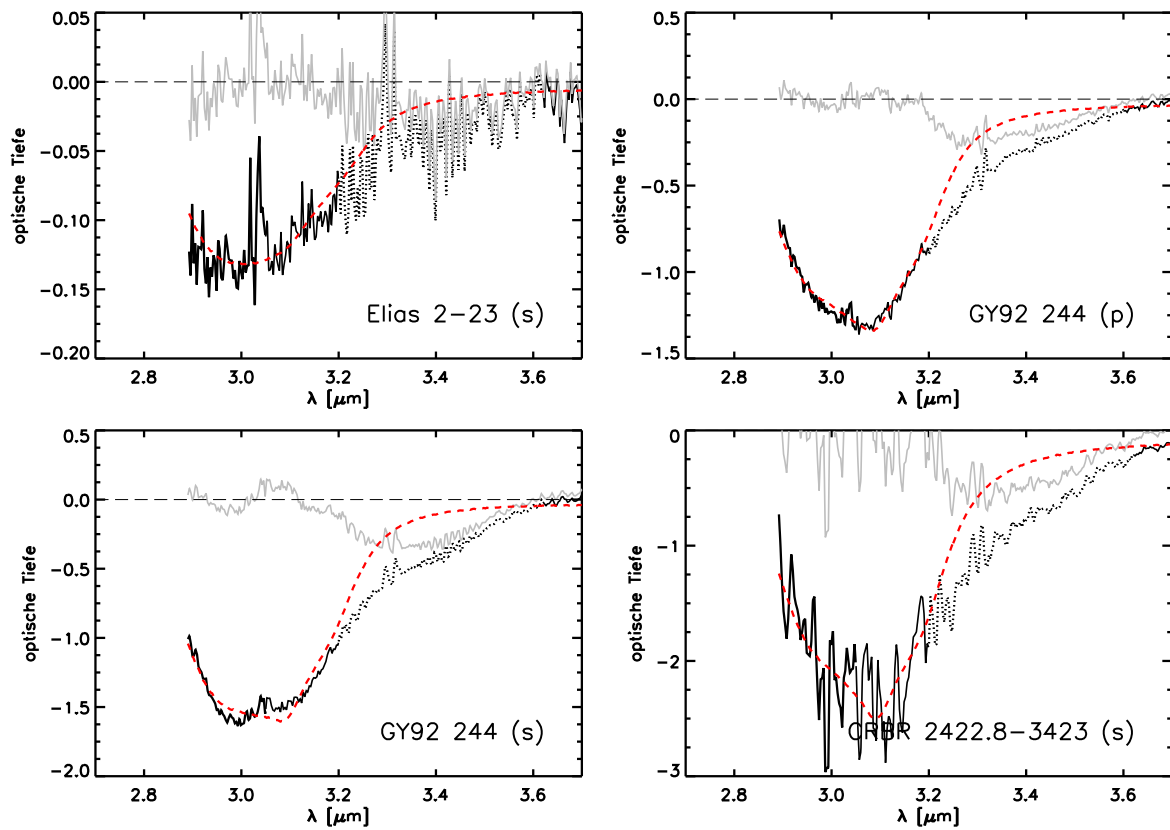


Abbildung 3.7: *Optische Tiefen $\tau(\lambda)$, bestimmt aus den Spektren der Abb. 3.3f. (s. Gl. 3.6). Teilabschnitte, die gepunktet eingezeichnet sind, werden bei der Modellierung nicht berücksichtigt. Dies war einerseits nötig gewesen, um Artefakte der Datenreduktion aus der Modellierung auszuschließen. Andererseits wird das Wassereisband im Intervall zwischen $3,2\mu\text{m}$ und $3,6\mu\text{m}$ von der Absorptionsbande des Ammoniumhydrats überlagert. Die Modelle für das Wassereisabsorptionsband sind rot gestrichelt eingezeichnet (s. Tabelle 3.3). Die grauen Kurven um die Nulllinien stellen die Abweichungen der Modelle von den gemessenen optischen Tiefen dar. Die optischen Tiefen der Spektren Elias 2-23 (p), Elias 2-23 (s), Elias 2-21, CRBR 2422.8-2423 (p), VV CrA (p) und VV CrA (s) werden, aufgrund der verbleibenden tellurischen Linien in den Banden, nicht modelliert.*

Teile der Absorptionsbande um $3,4\mu\text{m}$ werden von den Spektren anderer Verbindungen überdeckt (z.B. Ammoniumhydrat). Diese Bereiche werden bei der Modellierung des Profils nicht berücksichtigt (gepunktete Kurven).

3.6 Modellerggebnisse

Abgesehen von der Quelle CRBR 2422.8-3423 weisen alle Objekte überwiegend Profile amorpher Wassereiskörner auf, die auch keine Hinweise auf Eiskornwachstum geben (s. Tabelle 3.3). Dadurch wird verdeutlicht, daß nur die kühleren Bereiche der zirkumstellaren Umgebung beobachtet wurden, die bisher von jeder Staubeentwicklung ausgeschlossen waren. Die Modellerggebnisse zeigen auch, daß sich die Objekte aus dem gleichen Eis-Staubgemisch mit vernachlässigbarem kristallinem Anteil entwickelt haben müssen. Dies setzt eine gewisse Homogenität der Eis-Staubmischung in der Sternentstehungsregion ρ Ophiuchi voraus, zu der unsere Objekte – abgesehen von VV CrA – gezählt werden können.

Inwieweit die Absorptionsbande des Wassereises der zirkumstellaren *Scheibe* des jeweiligen Objektes zugeordnet werden kann, läßt sich hier nicht ermitteln. Die aufgefundenen kristallinen

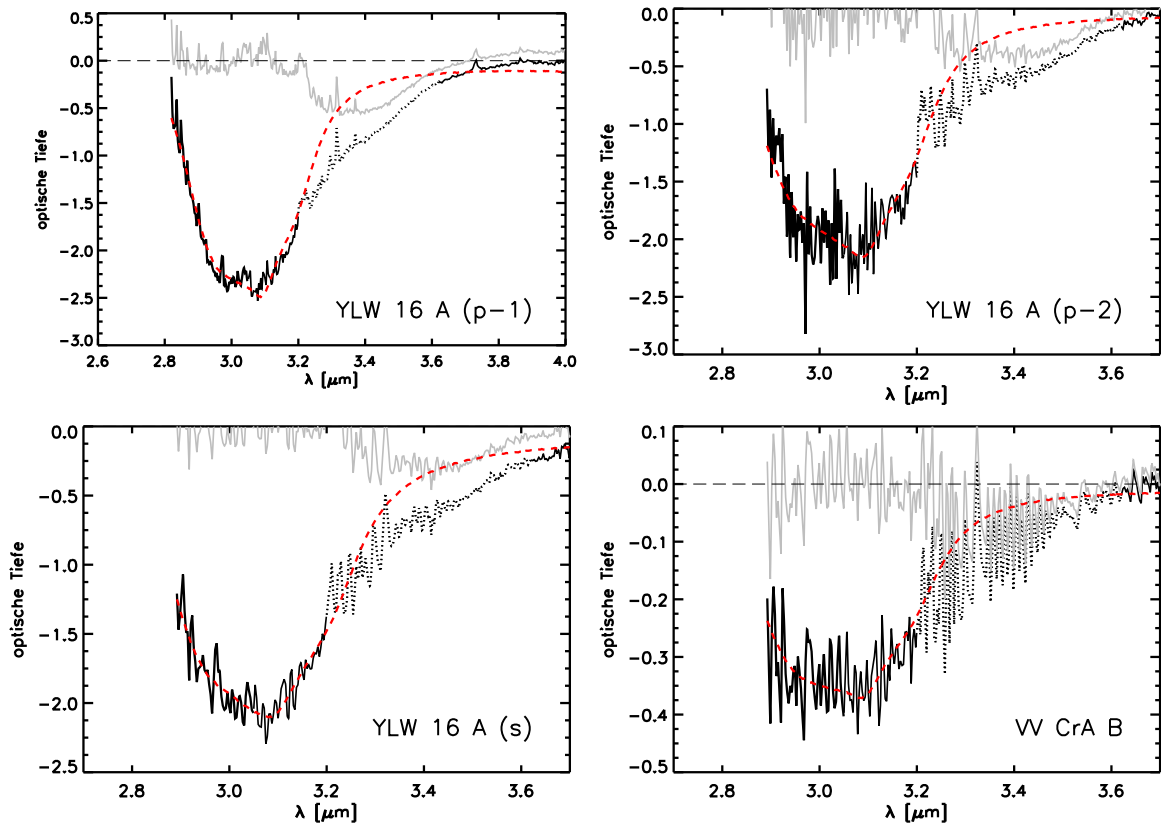


Abbildung 3.8: Fortsetzung von Abb. 3.7.

Wassereisanteile in CRBR 2422.8-3423 können aber nur aus zirkumstellaren Regionen stammen, in denen die Temperaturen hoch genug liegen, um eine Kristallisation zu bewirken. Natürlich können auch Teilchenströme kristallines Wassereis in weiter außen liegende, kühle Regionen transportieren.

In früheren Arbeiten blieb bisher noch der eindeutige Nachweis aus, der für die Existenz von Eiskörnern mit einer Größe von über $1\ \mu\text{m}$ in jungen stellaren Objekten sprechen könnte. Thi et al. (2006) haben darauf hingewiesen, daß die verbreiterten Wassereisabsorptionsbanden in den Spektren einiger junger stellarer Objekte aus der Molekülwolke Vela auf Eiskornwachstum verweisen könnten. Unter den fünf Objekten ihres Datensatzes war zumindest ein Objekt¹, bei dem zur Modellierung Absorptionsprofile von Eiskörnern mit einer Größe von $0,5\ \mu\text{m}$ verwendet werden konnten. Ob solch ein Ergebnis schon ein Indiz für Eiskornwachstum ist, ist fraglich, wenn man folgende Punkte berücksichtigt. Wie in Kap. 2.7 gezeigt wurde, kann eine zunehmende Porosität bei konstantem Kornaußenradius zur Verbreiterung der $10\ \mu\text{m}$ -Silikatbande beitragen. Es ist anzunehmen, daß entsprechende Effekte auch für das Wassereisabsorptionsband zutreffen, was nur durch weitere theoretische Studien geklärt werden kann. Darüberhinaus besitzen Eiskörner zumeist einen Kern, der in den gängigen Modellen aus $0,1\ \mu\text{m}$ -großem, amorphen Silikat besteht (s. Jones & Merrill 1976). Der Silikatkern dient dem Wassereis als Keim, an dem es sich bei der Kondensation anlagert. Wie in Abb. 3.9 dargestellt, kann auch eine Vergrößerung des Silikatkerns eine Verbreiterung der $3\ \mu\text{m}$ -Absorptionsbande nach sich ziehen (s. auch Smith et al. 1988). Die Tatsache, daß in dieser Studie eine Verbreiterung der Absorptionsbande nicht nachgewiesen werden konnte, hängt auch vom Verfahren ab, das zur Bestimmung des Kon-

¹mit dem Namen LLN 19

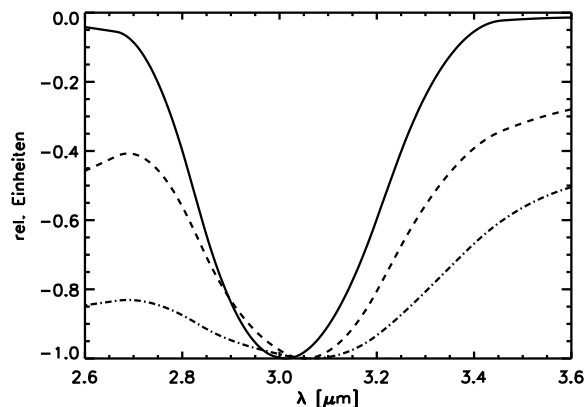


Abbildung 3.9: *Abhängigkeit des Extinktionsprofils vom Kerndurchmesser. In diesem Teilchenmodell besteht der Kern aus amorphem Silikat und das Wassereis bildet einen geschlossenen Mantel. Alle Teilchen besitzen hier einen Wassereismantel mit einer Dicke von $0,1\mu\text{m}$, lediglich der Radius des Silikatkernes variiert: $0,1\mu\text{m}$ (durchgezogene Kurve), $0,5\mu\text{m}$ (gestrichelte Kurve) und $0,8\mu\text{m}$ (Strich-Punkt-Kurve). Für die Datenpunkte, die dieser Abb. zugrunde liegen, sei D. Semenov gedankt.*

tinuums verwendet wird. Während man das Kontinuum hier durch eine Gerade darzustellen versucht, geht man in anderen Studien eher von einer Planckkurve als geeigneterem Ersatz für das Kontinuum aus. Die rechtsgekrümmten Planckkurven ziehen aber automatisch eine Verbreiterung des Wassereisbandes im langwelligen Randbereich nach sich, was Eiskornwachstum suggerieren kann.

3.7 Kristallines Wassereis in den Scheiben um T Tauri-Objekte?

Kristallines Wassereis ist bisher noch nicht in den Spektren von T Tauri-Objekten gefunden worden. Grund genug, unsere Modellergebnisse in dieser Hinsicht nochmals zu diskutieren.

Der Nachweis kristallinen Wassereises bei CRBR 2422.8-3423 kann nicht mit letzter Sicherheit bestätigt werden. Dies liegt an der Wahl der Kontinuumsgeraden. Sinkt die Steigung der Kontinuumsgeraden, so nimmt zwar die Abweichung zwischen Modell und Messung v.a. im langwelligen Grenzbereich sukzessive zu, gleichzeitig aber auch der resultierende Massenanteil kristallinen Wassereises ab. Dieser Effekt folgt direkt aus der Tatsache, daß sich das Minimum mit fallender Steigung der Kontinuumsgeraden in den kurzwelligen Wellenlängenbereich verschiebt. Auch die Signal-zu-Rausch-Verhältnisse unserer Messungen sind meist noch zu niedrig (~ 6 bei CRBR 2422.8-3423), um kristallines Wassereis nachweisen zu können. Es hätte dafür ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von mindestens 4 erzielt werden müssen, was aber für die Präsenz von kristallinem Wassereis in CRBR 2422.8-3423 spricht.

Wie in Kap. 3.3 beschrieben wurde, können aus den Spektren einiger Objekte mit höherem Signal-zu-Rauschverhältnis auch noch räumliche Informationen gewonnen werden. Anstatt die Intensitätswerte der gesamten Spaltapertur zu summieren, wird die Gaußfunktion, die zur Bestimmung des Helligkeitsmaximums in jeder Zeile der Bildmatrix an die Intensitätsverteilung angepaßt wird, zusätzlich unterteilt. Vom Helligkeitsmaximum ausgehend, symmetrisch auf jeder Seite der Gaußfunktion, sind die Schrittweiten dieser zusätzlichen Unterteilung 10 AE, 20 AE, 30 AE und 40 AE. Insbesondere bei der Aufnahme des Objektes YLW 16 A (s) stellt sich heraus, daß nahe des Helligkeitsmaximums ausschließlich amorphes Wassereis vorliegt, was das Ergebnis aus Tabelle 3.3 bestätigt, während mit zunehmender Entfernung vom Helligkeitsmaximum der Massenanteil kristallinen Eises kontinuierlich zunimmt. Die Abb. 3.10 zeigt die optische Tiefe aus dem Zentrum der Gaußfunktion, die der optischen Tiefe gegenübergestellt wird, die aus dem Außenbereich stammt.

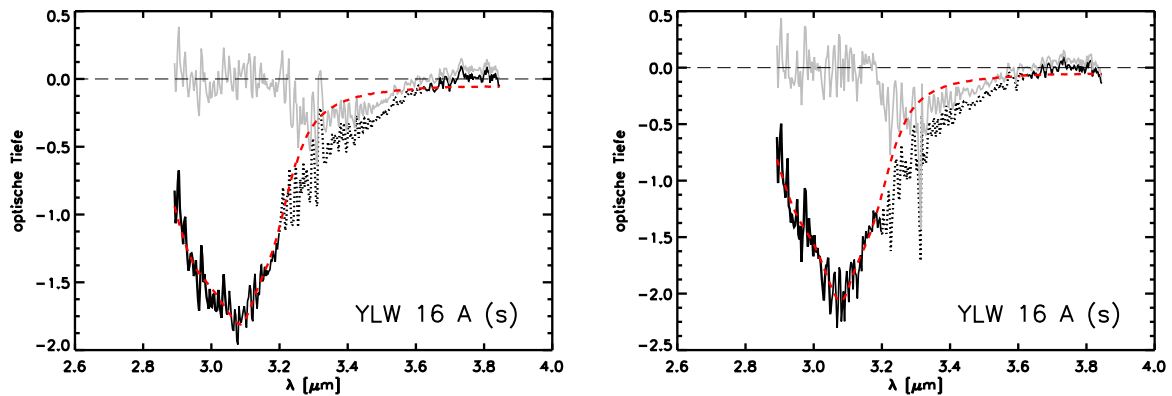


Abbildung 3.10: *Optische Tiefe von YLW 16 A (s) im Bereich nahe der Scheibenmittelebene (links; -5 AE bis +5 AE vom Helligkeitsmaximum) bzw. im Scheibenaußenbereich (rechts; 30 AE bis 50 AE vom Helligkeitsmaximum) gemessen. Während der amorphe Massenanteil nahe der Scheibenmittelebene bei $>99\%$ liegt (linke Abb.; $\chi=0,09$), nimmt der kristalline Massenanteil auch außen hin stetig zu und erreicht ca. 32% (rechte Abb.; $\chi=0,1$). Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis liegt in beiden Fällen bei ca. 5.*

Dieses Ergebnis kann nun folgendermaßen interpretiert werden. Mit der „senkrechten“ Orientierung des Spaltes ist man in der Lage, einerseits das Innere der zirkumstellare Scheibe von YLW 16 A, nahe deren Mittelebene zu beobachten. Das Wassereis kann dort aufgrund fehlender Wärmeeinstrahlung nicht kristallisieren. Auch scheinen konvektive Teilchenströme zu fehlen, die kristallines Eis aus wärmeren Regionen dorthin transportieren. Andererseits besteht mit der senkrechten Orientierung des Spaltes die Möglichkeit, auch äußere Scheibenbereiche zu beobachten, in denen die Temperaturen aufgrund der effektiveren Einstrahlung schon hoch genug sind, um eine Kristallisation des Wassereises zu bewirken. Dies erklärt, warum mit der parallelen Orientierung des Spaltes bei YLW 16 A keine kristallinen Massenanteile gefunden werden. Die Abb. 3.11 zeigt eine Skizze einer zirkumstellaren Scheibe, in der die Positionen von amorphen und kristallinen Wassereiskörnern eingezeichnet sind.

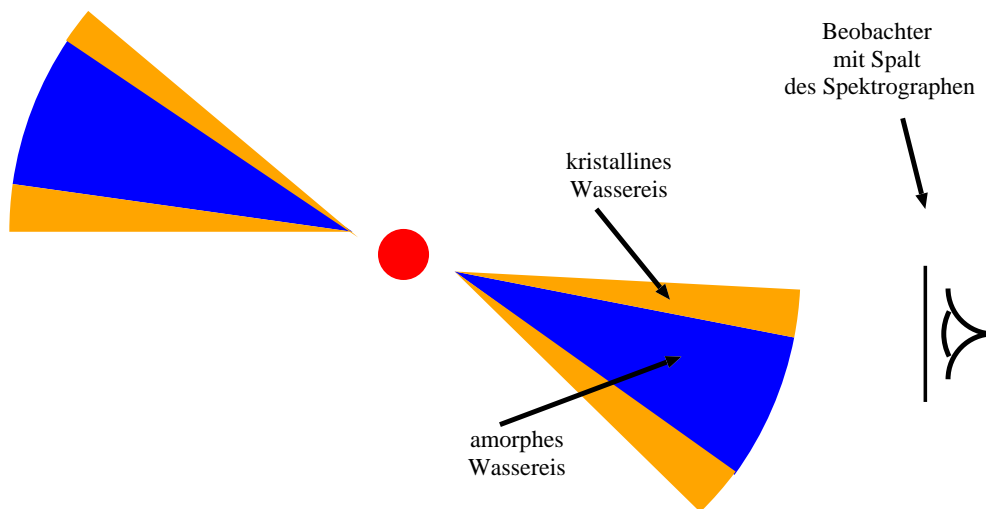


Abbildung 3.11: *Modellskizze für eine zirkumstellare Scheibe mit Inklinationswinkel $\vartheta \lesssim 90^\circ$. Die vermeintlichen Scheibenpositionen von amorphem (blaue Region) und kristallinem (orange Region) Wassereis sind eingezeichnet.*

Teil III

Die Modellierung der Dichtestrukturen zirkumstellarer Scheiben um T Tauri-Sterne

4

Das hydrostatische Gleichgewicht

4.1 Die Bedeutung von Strahlungstransportsimulationen

Beobachtungen haben gezeigt, daß die unterschiedlichsten, astrophysikalischen Quellen, angefangen bei jungen stellaren Objekten, Braunen Zwergen, AGB-Überriesen^a, Weißen Zwergen bis hin zu den (aktiven) Galaxienkernen reichlich von Staub und Gas umgeben sind. Staub modifiziert durch Lichtstreuung, -absorption und -reemission die spektrale Energie- und die räumliche Helligkeitsverteilung der primären Strahlungsquelle. Simulationsprogramme zur selbstkonsistenten Behandlung des Strahlungstransports dienen der Berechnung der spektralen Energie- und räumlichen Intensitätsverteilung im Modell einer vorgegebenen Ansammlung von Staub und Gas. Solche Simulationen stellen damit eine Basis für die Interpretation astronomischer Messungen dar, wie die von hochauflösenden Spektren (z.B. van Zadelhoff et al. 2003), Streulichtaufnahmen (z.B. Lazareff et al. 1990), Millimeterkarten (z.B. Steinacker et al. 2005), Interferogrammen (z.B. Akeson et al. 2005; diese Arbeit) oder Polarisationskarten.

Standardmäßig beruht die Simulation des Strahlungstransports auf numerischen Näherungsverfahren, in denen die Strahlungstransportgleichung (direkt) gelöst wird (Yorke 1993; Colli-son & Fix 1991; Mihalas & Mihalas 1984). Der Einsatz der Monte-Carlo-Methode, bei der die Teilchennatur des Lichtes ausgenutzt wird, brachte den entscheidenden Vorteil mit sich, den Strahlungstransport auch in komplexen, klumpigen Dichtestrukturen simulieren und visualisieren zu können (z.B. Och et al. 1998; Wolf & D'Angelo 2005). Dabei wird der Weg der von der Primärquelle emittierten Photonen durch die vorgegebenen Dichtestrukturen, einschließlich ihrer Absorption, Reemission und Streuung verfolgt. Die (Re-)Emissionsrichtung, die Energie und die freie Weglänge eines einzelnen Photons sowie die Entscheidung, ob das Photon nach dem Zurücklegen einer freien Weglänge von einem Teilchen absorbiert bzw. an diesem gestreut wird, werden per Zufallsgenerator, unter Berücksichtigung spezieller Wahrscheinlichkeitsverteilungen, entschieden. Ein Nachteil der Monte-Carlo-Methode ist, daß Fehler nicht im voraus quantifiziert werden können.

Vergleichsstudien (z.B. Ivezić et al. 1997) zwischen verschiedenen Strahlungstransportprogrammen belegen die Reproduzierbarkeit ihrer Ergebnisse und vergrößern daher das Vertrauen, das man in diese setzt. Pascucci et al. (2004) verglichen die Temperatur- und spektralen Energieverteilungen, die jeweils von fünf verschiedenen Strahlungstransportprogrammen bei gleichen

^aSterne, die dem asymptotischen Riesenast im Hertzsprung-Russell-Diagramm zugeordnet werden (engl.: Asymptotic Giant Branch).

Ausgangsbedingungen berechnet worden waren. Das Ergebnis dieser Vergleichsstudie war, daß die resultierenden Temperaturverteilungen um maximal 5% voneinander abwichen. In Anlehnung an Pascucci et al. (2004) werden in diesem Kapitel, in einer weiteren Vergleichsstudie, die Dichtestrukturen zirkumstellarer Scheibenmodelle miteinander verglichen, die mit Hilfe zweier verschiedener Strahlungstransportprogramme berechnet werden. Im Gegensatz zur Vergleichsstudie von Pascucci et al. (2004) wird die Dichtestruktur der zirkumstellaren Scheiben nun nicht vorgegeben, sondern selbstkonsistent, unter Berücksichtigung des Gesetzes des hydrostatischen Gleichgewichts, berechnet. Dafür mußten die zur Verfügung stehenden Strahlungstransportprogramme erweitert werden. Daran anschließende Testrechnungen sollen die korrekte numerische Umsetzung verifizieren.

Modelle der Dichte- und Temperaturstruktur junger stellarer Objekte werden mit Hilfe von Strahlungstransportsimulationen generiert, um im Vergleich mit den Beobachtungen geometrische (Inklination, Positionswinkel, innerer und äußerer Scheibenradius) und strukturelle (Temperatur- und Dichteverteilung) Eigenschaften zirkumstellarer Scheiben zu bestimmen. Zwar stellen die Modelle wie die Beobachtungsergebnisse nur Momentaufnahmen des jeweiligen Objektes dar, aber mit Hilfe eines Vergleichs von Objekten verschiedenen Alters bilden sie die Basis dafür, die Entwicklung der Strukturen und des Staubes junger stellarer Objekte verstehen zu lernen (z.B. Whitney et al. 2003).

Die Dichtestruktur zirkumstellarer Scheiben wird i.d.R. durch folgenden parametrisierten Ansatz beschrieben:

$$\rho(r,z) = \rho_0 \left(\frac{R_\star}{r} \right)^\alpha \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{h(r)} \right)^2 \right], \quad (4.1)$$

wobei r den radialen, in der Scheibenmittelebene gemessenen Abstand vom zentralen Stern und z den Abstand von der Mittelebene darstellt. Die Größe R_\star ist der Sternradius. Die Funktion $h(r)$ spiegelt die Skalenhöhe wider:

$$h(r) = h_{100} \left(\frac{r}{100 \text{ AE}} \right)^\beta. \quad (4.2)$$

Die Größen h_{100} , die der Skalenhöhe bei $r = 100 \text{ AE}$ entspricht sowie ρ_0 sind Konstanten und dienen der Normierung von Skalenhöhe und Scheibenmasse. Die Gl. 4.1 gibt eine rotationssymmetrische Dichteverteilung vor. Solch eine symmetrische Dichteverteilung wurzelt in der Idee, daß Materie näherungsweise gleichmäßig, auf Keplerschen Bahnen um den Stern kreist. Die in den Funktionen 4.1 und 4.2 beschriebene Dichteverteilung wurde von Shakura & Sunyaev (1973) eingeführt, nachdem sie – basierend auf rein theoretisch abgeleiteten Modellen – Akkretionsscheiben um Schwarze Löcher studiert hatten. Als ein weiteres Ergebnis ihrer Studie fanden sie für die beiden Exponenten α und β die Korrelation:

$$\alpha = 3 \left(\beta - \frac{1}{2} \right). \quad (4.3)$$

Zahlreiche vorangegangene Studien haben sich damit befaßt, geeignete Werte für die Exponenten α und β zu ermitteln. Einige dieser Studien versuchten, grundlegendere physikalische Gesetze, wie die des hydrostatischen Gleichgewichts, heranzuziehen (Kenyon & Hartmann 1987; Chiang & Goldreich 1997), während man in anderen Studien davon ausging, daß es sich bei den Parametern α und β um voneinander völlig unabhängige, freie Parameter handelt (Burrows et al. 1996). Die Größe β nahm dabei Werte zwischen 9/8 (Kenyon & Hartmann 1987), 5/4 (Kenyon & Hartmann 1987; Wood et al. 2002a) und 58/45 (Eisner et al. 2005b) an. Wolf et al. (2003) modellierten mit Hilfe eines Scheibenmodells die spektrale Energieverteilung, eine NIR-Aufnahme sowie Millimeterkarten des Klasse-I-Objektes IRAS 04302+2247 und fanden

für die Größe β den Wert 1,29. Ein Modell des Klasse-II-Objektes HH 30 (Cotera et al. 2001) bestätigt diesen Wert. Erwähnenswert ist in diesem Zusammenhang, daß beide Ergebnisse sogar mit dem von Chiang & Goldreich (1997) theoretisch ermittelten Wert übereinstimmen.

In dem hier vorgestellten Modellansatz wird das Gesetz des hydrostatischen Gleichgewichts numerisch umgesetzt, um ein physikalisch fundierteres Scheibenmodell mit selbstkonsistenter Dichteverteilung aufzustellen. Dadurch kann auf den oben parametrisierten Ansatz 4.1 verzichtet werden. Ein solcher selbstkonsistenter Ansatz ist sehr rechenintensiv, da mehrere Recheniterationen notwendig sind, um schließlich eine selbstkonsistente Dichte- und Temperaturstruktur zu erhalten. Walker et al. (2004) haben diesen Ansatz bereits dafür benutzt, die Dichtestruktur der Scheiben um Braune Zwerge zu modellieren.

4.2 Theoretischer Ansatz

Die Grundgleichung für das hydrostatische Gleichgewicht resultiert aus der Strömungs-Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_i(\rho v_i) = 0 \quad (4.4)$$

und der Impulserhaltung

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \nabla_j(\rho v_i v_j) = -\nabla_i P + \rho f_i \quad (4.5)$$

mit dem auf ein Volumenelement wirkenden, externen Kräftefeld f_i ($i = 1,2,3$), der Dichte ρ , dem Druck P und der Geschwindigkeitskomponente v_i (z.B. Landau & Lifschitz 1966). Der Index i repräsentiert die Koordinaten r, θ und z in einem zylindrischen Koordinatensystem. Falls die Sternmasse M_\star das dominierende Kräftefeld f_i erzeugt (s. Diskussion unten) und der Stern im Ursprung des Koordinatensystems liegt, kann man schreiben:

$$f_i = -\frac{GM_\star i}{(r^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (4.6)$$

Die Größe G ist die Gravitationskonstante. In erster Näherung wird angenommen, daß sich die Materie mit konstanter Geschwindigkeit um den zentralen Stern bewegt, so daß für die Geschwindigkeitskomponenten $v_r = 0$ und $v_z = 0$ und für den zeitunabhängigen Fall $\partial/\partial t \rightarrow 0$ gilt. Aus der Rotationssymmetrie resultiert $\partial/\partial \Phi \rightarrow 0$. Nach Gl. 4.5 erhält man für die z -Komponente:^b

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_z}{\partial z} = -\frac{GM_\star z}{(r^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (4.7)$$

Wird der dem Gravitationsdruck senkrecht zur Scheibenmittelebene entgegenwirkende Druck P_z am Ort (r,z) durch den thermischen Gasdruck repräsentiert, wobei

$$P_z(r,z) = \frac{\rho}{m_H} kT(r,z) \quad (4.8)$$

gilt, so kommt in Gl. 4.7 das Gleichgewicht zwischen Gravitation und thermischer Kraft, d.h. das hydrostatische Gleichgewicht, zum Ausdruck. Die Größe k ist die Boltzmann-Konstante und m_H entspricht der mittleren Molekülmasse $m_H = 2,34 \cdot u$ (u ist die atomare Masseneinheit). Es sei nun $a^2 = kT(r,z)/m_H$ und $v_{\text{krit}}^2 = GM_\star/R_\star$. Dann folgt aus Gl. 4.7:

$$\frac{1}{a^2 \rho} \cdot \frac{\partial(a^2 \rho)}{\partial z} = -\frac{v_{\text{krit}}^2 R_\star z}{a^2 r^3} \cdot \left[1 + \left(\frac{z}{r} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (4.9)$$

^bAus der Beziehung für die Radialkomponente resultiert das Keplersche Gesetz.

und für $z \ll r$ (s. Diskussion unten):

$$\int_0^z \left[\frac{\partial \ln(a^2 \rho)}{\partial z} \right] dz = -\frac{v_{\text{krit}}^2 R_\star}{2r^3} \int_0^z \frac{2z}{a^2} dz \quad (4.10)$$

bzw.

$$\ln \left(\frac{T(r,z)\rho(r,z)}{T(r,0)\rho(r,0)} \right) = -\frac{v_{\text{krit}}^2 R_\star}{2r^3} \int_0^{z^2} \frac{dz^2}{a^2}. \quad (4.11)$$

Für $r = \text{const.}$ und dem Schritt zwischen z_ζ und $z_{\zeta+1}$ innerhalb eines vorgegebenen Raungitters, wobei ζ die Nummer des entsprechenden Raumpunktes oberhalb der Scheibenmittelebene darstellt, ergibt sich:

$$\rho(r, z_{\zeta+1}) = \rho(r, z_\zeta) \frac{T(r, z_\zeta)}{T(r, z_{\zeta+1})} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \int_{z_\zeta^2}^{z_{\zeta+1}^2} \frac{T(r, 0)}{T(r, z)} \frac{dz^2}{H_0^2(r)} \right] \quad (4.12)$$

mit

$$H_0^2(r) = \frac{kT(r, 0)r^3}{Gm_{\text{H}}M_\star}. \quad (4.13)$$

Der Größe $H_0(r)$ kommt die Bedeutung der Skalenhöhe zu. Der numerische Ansatz für das hydrostatische Gleichgewicht lautet:

$$\begin{aligned} \rho(r, z_{\zeta+1}) &= \rho(r, z_\zeta) \left(\frac{T(r, z_\zeta)}{T(r, z_{\zeta+1})} \right) \\ &\cdot \exp \left[-\frac{1}{4} \frac{T(r, 0)}{H_0^2(r)} \left(\frac{T(r, z_{\zeta+1}) + T(r, z_\zeta)}{T(r, z_{\zeta+1})T(r, z_\zeta)} \right) (z_{\zeta+1}^2 - z_\zeta^2) \right]. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Beim Übergang von Gl. 4.12 auf Gl. 4.14 kam folgende Näherung zur Anwendung:

$$\int_{z_\zeta^2}^{z_{\zeta+1}^2} \frac{dz^2}{T(r, z)} \approx \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{T(r, z_{\zeta+1})} + \frac{1}{T(r, z_\zeta)} \right) \cdot (z_{\zeta+1}^2 - z_\zeta^2). \quad (4.15)$$

Die Gl. 4.14 ist in erster Näherung ($z \ll r$) die numerische Lösung von Gl. 4.7 in einem kartesischen Koordinatensystem. Walker et al. (2004) lösten die Grundgleichung des hydrostatischen Gleichgewichts 4.7 für ein sphärisches Koordinatensystem. Im Falle eines konstanten Temperaturverlaufs vertikal zur Mittelebene, also $T(r = \text{const.}, z) = \text{const.}$, ergibt sich aus Gl. 4.14 für $z_\zeta = 0$ und $z_{\zeta+1} = z$ die analytische Lösung:

$$\rho(r, z) = \rho_0(r) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{H_0(r)} \right)^2 \right]. \quad (4.16)$$

Die Gl. 4.16 ist die Lösung für den optisch dünnen Grenzfall und ist identisch mit dem Ansatz von Shakura & Sunyaev (1973), Gl. 4.1. Im optisch dünnen Grenzfall ist die Skalenhöhe definiert als der vertikale Abstand von der Scheibenmittelebene, bei dem die Dichte $\rho(r, z)$ im Vergleich zur Dichte der Mittelebene $\rho(0, z)$ um einen Faktor $e^{-1} \approx 0,368$ gesunken ist. Die Größe e ist die Eulersche Zahl. Für diese Definition der Skalenhöhe wird in dieser Arbeit durchgängig das Symbol h verwendet. Im allgemeinen wird die Skalenhöhe jedoch über die Temperatur in der Mittelebene definiert (s. Gl. 4.13). Dafür wird das Symbol H_0 verwendet.

Die Scheibenmasse und die Oberflächendichte $\Sigma(r)$ der Scheibe legen die Dichtestruktur absolut fest. Die Oberflächendichte der Scheibe $\Sigma(r)$ ist definiert als das Integral über die Scheibendichte $\rho(r = \text{const.}, z)$ und wird i.d.R. von einem Polynom des Radius r vorgegeben. Mit den Konstanten Σ_0 und $p > 0$ ist:

$$\Sigma(r) \stackrel{\text{def.}}{=} \int_0^\infty \rho(r, z) dz \approx \sum_{\zeta} \rho(r, z_{\zeta}) \Delta z_{\zeta} \stackrel{!}{=} \Sigma_0 r^{-p}. \quad (4.17)$$

In unserem Ansatz ist stets $\Sigma_0 = 100 \text{ kgm}^{-2}$. Diese Konstante hatte Weidenschilling (1977) für ein vereinfachtes Scheibenmodell des Sonnensystems gefunden.^c Anstatt eine feststehende Beziehung vorzugeben, wird die Oberflächendichte $\Sigma(r)$ aber auch als eine von der Akkretionsrate^d abhängige Größe gehandhabt (Shakura & Sunyaev 1973; Malbet et al. 2001).

4.3 Diskussion

Der Ansatz in Gl. 4.7 und Gl. 4.14 soll hier diskutiert werden:

- i. Die Eigengravitation der zirkumstellaren Scheibe wird nicht berücksichtigt. Das Gravitationsfeld in der Scheibe wird ausschließlich durch das Gravitationspotential des zentralen Sterns dominiert. Boss (2000) zeigte, daß in einer zirkumstellaren Scheibe, die innerhalb von 20 AE eine Masse von ca. $0,1 M_{\odot}$ aufweist, gravitative Instabilitäten auftreten können, wodurch Planeten entstehen. Hingegen liegt die Gesamtmasse einer typischen Scheibe mit einem Außenradius von ~ 100 AE bei $\sim 0,1 M_{\odot}$ (Beckwith et al. 1990; Andrews & Williams 2006).
- ii. Es wird von einem statischen Zustand ausgegangen, bei dem nur die Gravitation und der thermische Druck die dominierenden Kräfte darstellen. Zusätzliche Kräftefelder, die beispielsweise durch Magnetfelder, Reibungskräfte oder den Strahlungsdruck verursacht werden und zeitabhängige Prozesse auslösen können, bleiben unberücksichtigt.
- iii. Die Aufheizung zirkumstellarer Materie und damit der thermische Druck P werden im Modellansatz allein durch die Absorption von Sternstrahlung bzw. reemittierter Strahlung verursacht. Prozesse, wie exotherm ablaufende chemische Reaktionen, radioaktive Teilchenzerfälle oder die Absorption kosmischer Strahlung, bleiben unberücksichtigt (zur weiteren Diskussion s. Jonkheid et al. 2004). Ein auf Konvektion, Diffusion oder Turbulenz beruhender Energietransport geht nicht in die Berechnung der Temperatur- und damit der Dichteverteilung ein, d.h. der Energietransport beruht allein auf Strahlungstransport. Tatsächlich haben D'Alessio et al. (2001, Abb. 10) bestätigt, daß weit über 80% des Energietransports in der Scheibe von Strahlung aufrecht erhalten werden. Nur nahe der Scheibenmittelebene und der Scheibeninnenkante können turbulente Prozesse eine Rolle spielen.
- iv. Um Gl. 4.14 zu erhalten, wird die Näherung $z^2 \ll r^2$ angewendet. Solch eine Näherung ist dadurch gerechtfertigt, daß in den parametrisierten Ansätzen von Gl. 4.1 die Normierungskonstante h_{100} , die die Skalenhöhe bei $r = 100$ AE vorgibt, in der Größenordnung von 10 AE liegt (s. Kap. 6). Gemäß der Taylor-Potenzreihenentwicklung von $(1 + z^2/r^2)^{-3/2}$ liegt der durch diese Näherung verursachte Fehler bei z^5/r^7 .
- v. Das hydrostatische Gleichgewicht basiert auf der Annahme, daß zwischen Gravitation und thermischem Druck ein Kräftegleichgewicht herrscht. Der thermische Druck hängt allein

^cDer Exponent p wurde von Weidenschilling (1977) zu $3/2$ bestimmt.

^dAkkretion in der Scheibe

von der Temperatur der *gasförmigen* Materie ab. Bei Strahlungstransportsimulationen wird aber in der Regel die Temperaturverteilung der Staubteilchen in der Scheibe bestimmt, da aufgrund ihres größeren Absorptionsquerschnitts gegenüber der einfallenden Strahlung nur diese effektiv geheizt werden. Der Ansatz 4.14 beruht demnach auf der Annahme, daß sich Gas und Staub im thermischen Gleichgewicht befinden. In optisch dicken Scheibenregionen sind Staub und Gas tatsächlich über verschiedene Wechselwirkungen – überwiegend über Strahlung – aneinander gekoppelt. In den optisch dünnen Regionen hingegen ist die Voraussetzung der Staub-Gas-Kopplung und daher von $T_{\text{dust}} = T_{\text{gas}}$ nicht unbedingt erfüllt (Krügel & Walmsley 1984; Jonkheid et al. 2004). In diesen Scheibenregionen können zwischen Gas und Staub Temperaturunterschiede von einigen 100 K auftreten.

4.4 Die numerische Umsetzung in den Strahlungstransportprogrammen MC3D und RADMC

Die Testrechnungen, die die korrekte numerische Umsetzung des Ansatzes 4.7 in die Strahlungstransportprogramme verifizieren sollen, werden mit den beiden Programmen MC3D und RADMC durchgeführt. Beide Programme wurden schon in zahlreichen vorangegangenen Publikationen beschrieben (MC3D: Wolf 1999, s. auch Kap. 5.3.1; RADMC: Bjorkman & Wood 2001; Whitney et al. 2003).

Für die Testrechnungen wird in beiden Programmen ein identischer Staubdatensatz aus „astronomischem“ Silikat herangezogen (s. Abb. 1 in Pascucci et al. 2004). Ausgehend vom parametrisierten Ansatz 4.1 mit $\alpha = 2,37$, $\beta = 1,29$ und $h_{100} = 15$ AE wird in beiden Programmen in einem ersten Iterationsschritt die Temperaturverteilung berechnet. Daraufhin wird in aufeinanderfolgenden Iterationsschritten, unter Einbeziehung der hydrostatischen Gleichgewichtsbeziehung 4.7, immer wieder von neuem die Dichte- und Temperaturverteilung berechnet, bis sich letztendlich eine stabile Dichte- und Temperaturverteilung eingestellt hat. In der Regel, auch im Modell mit der dichtesten Staubkonfiguration, wird die endgültige Dichteverteilung schon nach drei Iterationsschritten erreicht. Danach streut die iterativ berechnete Skalenhöhe $h(r)$ (s. Definition in Abschnitt 4.2), beispielsweise, um einen Referenzwert mit einer Varianz von maximal $0,50$ AE² (s. Abb. 4.1). Die Wahl des Parametersatzes α , β und h_{100} bei der Be-

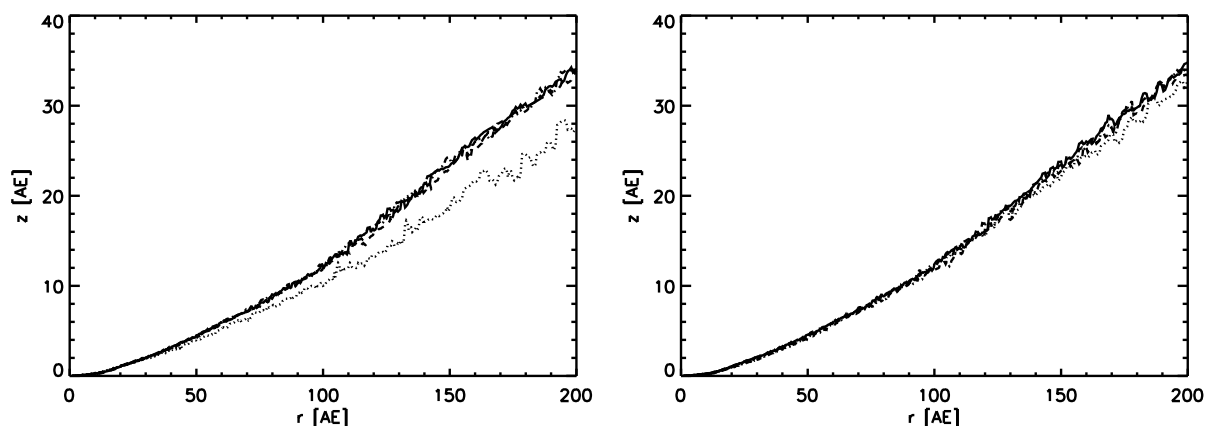


Abbildung 4.1: Skalenhöhe h , berechnet für das Modell Nr. 8 (s. Tabelle 4.2) nach den Iterationsschritten 1 (gepunktete Kurve), 2 (gestrichelte Kurve), 3 (Strich-Punkt-Kurve) und 7 (durchgezogene Kurve). Als Dichteverteilung zur Bestimmung der Temperaturverteilung beim ersten Iterationsschritt werden jeweils unterschiedliche Ausgangsmodelle verwendet. **Links:** kugelsymmetrische Dichteverteilung $\rho(r,\theta)=\text{const}$. **Rechts:** Scheibenmodell nach dem parametrisierten Ansatz 4.1 mit $\beta=1,29$ und $h_{100}=15$ AE.

Tabelle 4.1: Auflösung der für unsere Testrechnungen verwendeten Raumgitter in den verschiedenen Programmen und Koordinatensystemen. In MC3D und RADMC wird zur Berechnung der Temperaturverteilung ein polares Koordinatensystem (r, θ) verwendet, während zur Bestimmung der Dichtestruktur in MC3D ein zylindrisches Koordinatensystem zum Einsatz kommt.

Programm	System	$\#r$	Δr [AE]	$\#\theta$	$\Delta\theta$ [°]	$\#z$	Δz [AE]
MC3D	polar	400	0,03 – 3,3	201	0,90	–	–
MC3D	zylindrisch	1.200	0,015 – 1,6	–	–	29.950	0,014
RADMC	polar	400	0,000005 – 2,2	200	0,90	–	–

rechnung der Temperaturverteilung beim ersten Iterationsschritt hat keine Auswirkungen auf die endgültige Dichteverteilung. Auch ein Modell, bei dem zu Beginn die Dichte überall im Modellraum gleich einer Konstanten gesetzt wird ($\rho(r, \theta) = \text{const.}$), führt schließlich zur gleichen Dichteverteilung (s. Abb. 4.1).

Da von einem rotationsymmetrischen Scheibenmodell ausgegangen wird, werden die Berechnungen in MC3D und RADMC in zwei Dimensionen durchgeführt. Die Temperaturverteilung wird in einem polaren Koordinatensystem (r, θ) bestimmt. Während bzgl. der Radiuskoordinate r eine logarithmische Unterteilung des Koordinatensystems vorliegt, wird die Modellebene bzgl. der Koordinate θ in gleichmäßigen Winkelschritten unterteilt.

In RADMC wird die Dichteverteilung ebenfalls im polaren System ermittelt. Im Programm MC3D hingegen wählt man für diese Aufgabe ein zylindrisches Koordinatensystem und stülpt dieses dem polaren System über. In diesem zylindrischen System wird für den Mittelpunkt jeder einzelnen Gitterzelle die zugehörige Temperatur aus dem polaren Raumgitter übertragen. Um eine eindeutige Temperaturzuordnung zu gewährleisten, wählt man im zylindrischen Koordinatensystem eine feinere räumliche Unterteilung als im polaren System. Nach der Berechnung der Dichteverteilung $\rho(r, z)$ im zylindrischen Gitter wird diese auf das polare Gitter projiziert. Dabei wird der arithmetische Mittelwert von allen Dichtewerten gebildet, die in einer Elementarzelle des polaren Gitters liegen.

Die Tabelle 4.1 faßt die Auflösung der in den Testrechnungen verwendeten Raumgitter zusammen. In beiden Strahlungstransportprogrammen besitzen die polaren Raumgitter die gleiche Anzahl an Elementarzellen sowohl bzgl. der r - als auch bzgl. der θ -Koordinate. So wird verfahren, um die Rechenzeit der Testsimulationen später vergleichen zu können. Die Rechenzeit und der aufzuwendende Speicherbedarf in den Simulationen verhalten sich zur Zellenzahl proportional. Es sei darauf hingewiesen, daß in MC3D und RADMC die Zellgrößen für sehr kleine Radien $r < 1$ AE stark voneinander abweichen, was aus Tabelle 4.1 ersichtlich ist. Dafür sind die unterschiedlichen Funktionen verantwortlich, die in den beiden Strahlungstransportprogrammen die radiale Unterteilung der polaren Gitter generieren.

4.5 Vergleichsstudie

Die aus den Simulationen der Strahlungstransportprogramme resultierenden Temperaturverteilungen und die zugehörigen, spektralen Energieverteilungen wurden schon in der Studie von Pascucci et al. (2004) miteinander verglichen. Dafür wurde der Ansatz aus Gl. 4.1 mit den Parametern $\alpha = 2,37$, $\beta = 1,29$ sowie $R_{\text{out}} = 1000$ AE, $R_{\text{in}} = 1$ AE und den Staubmassen aus der Wertemenge $M_{\text{Staub}} \in [1,1 \cdot 10^{-6}; 1,1 \cdot 10^{-4}]$ gewählt. Die optische Tiefe, die dabei maximal erzielt wurde, lag bei $\tau = 100$. In unserer Studie wird ausschließlich ein Vergleich zwischen den iterativ bestimmten Dichtestrukturen bzw. mit den daraus abgeleiteten Skalenhöhen H_0 bzw. h gezogen (s. Definitionen in Kap. 4.2). Die Skalenhöhe ist ein eindimensionales Maß für die Dichteverteilung.

Tabelle 4.2: Die Staubmasse M_{staub} und der Exponent p der Oberflächendichte (Gl. 4.17) sind die unabhängigen Parameter dieser Vergleichsstudie. Die Spalte (5) gibt die über den Radius r gemittelten Abweichungen χ (Gl. 2.4) der Skalenhöhen $h(r)$ aus den Programmen MC3D und RADMC wieder. Die Spalten (6) bis (11) enthalten für jedes Modell Werte für β_i und $h_{100,i}$. Diese Werte resultieren aus dem Versuch, die in Gl. 4.2 definierte Funktion abschnittsweise, d.h. alle 100 AE an das iterativ bestimmte $h(r)$ anzupassen. Die Indizes $i=1,2,3$ stehen dabei für die Intervalle $[0 \text{ AE}; 100 \text{ AE}]$, $[100 \text{ AE}; 200 \text{ AE}]$ bzw. $[200 \text{ AE}; 300 \text{ AE}]$. Die Spalten (12), (13) und (14) listen die optischen Tiefen τ_{max} für Wellenlängen von $0,9 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ und $1000 \mu\text{m}$ auf, die im Modell unter dem Inklinationwinkel $\vartheta \in [-90^\circ; 90^\circ]$ maximal erzielt werden.

(1) Nr.	(2) Objekttyp	(3) $M_{\text{staub}} [M_\odot]$	(4) p	(5) $\chi [\text{AE}]$	(6) β_1	(7) $h_{100;1}$	(8) β_2	(9) $h_{100;2}$	(10) β_3	(11) $h_{100;3}$	(12) $\tau_{\text{max}}(0,9 \mu\text{m})$	(13) $\tau_{\text{max}}(100 \mu\text{m})$	(14) $\tau_{\text{max}}(1000 \mu\text{m})$
1	T Tauri	10^{-2}	0,7	0,30	1,39	15	1,30	15	1,07	18	$1,9 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^2$
2	T Tauri	10^{-4}	0,7	0,40	1,35	19	1,33	19	1,19	21	$1,5 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^2$	1,8
3	T Tauri	10^{-6}	0,7	0,59	1,32	20	1,35	20	1,12	24	$1,3 \cdot 10^2$	1,4	$1,8 \cdot 10^{-2}$
4	T Tauri	10^{-2}	1,4	0,61	1,46	15	1,33	15	1,20	17	$4,7 \cdot 10^7$	$4,7 \cdot 10^5$	$5,1 \cdot 10^3$
5	T Tauri	10^{-4}	1,4	0,68	1,41	18	1,35	18	1,15	21	$1,9 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^4$	51
6	T Tauri	10^{-6}	1,4	1,2	1,37	20	1,38	20	1,09	24	$5,9 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^2$	0,51
7	HAe/Be	10^{-2}	1,0	0,79	1,69	9,1	1,25	9,4	–	–	$5,7 \cdot 10^6$	$5,7 \cdot 10^4$	706
8	HAe/Be	10^{-2}	4,0	0,22	1,50	12,3	1,47	12,7	–	–	$7,4 \cdot 10^8$	$7,5 \cdot 10^6$	$6,4 \cdot 10^4$

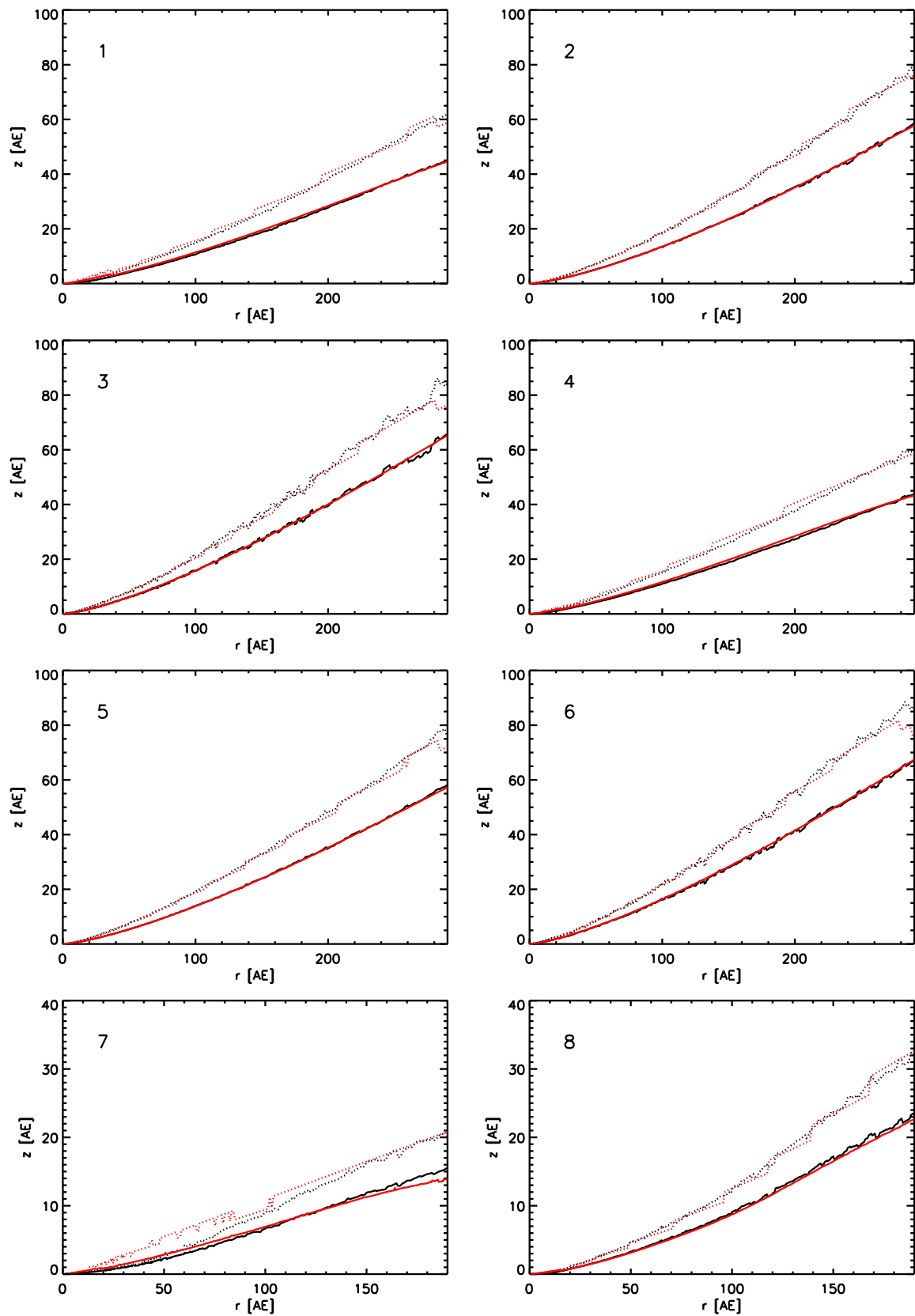


Abbildung 4.2: Ergebnisse unserer Vergleichsstudie. Die Nr. 1-8 entsprechen den Modellergebnissen der in Tabelle 4.2 aufgelisteten Parametersätze. Die durchgezogenen und gepunkteten Kurven entsprechen den Skalenhöhen H_0 bzw. h (s. Definitionen der beiden voneinander verschiedenen Skalenhöhen in Kap. 4.2). Die schwarzen Kurven wurden vom Strahlungstransportprogramm MC3D ermittelt, die roten Kurven von RADMC. Der stufenartige Verlauf der Skalenhöhe h aus RADMC wird durch eine noch zu grobe Auflösung des dort verwendeten Modellgitters (r, θ) verursacht.

Die linke Seite der Tabelle 4.2 listet die unterschiedlichen Parametersätze auf, die in dieser Studie verwendet werden. Sechs von den insgesamt acht Parametersätzen repräsentieren typische Eigenschaften von T Tauri-Systemen. Die beiden verbleibenden Parametersätze stellen die Eigenschaften von HAeBe-Objekten dar. Für die T Tauri-Systeme (Modelle 1 bis 6) nimmt man eine Sternmasse von $M_\star = 0,5 M_\odot$, eine effektive Sterntemperatur von $T_\star = 4000 \text{ K}$ und eine Leuchtkraft von $L_\star = 0,92 L_\odot$ an. Die zirkumstellare Scheibe wird von einem Innenradius $R_{\text{in}} = 0,1 \text{ AE}$ und einem Außenradius $R_{\text{out}} = 300 \text{ AE}$ begrenzt. Der Parametersatz für die HAeBe-Objekte (Modelle 7,8) ist: $M_\star = 2,5 M_\odot$, $T_\star = 10.000 \text{ K}$, $L_\star = 46 L_\odot$, $R_{\text{in}} = 1,0 \text{ AE}$ und $R_{\text{out}} = 200 \text{ AE}$.

Die Abb. 4.2 und die rechte Seite von Tabelle 4.2 geben die Ergebnisse dieser Vergleichsstudie wieder. Das Ergebnis dieser Vergleichsstudie ist, daß die in RADMC und MC3D berechneten Skalenhöhen $h(r)$ – gemittelt über den Radius r – um maximal $1,2 \text{ AE}$ ($< 1\%$) voneinander abweichen. Der in RADMC für große Radien vorliegende, stufenartige Verlauf der Skalenhöhe $h(r)$ wird noch durch eine zu grobe Auflösung des dort verwendeten Raumgitters (r, ϑ) verursacht.

In der Tabelle 4.2 sind die jeweils maximal erzielten optischen Tiefen $\tau(\lambda, \vartheta)$ für die Wellenlängen $\lambda = 0,1 \mu\text{m}$, $\lambda = 100 \mu\text{m}$ und $\lambda = 1000 \mu\text{m}$ aufgelistet. Ausgehend vom Koordinatenursprung, nämlich dem Stern, wird dabei mit Hilfe des Massenextinktionskoeffizienten $\kappa_{\text{ext}}(\lambda, r, \vartheta)$, der Teilchenzahl $\rho(r, \vartheta)$ und dem Wegabschnitt Δs die optische Tiefe $\tau(\lambda, \vartheta)$ wie folgt berechnet:

$$\tau(\lambda, \vartheta) = \sum_{r=0}^{r=R_{\text{out}}} \kappa_{\text{ext}}(\lambda, r, \vartheta) \cdot \rho(r, \vartheta) \Delta s. \quad (4.18)$$

Berücksichtigt werden dabei nur Werte von $\kappa_{\text{ext}}(\lambda, r, \vartheta)$ und $\rho(r, \vartheta)$, die auf dem Sehstrahl unter dem Inklinationwinkel ϑ liegen. In dieser Vergleichsstudie wird gegenüber der Studie von Pascucci et al. (2004) eine um bis zu fünf Größenordnungen größere optische Tiefe erzielt. Die zirkumstellaren Scheibenmodelle mit den größten Staubmassen sind sogar noch optisch dick ($\tau > 1$) für Millimeterstrahlung. Aufgrund von Streuung und Reemission erreichen die Photonen die dichtesten Scheibenregionen aber nicht über den (direkten) Weg des Sehstrahls ϑ .

Aufschlußreich ist noch ein Vergleich der iterativ ermittelten Skalenhöhe $h(r)$ mit der Modellfunktion aus Gl. 4.2. Paßt man diese Modellfunktion mit Hilfe eines Levenberg-Marquardt-Verfahrens (s. Kap. 2.3) abschnittsweise, z.B. alle 100 AE , an $h(r)$ an, so stellt man fest, daß die Parameter β und h_{100} vom Radius abhängen (s. Spalten (6)–(11) in Tabelle 4.2). Diese Abhängigkeit haben schon Chiang & Goldreich (1997) in ihrem Modellansatz für zirkumstellare Scheiben formuliert. Dabei fällt β mit dem Radius, während h_{100} gleichzeitig steigt. Insbesondere für Radien ($r \in [100 \text{ AE}; 200 \text{ AE}]$) stimmen die hier selbstkonsistent bestimmten Werte für β mit den in vorangegangenen Untersuchungen gewählten Werten des parametrisierten Ansatzes überein (z.B. Wolf et al. 2003). Dies erklärt sich dadurch, daß in den früheren Studien ausschließlich großskalige Aufnahmen junger stellarer Objekte modelliert wurden. Erst seit dem Einsatz interferometrischer Beobachtungsmethoden können auch die inneren Dichtestrukturen zirkumstellarer Scheiben ($r \ll 100 \text{ AE}$) studiert werden.

4.6 Ausblick

Die Berechnung einer selbstkonsistenten Temperatur- und Dichtestruktur in einer zirkumstellaren Scheibe ist sehr zeitaufwendig. Das Gleichgewicht zwischen absorbiertem und reemittierter Energie sollte im gesamten Modellraum und lokal erfüllt sein (Kirchhoffsches Gesetz des lokalen Strahlungsgleichgewichts). Insbesondere in den optisch tiefen Schichten nahe der Scheibenmittelebene kann dies nur durch eine ausreichend hohe Anzahl an Photonenpaketen sichergestellt werden. Die Anzahl der Photonen nimmt mit der optischen Tiefe τ exponentiell ab ($\propto e^{-\tau}$). Erreichen zu wenige Photonen diese dichtesten Scheibenregionen, sind die dort ermittelten Temperaturen mit einem nicht zu quantifizierenden Fehler behaftet. Es kann passieren, daß die Scheibe

aufgrund zu niedriger Temperaturen vertikal kontrahiert, was die optische Tiefe noch zusätzlich vergrößert.^e Eine Berechnung der Dichtestruktur ist lokal nicht möglich, falls dort $T = 0\text{ K}$ gilt. Die Bedingung des lokalen Strahlungsgleichgewichts muß nicht im parametrisierten Ansatz 4.1 erfüllt sein, da hier die Dichteverteilung fest vorgegeben wird und sich nicht der Temperaturverteilung anpaßt.

Eine effektivere Methode zur Berechnung der Temperaturverteilung könnte folgende Vorgehensweise sein: In den optisch dünnen Schichten der zirkumstellaren Scheibe sowie in den Schichten mit mittleren optischen Tiefen kann die Monte-Carlo-Methode weiterhin angewendet werden. In den optisch dichteren Schichten hingegen könnte die Strahlungstransportgleichung numerisch gelöst werden. Das Verfahren basiert auf der Methode der „flußlimitierten Diffusion“ (Levermore & Pomraning 1981) und wurde u.a. in Sonnhalter (1993) und Sonnhalter et al. (1995) vorgestellt und angewendet. Im Programm RADMC wurde ein solches Verfahren schon implementiert (Bjorkman et al. 2002).

Alternativ dazu kann in erster Näherung auch weiterhin der parametrisierte Ansatz 4.1 und 4.2 als Modellansatz für zirkumstellare Scheiben in Frage kommen. Die im Scheibeninneren vorliegenden und extern geheizten Staubkörner reemittieren Strahlung vorwiegend im FIR- und Millimeterbereich. Für diese Strahlung kann die Scheibe wenigstens für konstanten Radius noch als optisch dünn angesehen werden. Dadurch ist näherungsweise ein Temperatúrausgleich senkrecht zur Mittelebene gewährleistet, was in Gl. 4.1 zum Ausdruck kommt.

^eDies trifft v.a. für die dichtesten Scheibenregionen mit kleinem r , d.h. nahe der Innenkante zu.

5

Die Beobachtung von RY Tau mit MIDI – eine Fallstudie

5.1 Die Bedeutung der Beobachtungen mit MIDI

Die Struktur, d.h. das Dichte- und Temperaturprofil zirkumstellarer Scheiben junger stellarer Objekte, war schon Hauptgegenstand zahlreicher vorangegangener Modellstudien (z.B. Chiang & Goldreich 1997; D'Alessio et al. 2001). Bei der Modellierung griff man anfangs auf einfache, kugelförmige Modellansätze zurück und man konnte dadurch schon die Profile verschiedener Spektrallinien, die in den Spektren junger stellarer Objekte zu finden sind, reproduzieren (Ulrich 1976). Abgesehen von strukturellen und geometrischen Scheibengrößen ist die Zusammensetzung des Materials ein weiterer, aber bisweilen in seiner Bedeutung noch unterschätzter Parameter, der bei der Modellierung zirkumstellarer Scheiben eingesetzt wird. Verschiedene Studien zeigten, daß die Staubzusammensetzung des Modells die Ergebnisse, wie die spektrale Energieverteilung, beeinflußt (z.B. Wood et al. 2002a). Aus den Beobachtungen erkannte man, daß sich die Materie in verschiedenen Scheibenregionen aus unterschiedlichen Materialien zusammensetzen kann bzw. in verschiedenen Teilchengrößen und physikalischen Zuständen auftritt (z.B. Stapelfeldt et al. 2003; Shuping et al. 2003; Wolf et al. 2003). Geht man davon aus, daß die gesamte zirkumstellare Scheibe ursprünglich aus dem gleichen Staubgemisch entstanden ist, so deutet die Abhängigkeit der Staubzusammensetzung vom Scheibenort auf lokale Staubeentwicklung hin (s. Kap. 2 und 3). Auch sucht man mit Hilfe der Modellierung von Beobachtungsergebnissen nach Indizien, die direkt oder indirekt auf die Entstehung von Planeten in zirkumstellaren Scheiben verweisen. Trotz dieser Anstrengungen konnte bisher kein durchwegs in sich geschlossenes Bild von der Strukturentwicklung zirkumstellarer Scheiben und deren Verbindung zur Staubeentwicklung gewonnen werden (Millan-Gabet et al. 2006; Beckwith et al. 1999). Auch fehlen bislang noch die instrumentellen Möglichkeiten, theoretische Prognosen über die Strukturentwicklung bestätigen oder verwerfen zu können. Mit Hilfe interferometrischer Beobachtungen ist man jedoch nun in der Lage, auch die inneren Regionen zirkumstellarer Scheiben der nächsten Sternentstehungsregionen räumlich aufzulösen (~ 1 AE) und zugleich, unter Einbeziehung einzelner Spektrallinien und -bänder, lokal nach gasförmigen und festen Materialien zu suchen. So konnte beispielsweise mit Hilfe der interferometrischen Beobachtungen von HAeBe-Objekten die Vermutung bestätigt werden (Leinert et al. 2004; van Boekel et al. 2004), daß sich die Staubzusammensetzung mit der Entfernung zur Zentralquelle ändert (Weidenschilling 1997; Gail 2003).

Hauptgegenstand dieses Kapitels ist die Modellierung der spektralen Energieverteilung sowie

Tabelle 5.1: *Eigenschaften von RY Tau, die in den vorangegangenen Studien bestimmt wurden.*

Parameter	Wert	Referenz
RA (J2000,0)	04 21 57,4	1
DEC (J2000,0)	+28 26 36,6	1
Entfernung d	134^{+54}_{-31} pc	2
Visuelle Extinktion A_V	$(2,2 \pm 0,2)$ mag	3
Spektraltyp	F8 III	4
Stellare Leuchtkraft L_\odot	$12,8 L_\odot$	5
Stellare Masse M_\odot	$1,69 M_\odot$	3
Akkretionsrate \dot{M}	$2,5 \cdot 10^{-7} M_\odot \text{a}^{-1}$	5
Alter	$(6,5 \pm 0,9)$ Ma	6

Referenzen – **1:** Perryman et al. (1997); **2:** Bertout et al. (1999); **3:** Calvet et al. (2004); **4:** Mora et al. (2001); **5:** Akeson et al. (2005); **6:** Siess et al. (1999)

der spektral aufgelösten Visibilitäten im MIR-Bereich, die vom T Tauri-Objekt RY Tau mit MIDI am VLTI (Very Large Telescope Interferometer) gemessen wurden. Die Tabelle 5.1 listet die in vorangegangenen Studien bestimmten Eigenschaften dieser Quelle auf. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse vorangegangener Untersuchungen, einschließlich einer Auflistung der gemessenen photometrischen Flüsse, folgt im Anhang G.1.

5.2 Beobachtungen und Datenreduktion

5.2.1 Beobachtungen mit MIDI

RY Tau wurde mit MIDI am 1. und 4. November 2004 im Rahmen von „garantierter Beobachtungszeit“^a beobachtet. Die an den Himmel projizierten Basislinien (L) und deren Positionswinkel (PA) z.Z. der interferometrischen Beobachtungen dieser Quelle sind in Tabelle 5.2 wiedergegeben.

Die Beobachtung mit MIDI setzt sich aus folgenden Einzelschritten zusammen:

- i. Die Quelle wird mit jedem Teleskop einzeln beobachtet, um eine hohe Genauigkeit bei der Aquisition zu erzielen und um später eine optimale Überlappung der einzelnen Strahlengänge zu garantieren.
- ii. Das charakteristische Interferenzsignal erhält man, indem die beiden Strahlengänge, die von den einzelnen Teleskopen kommen, mit Hilfe von sog. „Delay Lines“^b derart umgeleitet werden, daß sie insgesamt gleiche Wegstrecken zurücklegen. Dadurch wird eine konstruktive Überlagerung der beiden Wellenfronten gewährleistet. Mit Hilfe eines Prismas mit einem Auflösungsvermögen von $\lambda/\delta\lambda \approx 30$ erhält man ein von der Wellenlänge abhängiges Interferogramm und daraus den korrelierten Fluß $F_{\text{corr}}(\lambda)$.
- iii. Nach Gl. 1.4 ist die Visibilität gegeben als Verhältnis aus korreliertem Fluß $F_{\text{corr}}(\lambda)$ und Gesamtspektrum $F_{\text{total}}(\lambda)$:

$$V(\lambda) = \frac{F_{\text{corr}}(\lambda)}{F_{\text{total}}(\lambda)}. \quad (5.1)$$

^aZeit, die dem Konsortium, das MIDI konstruiert hat, als Gegenleistung zusteht.

^bengl.: Verzögerungsstrecken

Tabelle 5.2: Überblick über die Beobachtung von RY Tau mit MIDI. Das zugehörige Datum, die Beobachtungszeit (UT), die Länge (L) sowie der Positionswinkel (PA , von Norden aus ostwärts gemessen) der an den Himmel projizierten Basislinie B des Interferometers und die mittlere Luftmasse (AM) sind sowohl für jede einzelne Beobachtung von RY Tau als auch der zugehörigen Standardsterne aufgelistet. Die Beobachtungen bei einer Basislinie von $B=79\text{ m}$ und 81 m liefern nahezu identische Ergebnisse (s. Abb. 5.1).

Datum	UT	Objekt	L [m]	PA [°]	AM
1. 11. 2004	3 : 54 – 4 : 16	HD 25604	74	96	1,7
1. 11. 2004	4 : 37 – 4 : 56	RY Tau	79	97	1,8
1. 11. 2004	4 : 58 – 5 : 07	RY Tau	81	95	1,8
1. 11. 2004	5 : 54 – 6 : 10	HD 49161	64	87	1,6
1. 11. 2004	7 : 03 – 7 : 17	HD 31421	89	82	1,3
4. 11. 2004	0 : 01 – 0 : 26	HD 178345	57	146	1,4
4. 11. 2004	2 : 19 – 2 : 47	HD 188603	46	169	2,5
4. 11. 2004	3 : 16 – 3 : 54	HD 25604	61	117	1,8
4. 11. 2004	5 : 11 – 5 : 29	HD 20644	59	102	1,7
4. 11. 2004	7 : 18 – 7 : 36	HD 37160	61	107	1,2
4. 11. 2004	7 : 44 – 8 : 00	RY Tau	49	92	2,0
4. 11. 2004	9 : 00 – 9 : 23	HD 50778	61	113	1,0

Das Gesamtspektrum $F_{\text{total}}(\lambda)$ ist das mit einem einzelnen Teleskop aufgenommene Spektrum.^c

- iv. Die Modulationsübertragungsfunktion des Instruments wird durch Beobachtungen von (interferometrischen) Standardsternen vor und nach der Beobachtung des wissenschaftlichen Objektes bestimmt. Eine bekannte Modulationsübertragungsfunktion ist Voraussetzung dafür, die instrumentellen Einflüsse beseitigen zu können. Bei den Standardsternen handelt es sich um Hauptreihensterne, deren Ausdehnung bekannt ist, die nicht variabel sind und deren Winkelabstände vom Objekt klein sind ($< 5^\circ$). Einige der Standardsterne dienen auch der absoluten Flußkalibration, d.h. als spektrophotometrische Standardsterne. In der Regel ist der Fehler, mit dem die Visibilität $V(\lambda)$ behaftet ist, die Standardabweichung, die sich aus den Beobachtungen verschiedener Standardsterne innerhalb einer Nacht ergibt.

Eine detaillierte Beschreibung des Instruments und weitere Einzelheiten der Beobachtung mit MIDI können in Leinert et al. (2003b, 2003c, 2004) und Ratzka (2005) gefunden werden.

5.2.2 Datenreduktion

Die Reduktion von MIDI-Daten ist komplex und ausführlich in Leinert et al. (2004) und Ratzka (2005) beschrieben. Die Meßdaten von RY Tau werden mit Hilfe der „MIA-Reduktionssoftware“ (MIDI Interactive Analysis Software) reduziert. Dieses Programm basiert auf einer Analyse des Leistungsspektrums (s. Kap. 7.6). Das resultierende Ergebnis kann durch die unabhängige „EWS-Reduktionssoftware“ (Expert Work Station; Jaffe 2004) bestätigt werden. Beide Reduktionspakete sind über das Internet frei erhältlich.^d

^cauch unter der Bezeichnung „single dish spectrum“ bekannt.

^d<http://www.mpia-hd.mpg.de/MIDISOFT/> und <http://www.strw.leidenuniv.nl/~koehler/MIA+EWS-Manual/>

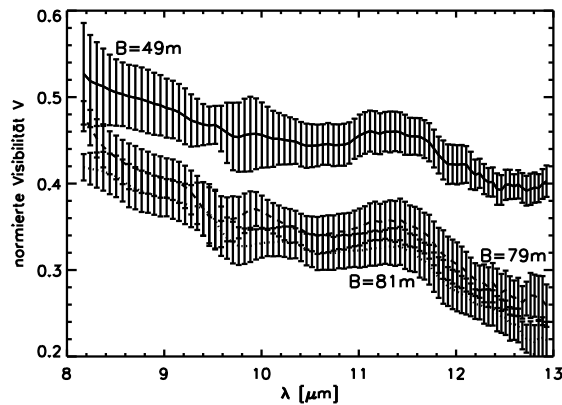


Abbildung 5.1: Spektral aufgelöste, kalibrierte Visibilitäten, die man aus den MIDI-Beobachtungen von RY Tau mit unterschiedlich langen projizierten Basislinien B erhält (s. Tabelle 5.2). Die Fehlerbalken repräsentieren die 1σ -Standardabweichungen der Messung, die aus den Beobachtungen verschiedener Standardsterne aus einer Nacht resultieren.

5.2.3 Beobachtungsergebnisse

Die aus der Datenreduktion resultierenden, kalibrierten Visibilitäten werden in der Abb. 5.1 gezeigt. Es sei auf die Koinzidenz der beiden Beobachtungen bei den Basislinien von $B = 79$ m und $B = 81$ m hingewiesen. Die an den Himmel projizierten Basislinien von $B = 79$ m und $B = 48$ m entsprechen bei einer Entfernung von $d = 134$ pc einer räumlichen Auflösung von 1,8 AE bzw. 2,8 AE (s. Gl. 1.2). Spektrophotometrische Messungen im N-Band, d.h. die Bestimmung von $F_{\text{total}}(\lambda)$, die man als Beiprodukt der interferometrischen Beobachtung erhält, sind in Abb. 5.7 gezeigt und ebenfalls in der spektralen Energieverteilung von RY Tau enthalten (s. Abb. 5.2). Die Abb. 5.7 gibt auch die korrelierten Flüsse $F_{\text{corr}}(\lambda)$ wieder.

5.3 Handwerkszeug

5.3.1 MC3D – Strahlungstransport mit Hilfe des Monte-Carlo-Verfahrens

Im Gegensatz zu vielen vorangegangenen Arbeiten, bei denen die Strahlungstransportgleichung direkt gelöst wird (z.B. Sonnhalter et al. 1995; Dullemond et al. 2001), wird hier das Strahlungstransportprogramm MC3D verwendet, das auf der Monte-Carlo-Methode basiert (Wolf et al. 1999; Kap. 4.4). Der Stern und weitere Strahlungsquellen, wie die akkretierende Materie oder passiv geheizte Staubpartikel, legen die Temperaturverteilung in jeder beliebigen Geometrie und Dichtestruktur fest. Das Produkt aus dem staubspezifischen Absorptionskoeffizienten $Q_{\text{abs}}(\lambda)$, der Staubkornoberfläche und der Planckfunktion $B_{\nu}(T_{\text{staub}})$ gibt den Fluß wieder, den ein Staubkorn mit der Temperatur T_{staub} im thermischen Gleichgewicht reemittiert (Kirchhoffsches Gesetz des lokalen thermischen Gleichgewichts). Alle aktiven Strahlungsquellen werden i.d.R. wie Schwarzkörperstrahler behandelt (s. Anhang D).

Das radiale Dichteprofil der zirkumstellaren Scheibe ist durch die Oberflächendichtefunktion Gl. 4.17 vorgegeben. Die vertikale Dichtestruktur wird anhand der Temperaturstruktur selbstkonsistent, auf der Basis des hydrostatischen Gleichgewichts, berechnet (s. Kap. 4). In einem darauffolgenden Rechenschritt werden die spektrale Energieverteilung sowie ein Bild des Modells unter einem vorgegebenen Inklinationswinkel ϑ generiert. Die gewählte räumliche Auflösung des Modellbildes ist um einen Faktor 10 größer als er bei der interferometrischen Beobachtung erzielt werden konnte.

5.3.2 Staubmodell

Die exzessive Infrarotstrahlung, die von jungen stellaren Objekten emittiert wird, stammt überwiegend von aufgeheiztem, zirkumstellarem Staub. Im Modell werden kompakte, homogene und kugelförmige Staubkörner eingesetzt, deren optische Eigenschaften, wie der Extinktionsquerschnitt, mit Hilfe der MIE-Streutheorie aus den zugehörigen komplexen Brechungsindizes berechnet werden. Das Staubmodell setzt sich zu 62,5 % aus astronomischem Silikat und zu 37,5 % aus Graphit zusammen (Draine & Malhotra 1993). Die dielektrische Funktion von astronomischem Silikat wurde von Draine & Lee (1984) eingeführt, um die Extinktion des Silikats im interstellaren Raum wiedergeben zu können, ohne die verschiedenen, tatsächlich vorliegenden Silikatverbindungen im einzelnen berücksichtigen zu müssen. In unseren Modellansätzen geht eine nach Weingartner & Draine (2000) verbesserte Version dieses künstlich generierten Staubmodells ein,^e dessen optische Eigenschaften anhand einer Analyse der interstellaren Extinktion im NIR-Bereich erst kürzlich bestätigt werden konnten (Indebetouw et al. 2005). Da die Extinktionseigenschaften des Graphits davon abhängen, aus welcher Richtung das Licht auf das Kristallgitter fällt, müssen zwei unterschiedliche Massenextinktionskoeffizienten $\kappa_{\text{ext}}^{\parallel}$ und $\kappa_{\text{ext}}^{\perp}$ berücksichtigt werden. Hier wird das Verhältnis von $\kappa_{\text{ext}}^{\parallel} : \kappa_{\text{ext}}^{\perp} = \frac{1}{3} : \frac{2}{3}$ angesetzt. Die Größen $\kappa_{\text{ext}}^{\parallel}$ und $\kappa_{\text{ext}}^{\perp}$ sind die Extinktionskoeffizienten des Graphits parallel bzw. senkrecht zur Vorzugsrichtung im Gitter. Die stark absorbierenden Graphitkörner tragen sehr effizient zur Aufheizung der zirkumstellaren Umgebung bei. Das Verhältnis des Extinktionsvermögens von Kohlenstoff zu Silikat liegt im NIR-Bereich bei ~ 10 (Draine & Lee 1984; Jäger et al. 1998a; Wolf & Hillenbrand 2003).

In dieser Studie geht man von folgender Größenverteilung der Teilchen aus: Die Anzahl der Teilchen n mit Radius a unterliegt einer Exponentialverteilung $n(a) \propto a^{-3,5}$ mit $a_{\text{min}} \leq a \leq a_{\text{max}}$. Diese Funktion wurde von Mathis et al. (1977) eingeführt und spiegelt die Größenabhängigkeit der Teilchenzahl von Kohlenstoff und Silikat im interstellaren Raum wider. Sie ist gültig für Teilchengrößen zwischen $a_{\text{min}} = 0,005 \mu\text{m}$ und $a_{\text{max}} = 0,25 \mu\text{m}$. Diese Größenverteilung wurde schon in zahlreichen vorangegangenen Modellen junger stellarer Objekte erfolgreich eingesetzt.^f Der hier vorgestellte Staubdatensatz wird nach den Entdeckern MRN-Staubmodell genannt. Der kleinste Kornradius dieses Staubmodells liegt durchwegs bei $a_{\text{min}} = 0,005 \mu\text{m}$.

Der Massenextinktionskoeffizient $\kappa_{\text{ext}}(a)$ hängt u.a. von der maximalen Teilchengröße ab. Insbesondere im Millimeterbereich nimmt $\kappa_{\text{ext}}(a)$ mit a_{max} bis zu einer Staubgröße von wenigen Millimetern stetig zu. Der von der Quelle abgegebene Millimeterfluß wiederum hängt direkt proportional von der Scheibenmasse M_{disk} und dem Extinktionskoeffizienten $\kappa_{\text{ext}}(a)$, d.h. insbesondere von a_{max} ab, sofern man im Millimeterbereich des elektromagnetischen Spektrums von einer optisch dünnen Scheibe ausgehen kann. Der Spektralindex α ($F_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$) fällt mit steigendem a_{max} von einem Wert ~ 4 für $a_{\text{max}} < 0,1 \mu\text{m}$ auf einen Wert von ~ 2 für Teilchen mit $a \gg \lambda$. Die Korrelation zwischen Spektralindex α und der maximalen Staubgröße a_{max} wurde von D'Alessio et al. (2001) intensiv untersucht, während Wood et al. (2002b) im Detail die Korrelation zwischen Scheibenmasse und Millimeterfluß studierten.

Eine Größenverteilung der Staubteilchen mit einer maximalen Korngröße von $a_{\text{max}} = 0,25 \mu\text{m}$, wie es von Mathis et al. (1977) für die interstellare Materie bestimmt wurde, bringt in den Modellen einen zu geringen Millimeterfluß mit sich, wenn man von Scheibenmassen in der Größenordnung von $M_{\text{disk}} < 1,0 M_{\odot}$ ausgeht. Zirkumstellare Scheiben mit Massen $M_{\text{disk}} > 1,0 M_{\odot}$ sind aber gravitativ instabil (z.B. Laughlin & Bodenheimer 1994; Lodato & Bertin 2001). Auch resultiert aus einer maximalen Korngröße $a_{\text{max}} = 0,25 \mu\text{m}$ ein zu steiler Spektralverlauf im Millimeterbereich, was dem gemessenen Spektralindex $\alpha = 2,55 \pm 0,09$ von RY Tau widersprechen

^e<http://www.astro.princeton.edu/~draine/>

^fWood et al. (2002a) studierte die Abhängigkeit der spektralen Energieverteilung von Exponenten der Größenverteilung, die verschieden von $-3,5$ sind.

würde (Rodmann et al. 2006). Aus diesem Spektralindex α konnte eine maximale Teilchengröße von $a_{\max} = 1$ mm für RY Tau abgeleitet werden. Es sei hier zu erwähnen, daß der Spektralindex α nur eine untere Schranke für den maximalen Teilchenradius liefert, da α für $a_{\max} > 1$ mm konvergiert.

Obwohl der Millimeterbereich der spektralen Energieverteilung, einschließlich des Gradienten reproduziert werden kann, nachdem $a_{\max} = 1$ mm gesetzt wurde, nimmt der NIR-Fluß mit zunehmender maximaler Korngröße ab. Staubkörner mit $a_{\max} > 1 \mu\text{m}$ können sich im Nano- und Mikrometerbereich des elektromagnetischen Spektrums weniger stark aufheizen, da sie in ihrer Gesamtheit eine effektiv kleinere Oberfläche als kleinere Staubkörner aufweisen. Es liegen zwar weiterhin auch kleinste Staubteilchen ($\ll 0,1 \mu\text{m}$) im Modell vor, da aber das Volumen in dritter Potenz mit dem Radius zunimmt, konzentriert sich der Großteil der Staubmasse dann in Staubkörnern mit großen Radien.^g Dieses Ergebnis ist ein hinreichender Grund dafür, im Modellansatz ein Zwei-Schichten-Scheibenmodell einzuführen. Die Staubzusammensetzung des Scheibeninneren weist dann Korngrößen bis zu 1 mm auf, während in einer oberen Scheibenlage, d.h. dort, wo die optische Tiefe für den MIR-Bereich die Bedingung $\tau_{\text{N}} < 1$ erfüllt (Gl. 4.18), weiterhin die kanonische MRN-Verteilung mit $a_{\max} = 0,025 \mu\text{m}$ zum Einsatz kommt. Dieser Aufteilung der zirkumstellaren Scheibe in zwei Staublagen liegt die Idee der Staubsedimentierung zugrunde. Auch spiegelt sich darin die Annahme, daß das Staubwachstum in den dichten und inneren Scheibenregionen beschleunigt ist (z.B. Blum & Wurm 2000). Ähnliche Scheibenmodelle mit zwei oder mehreren Schichten wurden schon von Chiang & Goldreich (1997) vorgeschlagen und beispielsweise von Whitney et al. (2003) eingesetzt. An dieser Stelle ist es erwähnenswert, daß es bisher noch nicht ausreichend bekannt ist, wie effektiv scheibeninterne Turbulenzen Staubteilchen in der zirkumstellaren Scheibe mischen können (Gail 1998; McCabe et al. 2003).

Um nicht die Temperaturverteilung jeder einzelnen Staubkomponente bestimmen zu müssen und um dadurch die Simulationen zu beschleunigen, wird das arithmetische Mittel aus den Extinktionseigenschaften des Graphits und dem astronomischen Silikat mit verschiedenen Teilchengrößen gebildet. Solch eine Vorgehensweise ist durch die Studie von Šolc (1980) gerechtfertigt (s. auch Wolf 2003). Ein Vielteilchenansatz zur Bestimmung der Temperatur- und Dichteverteilung wird in Anhang E vorgestellt.

5.4 Modelle der Dichtestruktur

In den folgenden Kapiteln werden unterschiedliche Modellansätze vorgestellt, die verwendet wurden, um die spektrale Energieverteilung und die MIR-Visibilitäten, die mit MIDI von RY Tau gewonnen wurden, zu modellieren. Dabei werden folgende Modellansätze gewählt: das Modell der passiven Scheibe, das Modell der aktiven Scheibe sowie das Modell der aktiven Scheibe, die zusätzlich von einer Hülle umgeben ist. Das Modell der aktiven Scheibe ist das favorisierte Modell. Dieses Modell wurde von Akeson et al. (2005) verwendet, um die spektrale Energieverteilung und die K-Band-Visibilitäten von RY Tau, die sie aus einer Messung mit dem „Palomar Testbed Interferometer“ (PTI) erhalten hatten, zu reproduzieren. Hauptgegenstand unserer Studie ist u.a. die Beantwortung der Frage, ob es möglich ist, die verschiedenen Modellansätze anhand der resultierenden, spektralen Energieverteilung und MIR-Visibilitäten zu unterscheiden. Der Modellansatz der Scheibe steht dabei in allen Ansätzen grundsätzlich außer Frage. Der T Tauri-Stern RY Tau ist ein Klasse-II-Objekt, bei dem sich eine zirkumstellare Scheibe gemäß der gängigen Vorstellung, die man über die Entwicklung junger stellarer Objekte hat, schon ausgebildet haben dürfte (Kenyon & Hartmann 1995; Lada & Wilking 1984; Lada 1987).

Das Scheibenmodell wird durch den Inklinationswinkel ϑ , die Scheibenmasse M_{disk} , den Innen- und Außenradius der Scheibe, R_{in} bzw. R_{out} , und den Exponenten p vorgegeben. Der

^gIn allen Staubmodellen wird stets von der MRN-Größenverteilung mit einem Exponenten von $-3,5$ ausgegangen.

letztgenannte Parameter spiegelt die Radialabhängigkeit der Oberflächenfunktion $\Sigma(r)$ wider (Gl. 4.17). Der Innenradius R_{in} wird generell vorgegeben, kann aber auch iterativ bestimmt werden, sofern man eine Verdampfungstemperatur in der Größenordnung von $T_{\text{sub}} \approx 1500 \text{ K}$ (Duschl et al. 1996) berücksichtigt. Eigenschaften des Sterns, wie die effektive Temperatur T_{\star} , die Leuchtkraft L_{\star} und die Masse M_{\star} stellen weitere Modellparameter dar. Die potentiellen Wertebereiche dieser Größen werden aber durch vorangegangene Studien eingeschränkt (s. Tabelle 5.1). Für die visuelle Extinktion A_V außerhalb des RY Tau-Systems wird ein Wert zur Modellierung herangezogen, der aus einer aktuellen Studie von Calvet et al. (2004) stammt: $A_V = (2,2 \pm 0,2) \text{ mag}$.

5.4.1 Aktive und passive Scheibe

Das Modell der aktiven Scheibe besteht aus einer passiv geheizten (Staub-)Scheibe, bei der zusätzlich Akkretionseffekte berücksichtigt werden. Dafür mußte das bestehende Strahlungstransportprogramm MC3D erweitert werden. Die Akkretionstheorie, auf die sich dieses Modell stützt, wird im Anhang F beschrieben.

Neben den Scheiben- und Sternparametern benötigt man in diesem Modell drei zusätzliche Modellparameter: die Massenakkretionsrate \dot{M} , eine Grenztemperatur T_{BL} und einen Innenradius der Akkretionsscheibe R_{bnd} . Königl (1991) zeigte, daß dieser Innenradius der Akkretionsscheibe R_{bnd} keine unabhängige Größe ist, sondern von Sternradius, Sternmasse, Akkretionsrate und stellarer Magnetfeldstärke abhängt. Da die Magnetfeldstärke um RY Tau nicht exakt bekannt ist, kommen stattdessen die Werte $R_{\text{bnd}} = 5 R_{\star}$ und $T_{\text{BL}} = 8000 \text{ K}$ zum Einsatz. Beide Werte wurden für das gleiche Objekt schon von Akeson et al. (2005) verwendet und sind das Ergebnis eines stellaren Magnetfeldes in der Größenordnung mehrerer Kilogaß. Die mittlere Abb. in 5.2 und die Tabelle 5.3 spiegeln das Ergebnis desjenigen aktiven Scheibenmodells wider, das am besten die spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten reproduzieren kann. Die Akkretionsleuchtkraft L_{acc} , die kein unabhängiger Modellparameter ist, sondern vorwiegend aus der Massenakkretionsrate resultiert, beträgt hier $L_{\text{acc}} = 1,7 L_{\odot}$. Die stellare Leuchtkraft L_{\star} läßt sich nicht eindeutig bestimmen. Sie kann Werte zwischen $10,0 L_{\odot}$ und $11,5 L_{\odot}$ annehmen.

Im Vergleich zur Messung lassen sich bzgl. des aktiven Scheibenmodells folgende Mängel aufzeigen: Die Visibilitäten, die man für die Basislinie von $B = 48 \text{ m}$ erhält, liegen unterhalb der gemessenen Werte,^h während gleichzeitig ein zu großer FIR-Fluß vorausgesagt wird. Modelle mit kleineren Außenradien ($\sim 100 \text{ AE}$) verringern zwar den Infrarotfluß um $\lambda = 100 \mu\text{m}$, die Visibilitäten werden dadurch aber nur bedingt beeinflusst. Eine Möglichkeit, den FIR-Infrarotfluß zu verringern und gleichzeitig die Visibilitäten zu erhöhen, bietet ein Modellansatz, bei dem die Oberflächendichtefunktion $\Sigma(r)$ (Gl. 4.17) mit einer Fermifunktion multipliziert wird. Mit der Konstanten $C_{\text{TD}} > 0$ ist:

$$\Sigma_{\text{TD}}(r) = \frac{\Sigma(r)}{1 + \exp(C_{\text{TD}} \frac{r}{R_{\text{TD}}} - C_{\text{TD}})}. \quad (5.2)$$

Mit Hilfe dieses Ansatzes nimmt die vertikale Ausdehnung der Scheibe ab einem charakteristischen Radius R_{TD} sogar wieder ab, was die FIR-Strahlung verringert. Solch ein Modell wurde schon von Lucas & Roche (1997) eingeführt und erst kürzlich von Preibisch et al. (2006) bei der Modellierung des HAeBe-Sterns HR 5999 verwendet. Solch ein Ansatz ist dann gerechtfertigt, wenn beispielsweise ein stellarer Begleiter, aufgrund von Gezeitenkräften, den Aufbau der äußeren Bereiche der Scheibe beeinflusst bzw. sogar beschneidet.ⁱ Mit Hilfe astrometrischer Methoden fanden Bertout et al. (1999) tatsächlich Hinweise, die für einen potentiellen Begleiter um RY Tau sprechen. Unsere Studie zeigt nun aber, daß R_{TD} in der Größenordnung von 10 AE

^hMan sagt, das Modell ist im Vergleich zur Messung zu stark aufgelöst.

ⁱMan nennt dieses Modell auch „Truncated Disk Model“.

Tabelle 5.3: Modellparameter für das passive Scheibenmodell (PS: Modell der passiven Scheibe), das aktive Scheibenmodell (AS; Kap. 5.4.1) und das aktive Scheibenmodell mit Hülle (AS+H; Kap. 5.4.3). Die entsprechenden Diagramme sind in den Abb. 5.2 zu finden.

Parameter	PS Modell	AS Modell	AS+H Modell
Sternmasse M_\star [M_\odot]	1,7	1,7	1,7
effektive Sterntemperatur T_\star [K]	5600	5600	5600
Stellare Leuchtkraft L_\star [L_\odot]	11,5	11,5	10,0
Gesamtmasse M_{disk} [M_\odot]	$4 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$ (mit Hülle)
Scheibenaußenradius R_{out} [AE]	270	270	270
Scheibeninnenradius R_{in} [AE]	0,3	0,3	0,3
Exponent p (Gl. 4.17)	1,3	1,4	1,3
Inklination ϑ [°]	0-65	0-65	0-65
c_1 (s. Gl. 5.4)	–	–	$1,0 \cdot 10^{-6}$
c_2 (s. Gl. 5.4)	–	–	1,0
Massenakkretionsrate \dot{M} [$M_\odot \text{a}^{-1}$]	–	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$9,0 \cdot 10^{-8}$
Grenztemperatur T_{BL} [K]	–	8000	8000
Akkretionsscheiben-Innenradius R_{bnd} [R_\star]	–	5	5

liegen müßte, um die berechneten Visibilitäten sichtbar ansteigen zu lassen, doch emittiert die Scheibe um RY Tau dann keine Millimeterstrahlung mehr (s. Abb. 7 in Preibisch et al. 2006).

Eine weitere Möglichkeit, den Fluß im FIR-Bereich zu reduzieren, ist Staubsedimentierung, welche zu einer Abflachung der Scheibe bei großen Radien führt (Miyake & Nakagawa 1995; Dullemond & Dominik 2004: Abb. 7). Da äußere Scheibenregionen dadurch weniger stark angestrahlt und geheizt werden können, führt dies auch zu einem Anstieg der MIR-Visibilität.

Allein aus den beiden Visibilitätspunkten und der spektralen Energieverteilung kann der Inklinationswinkel ϑ und der Positionswinkel PA des Objektes nicht eindeutig abgeleitet werden. Dazu wären mindestens drei Visibilitätspunkte nötig. Unter Berücksichtigung der spektralen Energieverteilung kann aber bzgl. der Inklination ein oberer Grenzwert von $\vartheta < 65^\circ$ bestimmt werden. Diese obere Schranke entspricht einem Inklinationswinkel, bei dem die optische Tiefe gerade die Grenze zu den optisch dicken Scheibenlagen überschreitet ($\tau_V > 1$).

Der äußere Scheibenradius des Modells nimmt im Vergleich zu vorangegangenen Untersuchungen einen relativ großen Wert von $R_{\text{out}} = 270$ AE ein. Andrews & Williams (2006) konnten mit Hilfe des SMA („SubMillimeter Array“) für RY Tau einen Scheibenradius von $R_{\text{out}} = 150$ AE bestimmen, während Rodmann et al. (2006) mittels 7mm-Beobachtungen mit dem VLA („Very Large Array“) für das gleiche Objekt einen Scheibenradius von nur (90 ± 20) AE gemessen haben. Die Abb. 5.3 zeigt, in welchen Scheibenregionen, d.h. bei welchen Abständen vom Zentralstern der Fluß im N-Band emittiert wird. Sie macht deutlich, daß dieser überwiegend aus den inneren zirkumstellaren Regionen (< 40 AE) stammt, die nur mit Hilfe interferometrischer Meßtechniken im MIR-Bereich räumlich aufgelöst werden können. Sie zeigt aber auch, daß MIDI kein geeignetes Instrument ist, den äußeren Scheibenradius R_{out} zu bestimmen. Nur eine Modellierung von Millimeterkarten des Objektes erlaubt eine Bestimmung des äußeren Radius der Scheibe. Dies geht aber über diese Studie hinaus.

Die Scheibenmasse $M_{\text{disk}} = 8 \cdot 10^{-3} M_\odot$ liegt um einen Faktor ~ 2 unter dem Wert, den Akeson et al. (2005) mit Hilfe ihres Modellansatzes der Akkretionsscheibe gefunden haben ($M_{\text{disk}} = 1,5 \cdot 10^{-2} M_\odot$). Die im Modell aus dem Millimeterfluß abgeleitete Scheibenmasse hängt, wie es in Kap. 5.3.2 erwähnt wurde, vom Staubmodell ab, das in der Modellierung verwendet wird (Kap. 5.3.2). Die linke Abb. in 5.4 zeigt die spektrale Energieverteilung der aktiven Scheibe, bei

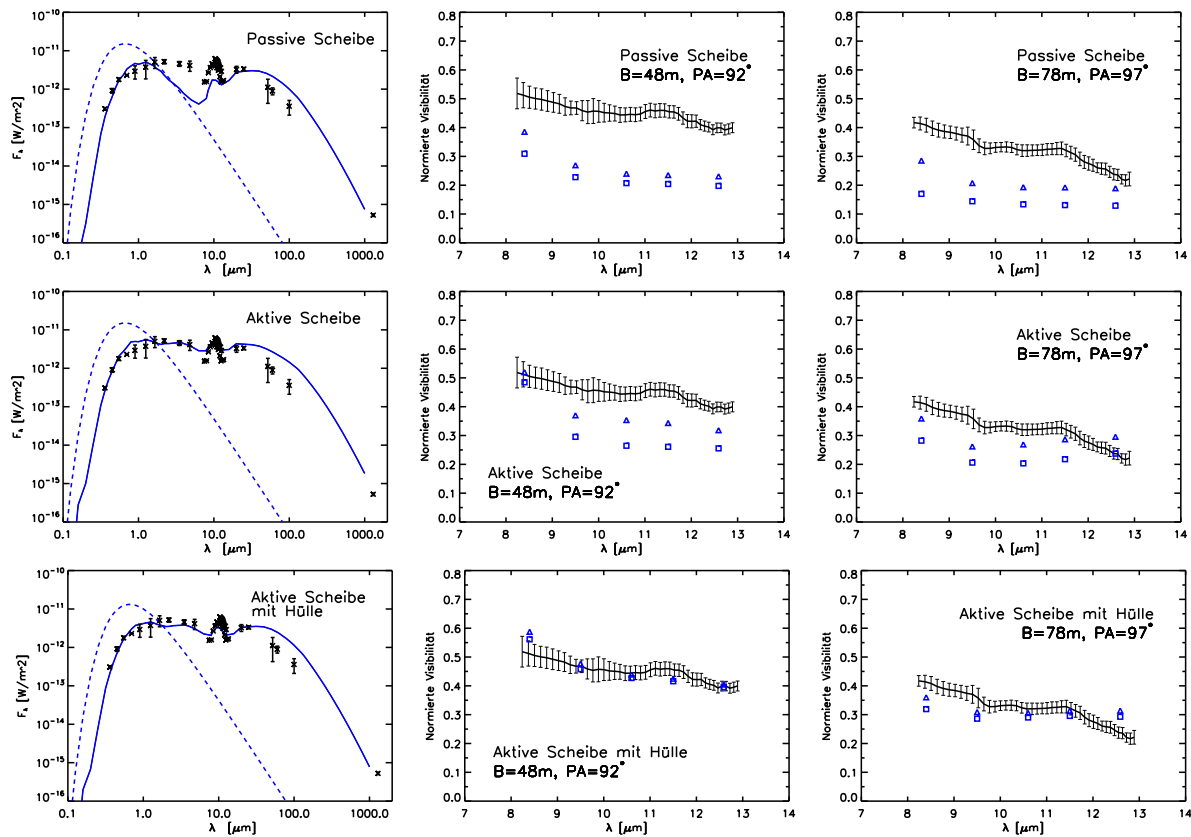


Abbildung 5.2: Obere Zeile: Spektrale Energieverteilung einer passiven Modellscheibe (blaue, durchgezogene Linie), ohne zusätzlich Akkretionseffekte oder eine Hülle im Modell zu implementieren. Der im Vergleich zur Messung (schwarze Punkte mit Fehlerbalken) geringere Fluß, insbesondere im NIR-Bereich, verweist auf die Unvollständigkeit dieses Modells. Die gestrichelte, blaue Kurve repräsentiert das stellare Spektrum.

Laut dem Theorem von van Cittert-Zernicke werden die Visibilitäten aus den Modellbildern (Intensitätsverteilungen) für Wellenlängen von $8,5\ \mu\text{m}$, $9,5\ \mu\text{m}$, $10,6\ \mu\text{m}$, $11,5\ \mu\text{m}$ und $12,5\ \mu\text{m}$ ermittelt. Die blauen Dreiecke und Quadrate spiegeln die obere und untere Grenze der aus verschiedenen Positionswinkeln, aber gleichem Inklinationswinkel des Modells resultierenden Visibilitäten wider. Die Meßdaten sind mit 1σ -Fehlerbalken eingezeichnet (Kap. 5.2).

Mittlere Zeile: Ergebnisse aus dem Modell der passiven Scheibe, in dem zusätzlich Akkretionseffekte berücksichtigt werden (aktive Scheibe).

Untere Zeile: Ergebnisse aus dem Modell der aktiven Scheibe, in dem eine Hülle zusätzlich implementiert wird.

deren Modellierung ausschließlich eine MRN-Staubverteilung mit $a_{\text{max}} = 0,025\ \mu\text{m}$ verwendet wird. Alle übrigen Modellparameter werden ansonsten beibehalten. Man erkennt, wie der aus dem Modell resultierende Millimeterfluß einbricht.

Anstatt Akkretionseffekte zu berücksichtigen, wurde anfangs versucht, die spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten von RY Tau allein mit dem Modell der passiven Scheibe zu reproduzieren. Trotz unterschiedlichster Parametersätze scheiterte dieses Vorhaben. Insbesondere der aus den passiven Scheibenmodellen resultierende NIR- und MIR-Fluß lag meist deutlich unterhalb der gemessenen photometrischen Werte (s. Abb. 5.2, obere Zeile). Hinsichtlich der MIR-Visibilitäten ist dieses Modell auch räumlich zu stark aufgelöst (s. Kapitel 5.6).

Dieser Mangel an NIR-Fluß ist im Ansatz der passiven Scheibe begründet, worauf schon Hartmann et al. (1993) hingewiesen haben. Offensichtlich kann Akkretion die fehlende Strahlung zwischen $\lambda \approx 2\ \mu\text{m}$ und $\lambda \approx 10\ \mu\text{m}$ erzeugen und zwar in einer Scheibenregion, die von MIDI räumlich nicht aufgelöst werden kann. In den folgenden Abschnitten 5.4.2 und 5.4.3 werden

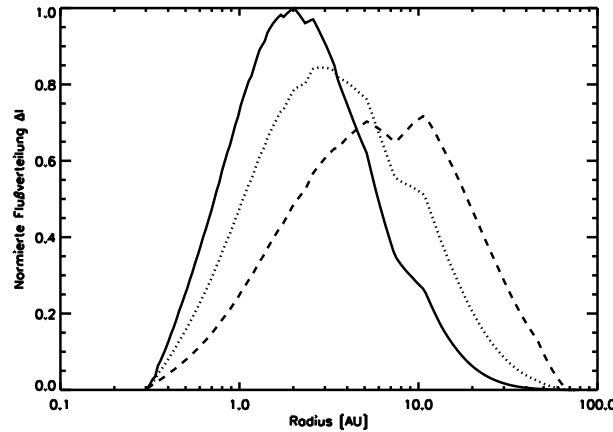


Abbildung 5.3: Radiale Flußverteilung $\Delta I/\Delta r$ für Wellenlängen von $8\ \mu\text{m}$ (durchgezogene Kurve), $10\ \mu\text{m}$ (gepunktete Kurve) und $12\ \mu\text{m}$ (gestrichelte Kurve). Der mittlere Fluß I , der bei einem Radius r emittiert wird, wurde mit $4\pi r^2$ multipliziert und durch das Maximum von $I(\lambda = 8\ \mu\text{m})$ normiert.

zwei weitere Modelle vorgestellt (Modell des Grenzwalls; aktives Scheibenmodell mit Hülle), die ebenfalls der Erzeugung zusätzlicher Infrarotstrahlung in den inneren, von MIDI räumlich nicht auflösenden Scheibenregionen dienen.

5.4.2 Grenzwall am Scheibeninnenrand

Abgesehen vom Modell der aktiven Scheibe haben Natta et al. (2001) darauf hingewiesen, daß ein überhöhter Grenzwall am Innenrand R_{in} der Scheibe ebenfalls zusätzliche NIR- und MIR-Strahlung erzeugen kann. Die Modellierung interferometrischer Beobachtungen im NIR-Bereich mit Hilfe einfacher Ringmodelle (Millan-Gabet et al. 2001) gaben den Anstoß zur Entstehung der Idee des Grenzwalls. Der Staub an der Innenkante der Scheibe wird dabei direkt vom Stern angestrahlt, heizt sich auf und infolge des zunehmenden, thermischen Druckes expandiert die Innenkante senkrecht zur Mittelebene. Dullemond et al. (2001) führten ein analytisches Modell dieses Grenzwalls als Ergänzung zum Chiang & Goldreich-Modell ein (Chiang & Goldreich 1997) und definierten mit Hilfe des dimensionslosen Faktors $\chi_{\text{rim}} (> 1)$ die Skalenhöhe am Scheibeninnenrand wie folgt:

$$H_{\text{rim}} = \chi_{\text{rim}} h. \quad (5.3)$$

Die Größe h reflektiert die ursprüngliche Skalenhöhe am Scheibeninnenrand ohne Grenzwall (s. Definition in Kap. 4.2). Tatsächlich konnte dieser Modellansatz erfolgreich die spektralen Energieverteilungen sowie die großskaligen Aufnahmen verschiedener junger stellarer Objekte reproduzieren (Pontopiddan et al. 2005; Dominik et al. 2003; Eisner et al. 2005a). Gleichzeitig resultiert aus der Überhöhung der Innenkante der geometrische Effekt, daß Regionen der Scheibenoberfläche, die an den Wall anschließen, von direkter Sterneinstrahlung abgeschirmt werden.^j Dieser Effekt kann die vormals eingeführte Klassifizierung von HAeBe-Objekten in Gruppe-I- und Gruppe-II-Quellen erklären (Meeus et al. 2001; Dullemond & Dominik 2004). Während bei der spektralen Energieverteilung von Gruppe-I-Objekten ein bis zum FIR-Bereich flacher Spektralverlauf vorliegt, was durch eine vertikal stark expandierte Scheibe erklärt werden kann, fällt die spektrale Energieverteilung von Gruppe-II-Objekten rasch zum FIR-Bereich ab. Letzteres wird durch eine Abschattung derjenigen Scheibenregionen hervorgerufen, die an den Grenzwall anschließen. Trotz dieser Erfolge ist das Phänomen des Grenzwalls weiterhin umstritten

^jDieser Effekt ist auch unter dem Stichwort „self-shadowed disk“ bekannt.

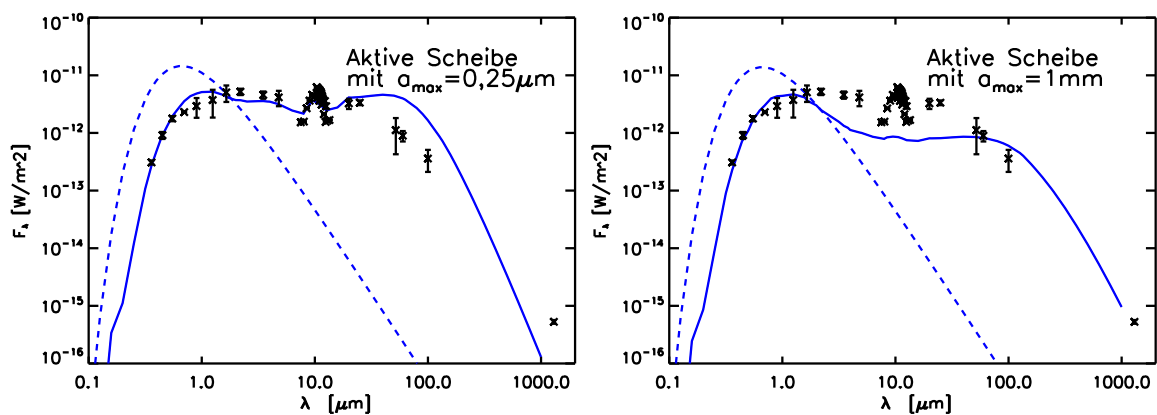


Abbildung 5.4: **Links:** Diese Abb. entspricht der spektralen Energieverteilung des aktiven Scheibenmodells ohne Hülle (Abb. 5.2; mittlere Zeile), wobei hier aber nur ein „Ein-Schicht-Scheibenmodell“ mit $a_{max}=0,25\mu\text{m}$ zur Anwendung kommt. Alle anderen Modellparameter stimmen ansonsten mit den Parametern der aktiven Scheibe ohne Hülle aus der Tabelle 5.3 überein. Deutlich erkennbar ist die Änderung des Gradienten α der spektralen Energieverteilung im Millimeterbereich.

Rechts: Wie die linke Abb., aber diesmal mit $a_{max}=1\text{mm}$.

(Millan-Gabet et al. 2006). Insbesondere wurde gezeigt, daß ein solches Modell im Gegensatz zum Hüllen-Scheibenmodell, wie es in Kap. 5.4.3 aufgestellt wird, i.allg. nicht ausreichend genug NIR-Fluß emittieren kann (Vinković et al. 2006). Dullemond et al. (2001) haben darüberhinaus selbst darauf verwiesen, daß der von ihnen vorgeschlagene, steile Abfall des Grenzwalls an der Scheibeninnenkante statisch instabil sein könnte. Mit Hilfe einer Bestimmung der Radien, bei denen der Staub in der Scheibe sublimiert, führten Isella & Natta (2005) deshalb ein modifiziertes Modell des Grenzwalls ein, bei dem die ursprünglich senkrechte Innenkante durch eine abgerundete Form ersetzt wird.

In unserer Studie wird die Dichteverteilung vertikal zur Scheibenmittelebene unter Anwendung des Gesetzes des hydrostatischen Gleichgewichts berechnet. Sofern der thermische Druck am Scheibeninnenrand hoch genug wird, könnte sich somit ein Grenzwall von selbst ausbilden. Trotzdem bedarf es dabei einer gewissen Vorsicht. Um den Effekt des Grenzwalls überhaupt detektieren zu können, wird die Zellgröße des Modells am Scheibeninnenrand möglichst klein gewählt. Ein zu grobmaschiges Gitter hätte zu kleine mittlere Zelltemperaturen zur Folge, so daß der erwünschte Effekt der Überhöhung erst gar nicht entstehen kann. Im zweidimensionalen Scheibenmodell wird ein sphärisches Koordinatensystem (r,θ) mit logarithmischer Untergliederung in r und linearer Unterteilung in θ ($\Delta\theta = 1^\circ$) verwendet. Für die kleinsten Zellen am Scheibeninnenrand gilt $\Delta r \approx 0,01\text{AE}$. Damit hat die Zelle am Innenrand die Ausmaße $(0,01 \cdot 0,005)\text{AE}^2$. Dies ist klein genug, um gemäß Dullemond et al. (2001) noch einen Grenzwall der Höhe $H_{rim}(R_{in}) = 0,05\text{AE}$ bis $0,10\text{AE}$ messen zu können. Die Abb. 5.5 entspricht der Skalenhöhe aus dem aktiven Scheibenmodell (Kap. 5.4.1). Eine Überhöhung der Scheibeninnenkante liegt nicht vor.

Die Tatsache, daß im Modell von RY Tau keine Überhöhung vorliegt, muß nicht generell deren Existenz ausschließen. Es ist möglich, daß die Leuchtkraft dieses T Tauri-Objektes noch zu klein ist. In ihrer Studie haben Dullemond & Dominik (2004) Modelle mit den typischen Eigenschaften von HAeBe-Objekten aufgestellt, deren Sterne effektive Temperaturen von über $T_\star = 10.000\text{K}$ besitzen und stellare Leuchtkräfte aufweisen, die die Leuchtkraft von RY Tau bis um einen Faktor 5 und mehr übersteigen (Dominik et al. 2003). Auch die optische Tiefe τ_V , die am Scheibeninnenrand vorherrscht, ist bei der Entstehung eines Grenzwalls von entscheidender Bedeutung. Eine zu geringe optische Tiefe hätte zur Folge, daß die am Innenrand eintreffende Strahlung über eine zu große Scheibenregion absorbiert wird, was ebenfalls die Entstehung

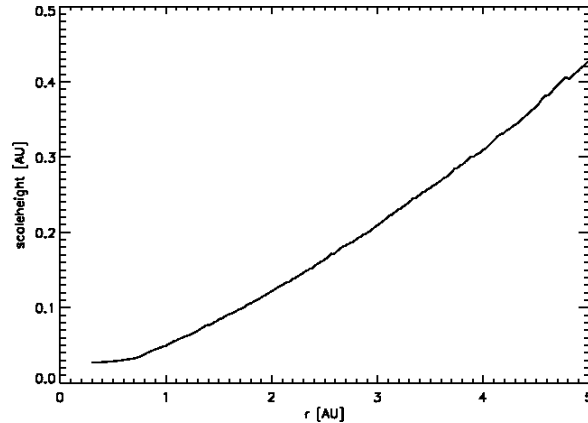


Abbildung 5.5: Skalenhöhe h des Scheibenmodells aus Kap. 5.4.1. Ein Grenzwall, wie er von Dullemond et al. (2001) vorgeschlagen wurde, wäre an einer Überhöhung der Skalenhöhe am Scheibeninnenrand erkennbar.

eines Grenzwalls verhindert. In diesem Zusammenhang hatten beispielsweise Dullemond & Dominik (2004) gezeigt, daß die Überhöhung der Scheibeninnenkante dann besonders ansteigt, wenn der Parameter p aus Gl. 4.17, der die optische Tiefe τ_V am Scheibeninnenrand beeinflusst, Werte bis zu $p \approx 4$ annimmt. Auch die Eigenschaften des eingesetzten Staubmodells können die Entstehung eines Grenzwalls beeinflussen (Vinković et al. 2006).

Weiterhin ist zu erwähnen, daß die Simulationen mit dem MC3D-Programm auf dem Monte-Carlo-Prinzip beruhen. Obwohl dieses Prinzip das natürliche Geschehen simuliert, ist der Nachteil dieser Vorgehensweise die Erzeugung statistischen Rauschens, das prinzipiell den Effekt der Überhöhung der Scheibeninnenkante verwischen könnte. Um nun eine obere Schranke für die Überhöhung zu erhalten, wird angenommen, daß die Skalenhöhe h bis $r = 3$ AE einen parabolähnlichen Verlauf besitzt ($h \propto r^2$). Diese Parabelfunktion wird an die iterativ bestimmte Skalenhöhe h angepaßt. Die Standardabweichung σ_{SD} zwischen Parabel und Skalenhöhe entspricht dann der maximal zu erwarteten Überhöhung der Scheibeninnenkante. Man erhält $\sigma_{SD} \leq 0,002$ AE. Dieses Ergebnis ist um mehr als eine Größenordnung kleiner als der Wert, den Dullemond et al. (2001) für die Modellierung der leuchtkräftigeren HAeBe-Objekte verwendeten.

Der Grad der Überhöhung der Scheibeninnenkante gegenüber benachbarten Scheibenregionen bleibt Gegenstand zukünftiger Untersuchungen. Diese hängt von den vorliegenden Staubeigenschaften, der optischen Tiefe und den stellaren Eigenschaften ab. Zukünftige Beobachtungen im NIR-Bereich, die den Innenrand einer zirkumstellaren Scheibe aufzulösen vermögen, werden letztendlich eine weitere Klärung ermöglichen (z.B. Monnier et al. 2006).

5.4.3 Aktive Scheibe mit zirkumstellarer Hülle

Viele Studien (z.B. Hartmann et al. 1993; Calvet et al. 1997; Wolf et al. 2003) haben schon gezeigt, daß eine zirkumstellare Hülle deutlich zum NIR-Fluß beitragen kann. Darüberhinaus können Hüllen im visuellen Wellenlängenbereich die Sternstrahlung deutlich reduzieren.

Zahlreiche Studien rechtfertigen eine solche zirkumstellare Hülle um Stern und Scheibe von RY Tau. So konnten Polarisationsmessungen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 0,66 \mu\text{m}$ ($H\alpha$) erst dann erklärt werden, nachdem im Modell zusätzlich eine zirkumstellare Hülle implementiert worden war (Vink et al. 2003). Den direkten Beweis für eine solche Hülle konnten NIR-Aufnahmen von RY Tau erbringen (Nakajima & Golimowski 1995). Mit Hilfe der uns zur Verfügung stehenden interferometrischen Messungen soll nun geklärt werden, ob die beobachtete großskalige Hüllenstruktur auch bis in die inneren Scheibenregionen ($\sim R_{\text{in}}$) von RY Tau reicht.

Im Zusammenhang sphärischer Akkretionsmodelle führte Ulrich (1976) ein Modell einer ein-

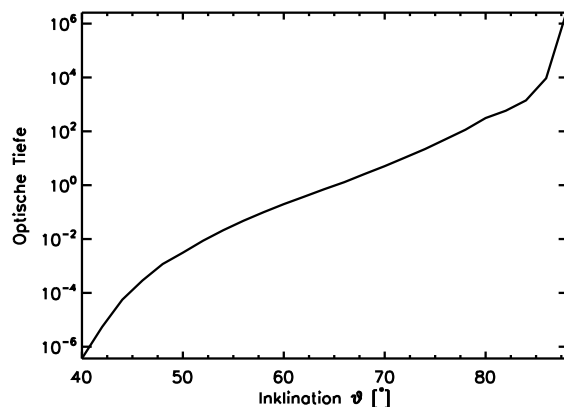


Abbildung 5.6: Optische Tiefe τ_ϑ , die unter dem Inklinationswinkel ϑ im visuellen Wellenlängenbereich erzielt wird. Man erkennt, daß für kleine Inklinationswinkel $\tau_\vartheta < 1$ gilt. Damit ist eine freie Sicht auf den zentralen Stern gesichert. Jedoch reicht die vorliegende Hülle im Modell noch dafür aus, einen beobachtbaren Effekt auf die spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten hervorzurufen.

fallenden Materiehülle ein, um die $H\alpha$ - und $H\beta$ -Emissionslinienprofile von P-Cygni-Objekten der Typen I und II reproduzieren zu können. Dieser Ansatz wurde später auch dafür verwendet, um NIR-Aufnahmen von Klasse-I-Objekten zu modellieren (Lucas & Roche 1997; Wolf et al. 2003). Im Gegensatz zu Ulrichs Ansatz wird unser Modell der aktiven Scheibe durch eine einfachere Hüllengeometrie, die durch den Innenradius R_{in} und Außenradius R_{out} der Scheibe vorgegeben ist, ergänzt. In diesem neuen Modellansatz werden keine bipolaren Kavitäten in die Hüllenstruktur eingebaut, obwohl Hinweise existieren, die dafür sprechen, daß solche Kavitäten, die durch kollimierte Ausflüsse wie Jets entstehen, generell in den Hüllen junger stellarer Objekte vorliegen (Edwards et al. 1993). Mit der Dichteverteilung in der Scheibe $\rho_{\text{disk}}(\vec{r})$, der Hülle $\rho_{\text{env}}(\vec{r})$ und dem Positionsvektor \vec{r} wird definiert:

$$\rho_{\text{env}}(\vec{r}) = c_1 \cdot \rho_{\text{disk}}(r = R_{\text{in}}, \theta = 0^\circ) \cdot \left(\frac{|\vec{r}|}{R_{\text{in}}} \right)^{-c_2}, \quad (5.4)$$

wobei $c_1 \ll 1$ und $c_2 > 0$ gilt. Aus der Bedingung $c_1 \ll 1$ ist eine geringe optische Tiefe in der Hülle gewährleistet. Damit bleibt es weiterhin möglich, die inneren Scheibenregionen auch mit der Hülle noch beobachten zu können. Die Scheibe und die Hülle werden im Modell folgendermaßen kombiniert:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{model}}(\vec{r}) &= \rho_{\text{disk}}(\vec{r}) & \text{für} & \quad \rho_{\text{env}}(\vec{r}) \leq \rho_{\text{disk}}(\vec{r}) \\ & \text{und} & & \\ \rho_{\text{model}}(\vec{r}) &= \rho_{\text{env}}(\vec{r}) & \text{für} & \quad \rho_{\text{env}}(\vec{r}) > \rho_{\text{disk}}(\vec{r}), \end{aligned} \quad (5.5)$$

wodurch an der Grenze zwischen Scheibe und Hülle ein stetiger Übergang der Dichte garantiert wird.

Die Abb. 5.2 (untere Zeile) und Tabelle 5.3 (rechte Spalte) geben die Ergebnisse bzw. den Parametersatz desjenigen Hüllen-Scheibenmodells wieder, das die spektrale Energieverteilung und die gemessenen MIR-Visibilitäten am besten zu reproduzieren vermag. Die Akkretionsrate aus diesem Modell von $\dot{M} = 9,0 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{a}^{-1}$ ist fast um einen Faktor 2 kleiner als die Akkretionsrate aus dem vorausgehenden Modell ohne Hülle. Trotzdem können beide Modelle die spektrale Energieverteilung wiedergeben. Damit wird deutlich, daß Akkretionsprozesse bzw. eine Hülle die gleiche Wirkung auf die spektrale Energieverteilung im NIR- und MIR-Bereich ausüben. Ein Vergleich der Modellergebnisse folgt in Abschnitt 5.6.1. Die Akkretionsleuchtkraft im aktiven Scheibenmodell mit Hülle besitzt einen Wert von $L_{\text{acc}} = 1,2 L_\odot$. Obwohl die Modellhülle sehr

massereich ist, $M_{\text{env}} = 1,4 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$, ist das Modell im visuellen Bereich unter einem Inklinationwinkel $\vartheta < 60^\circ$ optisch dünn wie die Abb. 5.6 zeigt. Diese Hülle reicht aber dafür noch aus, einen beobachtbaren Effekt auf die spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten ausüben zu können.

5.5 Die Staubzusammensetzung der Scheibenatmosphäre

Wie in Kap. 2.8 angedeutet wurde, kann man bei Strahlungstransportsimulationen im Scheibenmodell eines jungen stellaren Objektes dessen spezifische Staubzusammensetzung verwenden, anstatt ein verallgemeinertes Staubmodell mit gemittelten optischen Größen heranzuziehen (s. Kap. 5.3.2). Insbesondere werden folgende Staubarten bei der Modellierung in Betracht gezogen: Kohlenstoff, das zum Kontinuum beiträgt sowie amorphes und kristallines Silikat, welches Emissionsbanden bei $\sim 10 \mu\text{m}$ und $\sim 18 \mu\text{m}$ erzeugen kann. Weitere Stoffe, wie Wassereis (s. Abb. 1 in Chiang et al. 2001), können ebenfalls berücksichtigt werden.

Bei der photometrischen Kalibration der MIDI-Messungen erhielt man im N-Band-Spektrum von RY Tau, das bei der Modellierung der spektralen Energieverteilung schon einbezogen wurde (s. Abb. 5.2). Gleichzeitig liefert jede einzelne Visibilitätsmessung ein korreliertes Spektrum (s. Gl. 5.1). Das (korrelierte) Spektrum stammt aus einer Region, die (durch die interferometrische Messung) räumlich nicht aufgelöst werden konnte.

Eine größere effektive Basislinie des Interferometers bringt ein höheres räumliches Auflösungsvermögen mit sich. Das Spektrum und die korrelierten Spektren enthalten stets spektrale Beiträge der gesamten Scheibe, aber die Anteile der heißeren, helleren und damit zentraleren Regionen in der Scheibe nehmen mit wachsender Basislinie effektiv zu (s. auch Abb. 5.3).

Die in Kap. 2 beschriebene Methode zur Modellierung der $10 \mu\text{m}$ -Silikatbande kommt hier zum Einsatz. Man erhält dadurch folgendes Ergebnis: Mit zunehmender Basislinie, d.h. effektiv abnehmendem Abstand zum zentralen Stern^k nimmt der Anteil an unentwickeltem, d.h. $0,1 \mu\text{m}$ -kleinem, amorphem Staub ab, während der kristalline Anteil ansteigt (s. Abb. 5.7, Tabelle 5.4). Ein entsprechendes Ergebnis wurde von van Boekel et al. (2004) bzgl. den HAeBe-Objekten gefunden, was anhand einer Weiterentwicklung des Silikatstaubs in den inneren Scheibenregionen erklärt wurde. Unser neues Ergebnis zeigt, daß sich kristallines Silikat auch in den inneren Scheibenregionen eines *T Tauri-Objektes* anreichert. Das Massenverhältnis von entwickeltem und unentwickeltem Staub verschiebt sich zum Zentrum der Scheibe zugunsten des entwickelteren Staubes.

Die Abb. in 5.7, rechts unten, zeigt die Kristallinität des Silikats, die als eine Funktion der erzielten räumlichen Auflösung dargestellt ist. Kristallines Material ist hauptsächlich in den inneren Regionen der Scheibe konzentriert (Punkt C). Dessen Massenbeitrag C_k nimmt exponentiell mit dem Auflösungsvermögen des Interferometers ab (Punkt B) und nähert sich einem unteren Grenzwert an, der dem Betrage nach dem Vorkommen kristalliner Materie im interstellaren Raum entspricht (Gail 2003). Entsprechend nimmt der relative Massenbeitrag C_{ak} amorpher, kleiner Staubteilchen exponentiell zu. Unter Berücksichtigung der Breite des verwendeten spektroskopischen Spaltes wird eine theoretische räumliche Auflösung von $0,31''$ im Spektrum erzielt.

Dieses Kapitel schließt mit einer Diskussion über das Staubmodell, das zur Modellierung verwendet wurde (s. Kap. 5.3.2). Anstatt astronomisches Silikat einzusetzen, wäre es nun auch möglich, die oben abgeleiteten Massenbeiträge jeder einzelnen Silikatkomponente zur Modellierung heranzuziehen. Schon Preibisch et al. (2006) zogen zur Modellierung der zirkumstellaren Scheibe HR 5999 ausschließlich $1,5 \mu\text{m}$ -große Silikatkörner heran, was aus der Form der $10 \mu\text{m}$ -Silikatbande abgeleitet wurde. Eine solche Vorgehensweise soll hier nochmals, anhand folgender Punkte, diskutiert werden:

^kEine homogene Scheibe wird hier vorausgesetzt.

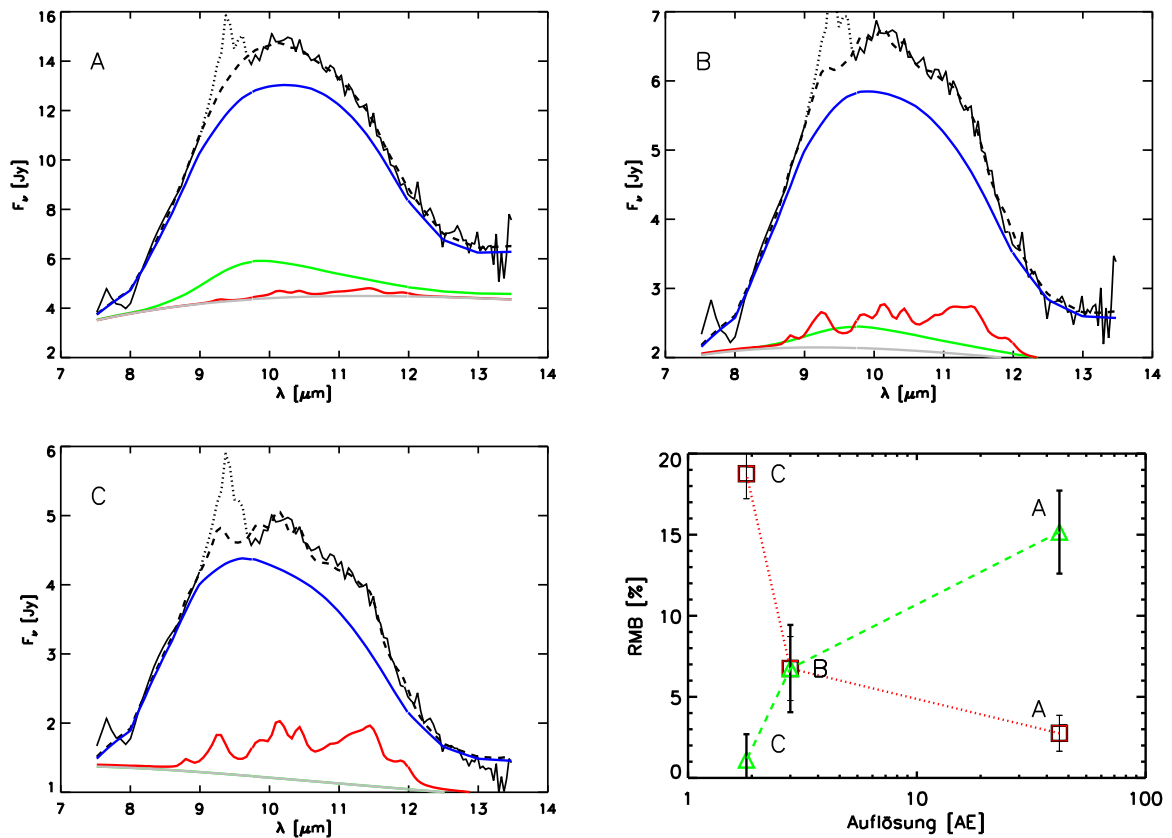


Abbildung 5.7: Spektrum (A) und korrelierte Spektren (B: 49 m und C: 78 m) von RY Tau. Die Silikatbanden werden mit Hilfe einer Linearkombination von Massenabsorptionskoeffizienten $\kappa_{\text{abs};i}$ verschiedener amorpher und kristalliner Silikate (gestrichelte Linie) modelliert (Gl. 2.1). Um Überbleibsel der Datenreduktion aus der Modellierung auszuschließen, wird das Wellenlängenintervall zwischen $\sim 9,0 \mu\text{m}$ und $\sim 9,7 \mu\text{m}$ (Ozonband) aus dem Gesamtspektrum ausgeschnitten. Die mit der Basislinie des Interferometers ansteigende Kristallinität ist ein Hinweis dafür, daß sich stärker entwickelter Staub in den inneren Scheibenregionen befindet (s. Tabelle 5.4). Die Farbkodierung der Kurven entspricht der in den Abb. 2.4f. verwendeten Kodierung.

Rechts unten: Kristallinität (Dreieckssymbole), die als Funktion des mit MIDI erzielten Auflösungsvermögens dargestellt wird. Die Quadrate geben die relativen Massenbeiträge (RMB) kleiner, amorpher Körner an.

- i. Die Silikatbande hat ihren Ursprung in der optisch dünnen Scheibenatmosphäre. Die Massenbeiträge der einzelnen Silikatkomponenten, die aus unserem Superpositionsansatz gewonnen werden, repräsentieren nur dann die mittleren Massenbeiträge aller Silikatverbindungen in der Scheibe, falls der Staub in der Scheibe ständig durchmischt wird.
- ii. Die oben beschriebene Routine zur Modellierung der Silikatbande ist nicht in der Lage, den Beitrag sehr kleiner Staubkörner ($\sim 0,001 \mu\text{m}$) zu ermitteln. Laut Weingartner & Draine (2000) tragen solch kleine Teilchen erheblich zum NIR-Fluß bei. In Kap. 5.3.2 wurde darüberhinaus erwähnt, daß eine Vergrößerung des maximalen Teilchenradius mit $a_{\text{max}} > 0,25 \mu\text{m}$ die Anzahl sehr kleiner Teilchen verringert, sofern die Gesamtmasse der Scheibe konstant gehalten wird. Daraus resultiert eine Abnahme der NIR-Strahlung (s. auch rechte Abb. in 5.4). Nur zusätzliche Modifikationen der Dichtestruktur können die fehlende NIR-Strahlung kompensieren. Es existieren aber Systeme, in denen der NIR-Fluß aufgrund von Staubkoagulation derart abgenommen hat (Weinberger et al. 1999), daß dort der Ersatz kleiner Silikatkörner durch wenige, große Körner gerechtfertigt zu sein scheint.

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Modellierung der (korrelierten) Silikatbande von RY Tau, wobei hier der Superpositionsansatz 2.1 zum Einsatz kam (s. Abb. 5.7). Die verwendete Methode wird detailliert in Kap. 2 beschrieben. Die kristalline Komponente schließt sowohl $0,1\ \mu\text{m}$ -kleine als auch $1,5\ \mu\text{m}$ -große Silikateilchen (Forsterit, Enstatit und Quartz) ein.

	Basislinie	Auflösung	Silikatkomponente	relativer Massenanteil
A	–	41 AE (0,31 ″)	amorph, klein	$(15 \pm 3)\%$
			amorph, groß	$(82 \pm 3)\%$
			kristallin	$(3 \pm 1)\%$
			Temperatur T	$(450 \pm 3)\text{ K}$
B	49 m	2,8 AE (0,021 ″)	amorph, klein	$(7 \pm 3)\%$
			amorph, groß	$(82 \pm 5)\%$
			kristallin	$(11 \pm 2)\%$
			Temperatur T	$(557 \pm 5)\text{ K}$
C	78 m	1,8 AE (0,013 ″)	amorph, klein	0%
			amorph, groß	$(80 \pm 4)\%$
			kristallin	$(19 \pm 2)\%$
			Temperatur T	$(722 \pm 9)\text{ K}$

- iii. Die Routine zur Modellierung der Silikatbande ist nicht in der Lage, Kohlenstoff nachzuweisen. Wie erwähnt, ist Kohlenstoff ein starker Absorber und unterstützt die Aufheizung der Scheibe. Das Emissionsprofil des Kohlenstoffs ist im Bereich der $10\ \mu\text{m}$ -Bande streng monoton zunehmend (Draine & Lee 1984; Jäger et al. 1998a; Wolf & Hillenbrand 2003) und trägt daher ausschließlich zum Kontinuum bei. Falls Kohlenstoff in Gl. 2.1 berücksichtigt wird, wäre der potentielle Beitrag von Kohlenstoff C_{carb} nicht unabhängig vom spektralen Beitrag der Planckfunktion, die ebenfalls zur Simulation des Kontinuums eingesetzt wird.
- iv. Ein wichtiges Ergebnis der obigen Analyse der Silikatbande ist der Anstieg des kristallinen Massenbeitrags mit zunehmender projizierter Basislinie, d.h. zunehmendem räumlichen Auflösungsvermögen. Dieses Ergebnis schließt aber nicht die Ermittlung des funktionellen Zusammenhangs $C_k = C_k(r, PA)$ ein. Die Analyse von $C_k(r, PA)$ wird hier aber durch die Tatsache erleichtert, daß RY Tau zufällig mit fast identischen Positionswinkeln der Basislinie beobachtet wurde (s. Tabelle 5.2), so daß $C_k(r, PA) \approx C_k(r)$ gilt. Wird eine homogene, rotationssymmetrische Scheibenstruktur vorausgesetzt, dann hängt der kristalline Massenanteil nur noch von der (projizierten) Radialkomponente r in der Scheibe ab. Damit wäre eine Untersuchung der Effektivität *radialer* Mischprozesse in der Scheibe möglich (Wehrstedt & Gail 2002; Bouwman et al. 2003; Gail 2004; Pavlyuchenkov & Dullemond 2007).
- v. Es ist bisher noch unklar, ob der Massenanteil jeder einzelnen Silikatkomponente (Tabelle 5.4) dem tatsächlichen Massenanteil in der Scheibe entspricht. Wie in Kap. 2.7 ausgeführt wurde, beeinflusst auch die Porösität des Staubes die Form der Silikatbande. Da im Superpositionsansatz 2.1 poröser Staub nicht berücksichtigt wird, könnte der Massenanteil amorpher, großer Staubkörner überschätzt sein.

Nur zusätzliche Studien können schließlich klären, ob und wie die Ergebnisse der Bestimmung der Staubzusammensetzung mit Hilfe der präsentierten Superpositionsroutine 2.1 bei der Modellierung zirkumstellarer Scheiben berücksichtigt werden können.

5.6 Diskussion

Im Mittelpunkt dieses Kapitels stand die Modellierung der Struktur der zirkumstellaren Scheibe um den T Tauri-Stern RY Tau. In diesem Zusammenhang wurden unterschiedliche Modellansätze (Modell der passiven Scheibe; Akkretionsscheibenmodell mit/ohne Hülle) präsentiert und wurde auf potentielle Ergänzungen der Modelle, wie die des Grenzwalls am Scheibeninnenrand, verwiesen. Ein wichtiges Ziel unseres Ansatzes war, die Anzahl der Modellparameter so klein wie möglich zu halten. Zusätzliche Parameter oder weitere Veränderungen des Modells wurden nur dann miteinbezogen, falls danach deutliche Verbesserungen erzielt werden konnten. Um den Gradienten der spektralen Energieverteilung im Millimeterbereich zu verkleinern und nicht zu massereiche Scheiben annehmen zu müssen, ersetzte man das ursprüngliche MRN-Staubmodell, bestehend aus astrophysikalischem Silikat und Kohlenstoff, durch ein Zwei-Schichten-Staubmodell, bei dem das Scheibeninnere zusätzlich stärker entwickeltere, d.h. bis zu 1 mm-große Staubkörner besitzt.

5.6.1 Die Vorzüge des aktiven Scheibenmodells ohne und mit Hülle

Akkretionseffekte oder eine Hülle wurden ursprünglich nur deshalb in den Modellansatz integriert, um zusätzlich NIR-Fluß, der im Modell der passiven Scheibe fehlt, zu erzeugen.¹ Die zusätzliche Infrarotstrahlung im Akkretionsscheibenmodell wird innerhalb des Innenradius R_{in} der Staubscheibe emittiert (s. Anhang F). Diese durch die akkretierende Materie erzeugte Strahlung heizt die zirkumstellare Scheibe nahe ihres Innenradius zusätzlich auf. Im Vergleich zum Modell der passiven Scheibe führt die Implementierung von Akkretionseffekten damit zu einem Anstieg des Infrarotflusses aus einer Scheibenregion (< 1 AE), die von MIDI räumlich nicht aufgelöst werden kann. Dadurch steigen die MIR-Visibilitäten an (vgl. die mittlere mit der oberen Abb. in 5.2). Die Akkretionsrate unseres Modells, $\dot{M} = 1,4 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{a}^{-1}$ ist kleiner als der Wert, der im Modell von Akeson et al. (2005; $2,5 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{a}^{-1}$) gefunden wurde, aber größer als der Wert, den Calvet et al. (1997; $6,4 - 9,1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{a}^{-1}$) abgeleitet haben. Das zuletzt genannte Ergebnis basiert auf einer Studie des UV-Bandes, bei der die Halbwertsbreiten verschiedener Emissionslinienprofile studiert wurden. Unter Zuhilfenahme von Flußmessungen des Kontinuums, die mit dem Photosphärenfluß bei $\lambda = 5700 \text{ \AA}$ verglichen wurden, hatten Hartigan et al. (1995) sogar eine Akkretionsrate von nur $\dot{M} = 2,5 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{a}^{-1}$ bestimmt. Vink et al. (2003) fanden $\dot{M} = 7,5 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{a}^{-1}$. Die bei Akeson et al. (2005) aus der Modellierung von RY Tau resultierende Massenakkretionsrate ist bis zu einem Faktor 10 größer als der Wert, der im ultravioletten/visuellen Wellenlängenbereich direkt gemessen wurde. Auf diese Diskrepanz zwischen den Modellen und den Messungen wurde schon von Muzerolle et al. (2003a) hingewiesen. Um eine bessere Konsistenz zu den Messungen zu erzielen, führten sie deshalb künstlich einen inneren Grenzwall in ihr Modell ein, um zusätzlichen NIR-Exzeß zu erzeugen, aber ohne von zu hohen Akkretionsraten ausgehen zu müssen. Anstatt einen solchen Grenzwall implementieren zu müssen, wurde in unserem Modellansatz der Einbau einer Hülle zusätzlich zur Scheibe vorgeschlagen.

Der NIR- und MIR-Fluß im Hüllen-Scheibenmodell hat seinen Ursprung außerhalb, aber nahe des Scheibeninnenradius. Dieser zusätzliche NIR-Fluß resultiert aus der Aufheizung des Hüllenstaubes. Analog zum Modell der aktiven Scheibe steigt dadurch die MIR-Visibilität an.

Darüberhinaus verhindert eine Hülle, daß weiter außen liegende Scheibenregionen durch direkte Sterneinstrahlung zu stark aufgeheizt werden. Deswegen sinkt die MIR-Reemission aus Scheibenregionen mit großen Radien und die Intensität im Infraroten steigt im Scheibeninneren

¹Es sei erwähnt, daß Modelle von passiven Scheiben aufgestellt wurden, in denen die Diskrepanz zwischen modelliertem und gemessenem NIR-Fluß klein, aber vorhanden war.

noch weiter an. Insgesamt folgt daraus ein stärkerer Anstieg der MIR-Visibilitäten als im Modell der rein aktiven Scheibe, insbesondere auch für die Visibilität bei der hier kleineren, projizierten Basislinie von $B = 48$ m. Natürlich können vergleichbare Effekte auch durch Staubsedimentierung in den äußeren Scheibenregionen oder durch einen extrem überhöhten Grenzwall am Scheibeninnenrand hervorgerufen werden.

RY Tau ist ein Klasse-II-Objekt. Es wird vermutet, daß Klasse-II-Objekte keine Hülle mehr besitzen. Auch fanden Akeson et al. (2005) keine Indizien, die für eine Hülle um RY Tau sprechen, nachdem sie interferometrische Messungen im NIR-Bereich modelliert hatten. Sie verwiesen in diesem Zusammenhang auf CO-Absorptionslinien, die das Spektrum von RY Tau im NIR-Bereich aufweist. Tatsächlich könnte die Präsenz solcher CO-Linien, die nichts von ihrer ursprünglichen Profiltiefe eingebüßt haben, ein Beweis dafür sein, daß um RY Tau *keine* Hülle existiert (Najita et al. 2003; Calvet et al. 1997). Sofern die Temperaturen hoch genug liegen, reemittiert die Materie in einer optisch dünnen Hülle Linien, so daß die Profiltiefe der zugehörigen Absorptionslinien im stellaren Spektrum abnimmt. Trotzdem schließen die gefundenen CO-Linien nicht die Existenz einer Hülle in RY Tau aus, wie im folgenden dargelegt wird.

Die Ergebnisse zweidimensionaler Kollapsberechnungen von ursprünglich kugelförmig verteilter Materie (Yorke et al. 1993) weisen auf eine mehr planparallele als kugelförmige Hüllenstruktur hin. In einem solchen Modell könnte die Hülle am heißen Scheibeninnenrand von RY Tau tatsächlich schon verschwunden sein. Mit Hilfe unserer MIDI-Messungen könnten Scheibenregionen in der Größenordnung weniger Astronomischer Einheiten aufgelöst worden sein, wo Überbleibsel einer ursprünglich kugelförmigen Hülle noch existieren können. Aber das CO-Gas in der Hülle könnte bei diesen Entfernungen vom zentralen Stern schon zu kühl sein, um noch substantiell zum „Veiling“ der CO-Linien beizutragen. Es sei auf eine Studie von Bastien & Landstreet (1979) verwiesen, in der vorgeschlagen wurde, daß die bzgl. RY Tau gefundene Polarisation von einer zirkumstellaren Hülle stammt, die außerhalb der gasemittierenden Hochtemperaturregion liegen muß. Demnach könnte eine Struktur, bei der die Hülle am Scheibeninnenrand schon verschwunden, in benachbarten, kühleren Regionen jedoch noch vorhanden ist, erklären, warum die stellaren CO-Absorptionslinien noch im NIR-Bereich beobachtbar sind und warum Akeson et al. (2005) damit scheiterte, die spektrale Energieverteilung und die NIR-Visibilitäten mit Hilfe eines Hüllen-Scheibenmodells zu reproduzieren. Gemäß Abb. 5.3 ist der Ursprung der NIR-Emission vorwiegend am Scheibeninnenrand zu finden.

Ein weiterer, potentieller Ursprung einer (nicht notwendigerweise sphärischen) Hülle könnten Scheibenwinde sein, die hauptsächlich aus Gas und kleineren Mengen an Staubpartikeln bestehen. Aufgrund von harter UV-Einstrahlung aus der inneren Akkretionszone und/oder dem Stern erreichen einzelne Gasteilchen in den obersten Scheibenlagen genügend hohe Temperaturen in der Größenordnung von über 10.000 K, um aus dem gravitativ gebundenen System entweichen zu können. Kleinere Staubpartikel folgen diesen Scheibenwinden. Dieser Effekt, der Photoverdampfung genannt wird, setzt erst bei einem kritischen Radius r_{crit} ein, bei dem die erzielte Geschwindigkeit der Teilchen groß genug wird, um dem Gravitationsfeld des Sterns zu entkommen. Im Falle von RY Tau liegt dieser kritische Radius bei wenigen AE (s. Dullemond et al. 2006). Vorangegangene Studien gehen von einer Korrelation zwischen der Massenakkretionsrate \dot{M} und der durch die Stern- und Scheibenwinde hervorgerufene Massenverlustrate \dot{M}_{of} aus, wobei $\dot{M}_{\text{of}}/\dot{M} \approx 0,1$ gilt (Richer et al. 2000). Nur zukünftige theoretische Studien können klären, ob der Massenverlust an Staub groß genug ist, um mit MIDI noch beobachtbar zu sein. Zur Vollständigkeit muß hier noch erwähnt werden, daß der Photonendruck (Takeuchi & Lin 2003), aber auch der photophoresische Effekt^m ein Entweichen von Staubkörnern aus der Scheibe verursachen können. Letzteres wurde von Wurm & Krauss (2005) und Wurm & Krauss (2006) gezeigt.

^mPhotophorese wird der Effekt genannt, durch den ein Lichtstrahl in einem gasgefüllten Glaskolben in Bewegung versetzt wird.

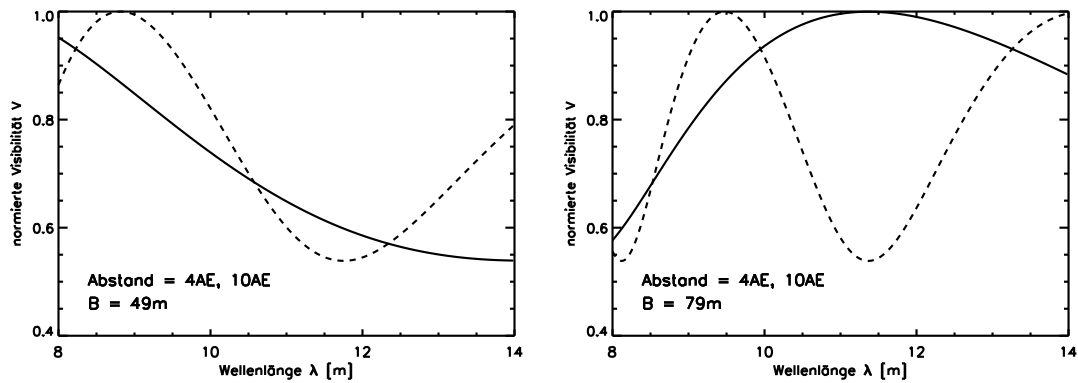


Abbildung 5.8: Theoretische Vorhersage eines Meßergebnisses, das bei der Beobachtung eines Doppelsternsystems mit MIDI gewonnen werden kann. Der Visibilitätsverlauf wird in Abhängigkeit vom Sternabstand (durchgezogene Linie: $a_{\text{sep}}=4 \text{ AE}$; gestrichelte Linie: $a_{\text{sep}}=10 \text{ AE}$) und von der Länge der effektiven Basislinie des Interferometers (**links:** $B=49 \text{ m}$; **rechts:** $B=79 \text{ m}$) gezeigt. Das Helligkeitsverhältnis beider Komponenten im N-Band beträgt in diesem Beispiel $a_{\text{rat}}=1:3$. Auch liegt in diesem Beispiel die Basislinie des Interferometers parallel zur Verbindungsstrecke beider Komponenten im Doppelsternsystem.

5.6.2 Besitzt RY Tau einen stellaren Begleiter?

Wie in Anhang G.1 erwähnt wird, fanden Bertout et al. (1999) mit Hilfe einer Analyse von HIPPARCOS-Messungen indirekte Hinweise, die für eine zweite stellare Komponente in RY Tau sprechen. Unter Berücksichtigung einer gleichmäßig periodischen Bewegung des Photozentrums von RY Tau bestimmten sie bzgl. dem potentiellen Begleiter eine projizierte Entfernung von $3,27 \text{ AE}$ und einen Positionswinkel von $304^\circ \pm 34^\circ$. Die von Bertout et al. verwendete Methode ist in Wielen (1996) detaillierter erläutert.

Die Detektion eines stellaren Begleiters mit Hilfe interferometrischer Meßmethoden hängt von dessen Entfernung a_{sep} , dessen Positionswinkel, der Länge der interferometrischen Basislinie und vom Helligkeitsverhältnis a_{rat} der beiden Komponenten ab. Die Visibilität eines Doppelsternsystems ist näherungsweise durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$V(B, \lambda) = a_0(B, \lambda) \cdot \frac{\sqrt{1 + a_{\text{rat}}^2 + 2a_{\text{rat}} \cos(2\pi a_{\text{sep}} \frac{B}{\lambda})}}{1 + a_{\text{rat}}}. \quad (5.6)$$

Eine positive Detektion wäre am sinusartigen Verlauf der Visibilität erkennbar (s. Kap. 6.4.1). Weiterhin sind alle interferometrischen Beobachtungen nur Momentaufnahmen des Systems im Gegensatz zu den Beobachtungen mit HIPPARCOS, die immer wieder über einen langen Zeitraum durchgeführt wurden. Eine nachteilhafte Konfiguration des Interferometersⁿ könnte eine Detektion der Doppelsternnatur verhindern. Demnach kann die Hypothese über die Existenz eines stellaren Begleiters von RY Tau weder bestätigt, noch endgültig verworfen werden. Die Abb. 5.8 zeigt nochmals die Abhängigkeit des interferometrischen Signals von der projizierten Basislinie und dem Abstand beider Sterne. Man erkennt, daß mit zunehmender Länge der Basislinie bzw. anwachsendem Sternabstand die Frequenz des sinusartigen Verlaufs der Visibilität ansteigt. Das Helligkeitsverhältnis von Begleiter und Hauptkomponente im N-Band beträgt in diesem Beispiel $a_{\text{rat}} = 1 : 3$. Je kleiner das Helligkeitsverhältnis ist, um so stärker nimmt die Amplitude des sinusartigen Visibilitätsverlaufs ab.

Die Bewegung des Photozentrums von RY Tau könnte ihren Ursprung aber auch in der periodischen Bewegung einer ungleichmäßig strukturierten Hülle oder Scheibe haben. Tatsächlich,

ⁿz.B. wenn die Verbindungsstrecke beider Sterne senkrecht auf der projizierten Basislinie des Interferometers steht

unter Berücksichtigung von Streulichtaufnahmen junger stellarer Objekte im NIR-Bereich (Padgett et al. 1999), weisen die zirkumstellaren Hüllen von Klasse-I-Objekten solche strukturellen Unregelmäßigkeiten auf, was unser Modell mit der Hülle stützen würde. Es bleibt aber unklar, ob eine Hülle um RY Tau, einem Klasse-II-Objekt, leuchtkräftig genug ist, die beobachtete regelmäßige Bewegung des Photozentrums hervorzurufen.

5.6.3 Ein Vergleich mit HAeBe-Objekten

HAeBe-Sterne werden in Gruppe-I- und Gruppe-II-Quellen eingeteilt (Meeus et al. 2001; s. Kap. 5.4.2). Leinert et al. (2004) konnten diese phänomenologische Klassifizierung erklären, nachdem sie die spektralen Energieverteilungen und die interferometrischen Messungen weniger HAeBe-Objekte modelliert hatten. Sie bemerkten, daß der Radius r_{HL} , der diejenige Scheibenregion umschließt, aus der die Hälfte der gesamten freigesetzten Energie abgestrahlt wird,^o linear mit $-2.5 \log(F_{\text{IRAS}}(12 \mu\text{m})/F_{\text{IRAS}}(25 \mu\text{m}))$, d.h. mit der IRAS-Farbe von $12 \mu\text{m}$ und $25 \mu\text{m}$ korreliert ist. Zirkumstellare Scheiben von Gruppe-II-Quellen sind vertikal zur Scheibenmittelebene weniger stark aufgeweitet als Gruppe-I-Objekte, wodurch äußere Scheibenregionen weniger aufgeheizt werden. Dadurch sinkt mit dem Wert r_{HL} auch das Flußverhältnis $-2.5 \log(F_{\text{IRAS}}(12 \mu\text{m})/F_{\text{IRAS}}(25 \mu\text{m}))$.

Aufgrund einer stellaren Leuchtkraft von $L_{\star} = 11,5 L_{\odot}$ und einer Sternmasse von $M_{\star} = 1,69 M_{\odot}$ könnte RY Tau als ein Übergangsobjekt zwischen den T Tauri- und HAeBe-Sternen angesehen werden. Obige IRAS-Farbe von RY Tau im MIR-Bereich liegt bei $0,43 \pm 0,11$ (IRAS-Katalog 1985). Der Wert r_{HL} , d.h. die Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung im Akkretions-scheibenmodell ohne Hülle beträgt bei einer Wellenlänge von $\lambda = 12,5 \mu\text{m}$ $2,5 \text{ AE}$. Bei dieser Wellenlänge wird das resultierende Bild der Scheibe nicht mehr von der Silikatemission beeinflusst. Der Wert für diese Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung stellt eine obere Grenze dar, nachdem das Modell auf der kürzeren Basislinie eine kleinere Visibilität als gemessen vorher sagt, d.h. die vom Modell bei $\lambda = 12,5 \mu\text{m}$ erzeugte Intensitätsverteilung fällt im Gegensatz zur tatsächlichen Intensitätsverteilung im Objekt für größer werdende Radien zu langsam ab.

Dieses Ergebnis bestätigt nun die von Leinert et al. (2004) ausschließlich für HAeBe-Objekte abgeleitete lineare Korrelation (s. Abb. 5.9). Es deutet darauf hin, daß die Klassifizierung, die für die HAeBe-Objekte eingeführt wurde, auch noch Gültigkeit für die masseärmeren T Tauri-Objekte besitzt. Weitere Analogien zwischen HAeBe- und T Tauri-Objekten wurden schon in Kap. 2.6 aufgezeigt.

5.6.4 Komplexes Wechselspiel der Scheibenparameter und Fehlerbetrachtung

Die Visibilität ist eine komplexe Funktion von Scheiben- und Staubparametern. Die Auswirkungen, die Modifikationen des Parametersatzes auf die Visibilität haben, können nicht immer vorhergesagt werden. Trotzdem wird im folgenden versucht, allgemeine Tendenzen aufzuzeigen:

- i. Ein Anstieg der effektiven Sterntemperatur T_{\star} bzw. der stellaren Leuchtkraft L_{\star} führt zu einer gesteigerten Aufheizung der Scheibe. Falls der Infrarotfluß des für MIDI unaufgelösten Sterns stärker zunimmt als die Reemission von Infrarotstrahlung aus der Scheibe, steigt die Visibilität. Entsprechend wird die MIR-Visibilität vom Akkretionsfluß beeinflusst.
- ii. Eine Änderung der Sternmasse M_{\star} hat nur eine geringe Auswirkung auf die spektrale Energieverteilung und Visibilität. Eine Zunahme entspricht aber einer Erhöhung der Akkretionsrate im aktiven Scheibenmodell (s. Gl. F.2).

^o r_{HL} wird auch „Half-Light-Radius“ genannt

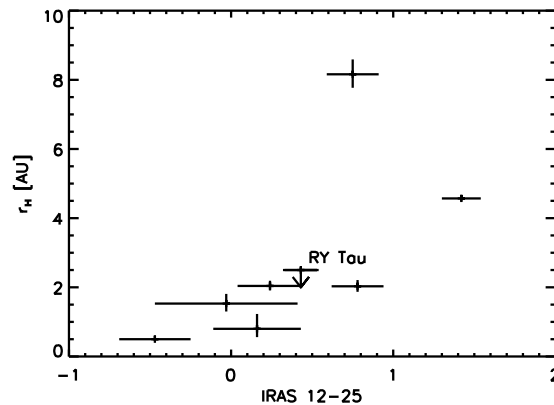


Abbildung 5.9: Korrelation zwischen der Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung bei einer Wellenlänge von $12,5\ \mu\text{m}$ und der IRAS-Farbe bei $\lambda=12\ \mu\text{m}$ und $\lambda=25\ \mu\text{m}$. Eingezeichnet sind hier die Wertepaare, die für H AeBe-Objekte (Leinert et al. 2004) bzw. für RY Tau ermittelt wurden. Die Fehlerbalken entsprechen den Meßfehlern der IRAS-Flüsse und der Visibilitätsmessungen. Der Wert r_H von RY Tau stellt eine obere Grenze dar, nachdem das Modell auf der kürzeren Basislinie eine im Vergleich zur Messung zu kleine Visibilität vorhersagt.

- iii. Die Scheibenmasse M_{disk} gibt den Millimeterfluß für ein bestimmtes Staubmodell vor (s. Kap. 5.3.2). Gleichzeitig wird mit zunehmender Masse und konstantem Scheibenaußenradius die optische Tiefe am Scheibenrand größer und aus dem Scheibeninneren wird mehr Infrarotfluß emittiert. Gleichzeitig nimmt aber auch die Aufheizung oberflächennaher Schichten zu, wodurch im MIR-Bereich die Visibilitäten steigen.
- iv. Wie im Kap. 5.4.1 erwähnt wurde, bestimmt der Scheibenaußenradius den FIR- und Millimeterfluß.
- v. Eine Verkleinerung des Scheibeninnenradius R_{in} erzeugt mehr NIR- und MIR-Strahlung und läßt die MIR-Visibilität steigen, da diese Strahlung dann tendenziell aus weiter innen liegenden Regionen stammt.
- vi. Analog zur Scheibenmasse M_{disk} und dem Außenradius R_{out} beeinflusst der Exponent p der Oberflächenfunktion $\Sigma(r)$ die optische Tiefe in der Scheibe. Oberflächendichten $\Sigma(r)$ mit größerem Gradienten p verursachen einen Anstieg der Visibilität und einen Anstieg des photometrischen Flusses im NIR- und MIR-Bereich. Während der FIR-Fluß bei Werten $p > 2$ stark abnimmt, beeinflussen jegliche Modifikationen des Exponenten bei $p < 1$ kaum noch die spektrale Energieverteilung oder MIR-Visibilitäten.

Die räumlichen Informationen, die mit Hilfe der MIDI-Beobachtungen gewonnen wurden, reduzieren die Anzahl potentieller Scheibenmodelle, die für sich alleine die spektrale Energieverteilung reproduzieren können (Men'shchikov & Henning 1994). Obwohl Modelle mit unterschiedlichsten Parametersätzen aufgestellt wurden, um ein passendes Modell für die Messungen zu finden, kann die Einzigartigkeit des Ergebnisses letztendlich nicht garantiert werden. Trotzdem sei hier erwähnt, daß beim Auffinden eines Parametersatzes, der die Messungen zu reproduzieren vermochte, stets überprüft wurde, ob durch eine Variation der Parameterwerte noch eine bessere Übereinstimmung erzielt werden konnte. Die Schrittweiten, die bei dieser abschließenden Modifikation der Parameterwerte herangezogen wurden, sind:

$$\Delta L = 0,1 L_{\odot}, \Delta R_{\text{out}} = 10 \text{ AE}, \Delta R_{\text{in}} = 0,05 \text{ AE}, \Delta c_2 = 0,5 \text{ und } \Delta p = 0,1. \quad (5.7)$$

Für die Parameter c_1 und M_{disk} gelten in diesem Zusammenhang:

$$\Delta c_1 = 0,1 c_1 \text{ bzw. } \Delta M_{\text{disk}} = 0,5 M_{\text{disk}}. \quad (5.8)$$

Diese schrittweisen sind als die Fehler zu betrachten, mit denen die Modellparameter behaftet sind. Die stellare Masse M_\star , die effektive Sterntemperatur T_\star , die Massenakkretionsrate \dot{M} , die Grenztemperatur T_{BL} , der Innenradius der Akkretionsscheibe R_{bnd} und die visuelle Extinktion A_V sind innerhalb der in den vorangegangenen Studien vorgegebenen Fehlerschranken konstante Parameter (s. Tabelle 5.1).

5.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die interferometrischen Beobachtungen des klassischen T Tauri-Sterns RY Tau präsentiert, welche die Quelle räumlich aufgelöst zeigen und gleichzeitig ein N-Band-Spektrum lieferten. Zur Modellierung wurde das Programm MC3D (Wolf et al. 1999) derart erweitert, daß ein selbstkonsistentes Scheibenmodell für die zirkumstellare Scheibe um RY Tau, unter Berücksichtigung von Akkretionseffekten, berechnet werden konnte.

- i. Die spektrale Energieverteilung und die interferometrischen Messungen um $10\ \mu\text{m}$ konnten mit Hilfe eines selbstkonsistenten, physikalisch fundierten Modells simuliert werden. Mit Hilfe von Akkretionseffekten kann insbesondere der im Modell der passiven Scheibe fehlende Infrarotfluß erzeugt werden.
- ii. Das Modell einer aktiven Scheibe mit Hülle kann die Messungen besser wiedergeben als das aktive Modell ohne Hülle. Für aktive T Tauri-Sterne wird deshalb ein passives Scheibenmodell mit Akkretion und einer Hülle vorgeschlagen, wobei die drei Parameter der Akkretionsscheibe keine freien Modellparameter darstellen, sondern aus vorangegangenen, unabhängigen Messungen stammen sollten. Nur dadurch kann die Aufstellung eines mathematisch überbestimmten Modells vermieden werden.
- iii. Die Ergebnisse des Modellansatzes sind: Für den Inklinationswinkel von RY Tau kann nur eine obere Schranke von ca. 65° angegeben werden. Während die Sternmasse von $M_\star = 1,7 M_\odot$ und die effektive Sterntemperatur von $T_\star = 5600\ \text{K}$ früheren Meßergebnissen entsprechen (Tabelle 5.1), liegt die stellare Leuchtkraft zwischen $L_\star = 10,0 L_\odot$ und $L_\star = 11,5 L_\odot$. Diese Werte sind kleiner als die von Akeson et al. (2005) gefundene Leuchtkraft von $L_\star = 12,8 L_\odot$, aber größer als von Calvet et al. (2004; $9,6 L_\odot$) gemessen wurde. Der Scheibeninnenradius $R_{\text{in}} = 0,3\ \text{AE}$ entspricht dem Ergebnis von Akeson et al. (2005; $R_{\text{in}} = 0,27\ \text{AE}$), wo interferometrische Messungen im NIR-Bereich vorausgingen. Im Akkretionsscheibenmodell ohne Hülle wurde eine Akkretionsrate von $\dot{M} = 1,4 \cdot 10^{-7} M_\odot \text{a}^{-1}$ gefunden. Dieser Wert ist aber als ein oberer Grenzwert zu verstehen.
- iv. Im Gegensatz zur Staubzusammensetzung junger stellarer Objekte zu Beginn ihrer Entwicklung wurde erstmals für ein *T Tauri-Objekt* eine radiale Abhängigkeit der lokalen Silikatstaub-Zusammensetzung gefunden. Der relative Massenanteil $0,1\ \mu\text{m}$ -kleiner, amorpher Silikatkörner in den oberflächennahen Schichten sinkt mit abnehmendem Abstand zum Stern, während gleichzeitig der Massenbeitrag kristallinen Staubes zunimmt.
- v. Weder unterstützen unsere interferometrischen Messungen die Hypothese, RY Tau besitze einen nahen ($\sim 3\ \text{AE}$) stellaren Begleiter (Bertout et al. 1999), noch widersprechen sie ihr.
- vi. Das komplexe Wechselspiel verschiedener Scheibenparameter wird beim Gebrauch des Strahlungstransportprogramms offenkundig.

Der Inhalt dieses Kapitels wurde im Frühjahr 2007 beim Journal *Astronomy & Astrophysics* unter Schegerer, A. A., Wolf, S., Ratzka, Th. & Leinert, Ch., *The T Tauri star RY Tau as a case study of the inner regions of circumstellar dust disks*, eingereicht.

6

Hochauflösende Beobachtungen von T Tauri-Objekten mit MIDI

6.1 Der Sonderfall RY Tau

Im vorangegangenen Kap. 5 konnten die spektrale Energieverteilung und die spektral aufgelösten, interferometrischen Messungen im MIR-Bereich von RY Tau mit Hilfe eines Modells der aktiven Scheibe mit Hülle reproduziert werden. Hinsichtlich der Leuchtkraft, dem Alter und der Aktivität ist das klassische T Tauri-Objekt RY Tau aber ein Sonderfall bei der Untersuchung und Modellierung innerer Scheibenstrukturen, wie im folgenden dargelegt wird.

Der Stern RY Tau, der vom Spektraltyp F8 III ist und eine Leuchtkraft von $L_{\star} > 10 L_{\odot}$ besitzt, ist ein heißes und leuchtkräftiges T Tauri-Objekt und stellt ein Übergangsobjekt zur Klasse der HAeBe-Objekte dar (s. Kap. 5.6.3). Zu klären ist, ob zirkumstellare Scheiben um masseärmere T Tauri-Sterne, die Temperaturen von $T_{\star} < 6000$ K und eine stellare Leuchtkraft in der Größenordnung von nur $L_{\star} \approx 1 L_{\odot}$ besitzen, mit dem gleichen Ansatz wie bei RY Tau modelliert werden können.

RY Tau ist ein T Tauri-Objekt mittleren Alters (6,5 Millionen Jahre). Insbesondere bei T Tauri-Objekten mit einem Alter von zehn Millionen Jahren rechnet man mit einer Modifikation der Staubzusammensetzung und mit einer Verschiebung der Scheibeninnenkante zu größeren Radien (s. Kap. 7.1). Laut der gängigen Modellvorstellung ist die Massenakkretion in diesen älteren Objekten stark vermindert bzw. schon zum Erliegen gekommen (Hartmann et al. 1993). Auch sollte sich zwischenzeitlich die ehemals vorliegende zirkumstellare *Hülle* vollständig aufgelöst haben. Es ist also zu untersuchen, ob die spektrale Energieverteilung, sowie die räumlich hochaufgelösten Meßergebnisse, die man von diesen entwickelteren Objekten gewinnt, allein mit dem Modell der passiven Scheibe reproduziert werden können.

Bei jungen T Tauri-Objekten, die ein Alter von 1 Million Jahre besitzen, spielen Akkretionsprozesse hingegen eine entscheidende Rolle. Es ist bisher noch unklar, ob der in Kap. 5.4.1 und im Anhang F vorgestellte Akkretionsmechanismus auch bei denjenigen Objekten herangezogen werden kann, bei denen die Massenakkretionsrate um bis zu einer Größenordnung größer als bei RY Tau ist.

Umfangreiche Studien, in denen mit hoher räumlicher Auflösung eine große Zahl von Hauptreihensternen bzw. jungen stellaren Objekten beobachtet wurde, zeigten, daß 23% bis 48 % dieser Objekte im untersuchten Abstandsintervall von $\sim 0,10''$ bis zu $\sim 15''$ mindestens einen stellaren Begleiter besitzen (Duquennoy & Mayor 1991, Köhler & Leinert 1998; Duchêne et al. 1999;

Ratzka et al. 2005). Dabei wurden Doppelsternsysteme berücksichtigt, deren Komponenten im Extremfall ein Flußverhältnis von 10 : 1 im NIR-Bereich aufweisen. Ob RY Tau einen stellaren Begleiter besitzt, konnte bisher noch nicht geklärt werden (Kap. 5.6.2). Ein wichtiger, noch ungeklärter Aspekt bei der Untersuchung von T Tauri-Objekten ist, ob und wie ein naher stellarer Begleiter die Dichtestrukturen zirkumstellarer Scheiben, die mit MIDI aufgelöst werden können, beeinflusst.

Bei dem T Tauri-Objekt RY Tau konnte ein Anstieg des kristallinen Massenanteils mit zunehmendem räumlichen Auflösungsvermögen von MIDI gefunden werden. Es ist zu klären, ob dieser Anstieg nur bei leuchtkräftigen, entwickelteren T Tauri-Objekten und HAeBe-Objekten gefunden werden kann oder ob ein entsprechender Zusammenhang auch bei T Tauri-Objekten vorliegt, die leuchtschwächer ($\sim 1 L_{\odot}$) bzw. jünger (~ 1 Million Jahre) als RY Tau sind.

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse räumlich hochauflösender Beobachtungen von einem HAeBe- und elf T Tauri-Objekten präsentiert. Die Beobachtungen wurden mit MIDI durchgeführt. Die Modellierungen der spektralen Energieverteilungen und der interferometrischen Messungen mit MIDI stehen im Mittelpunkt dieses Kapitels.

6.2 Objekte, Beobachtung und Datenreduktion

Die für diese Studie mit MIDI beobachteten Objekte sind hinsichtlich der zahlreichen vorausgegangenen Untersuchungen bekannte T Tauri-Sterne, die abgesehen von fünf Ausnahmen der Taurus-Auriga- (T Tau, DR Tau) bzw. der ρ Ophiuchi-Sternentstehungsregion (AS 205, HBC 639) angehören. In der Tabelle 6.1 und insbesondere im Anhang G werden diese Objekte im Detail vorgestellt.

Fast alle Objekte besitzen ein Alter im Bereich von 0,1 bis 3 Millionen Jahre. HD 72106 B hebt sich von den anderen Objekten insofern ab, da es ein Alter von 10 Millionen Jahren aufweist. Bisherige, räumlich hochauflösende Messungen ergaben, daß nur zwei Objekte keinen stellaren Begleiter besitzen (DR Tau und RU Lup). Zieht man zur Klassifizierung die Sternmasse heran, so ist GW Ori mit $M_{\star} > 3 M_{\odot}$ der einzige HAeBe-Stern dieser Studie.

In Tabelle 6.2 sind für jedes Objekt die Beobachtungszeiten mit MIDI, sowie die effektiven Längen und die zugehörigen Positionswinkel der Basislinien z.Z. der Beobachtung aufgelistet. Die Datenreduktion wird mit Hilfe der MIA-Reduktionssoftware durchgeführt (s. Kap. 5.2.2).

6.3 Modellansatz und Vorgehensweise

Eine passive Scheibe ist wiederum die Basis unseres Modellansatzes. Anstelle die Dichtestruktur in der Scheibe unter Zuhilfenahme des hydrostatischen Gleichgewichts zu berechnen, wird dafür der parametrisierte Ansatz aus Gl. 4.1 herangezogen. Gegebenenfalls werden neben dem Modell der passiven Scheibe zusätzlich auch Akkretionseffekte (Anhang F) bzw. eine Hüllenstruktur (Kap. 5.4.3) berücksichtigt. Zur Modellierung wird stets das in Kap. 5.3.2 vorgestellte Zwei-Schichten-Scheibenmodell verwendet, bei dem im Scheibeninneren ($\tau_N > 1$) eine maximale Teilchengröße von $a_{\max} = 1$ mm vorliegt, während in den oberflächennahen Scheibenebenen das kanonische MRN-Staubmodell mit $a_{\max} = 0,25 \mu\text{m}$ zur Anwendung kommt.

Bei den Objekten dieser Studie, bei denen Akkretion vorliegt, kombiniert man das Modell der aktiven Scheibe mit dem Modell der zirkumstellaren Hülle. Die zugehörige Massenakkretionsrate \dot{M} wird aber nicht als ein freier Modellparameter behandelt. Stattdessen werden Akkretionsraten verwendet, die in vorausgegangenen Studien direkt gemessen wurden. Analog sind auch die Sternmasse, die effektive Sterntemperatur und die stellare Leuchtkraft keine freien Modellparameter und stammen aus aktuellen direkten Messungen. Im Vergleich zu unseren Messungen mit MIDI und der spektralen Energieverteilung gestattet es in wenigen Fällen der Modellansatz nicht, einzelne stellare Parameterwerte aus vorangegangenen Messungen zur Modellierung

Tabelle 6.1: Die Eigenschaften der jungen stellaren Objekte dieser Studie, die in vorangegangenen Messungen abgeleitet wurden. Neben den Koordinaten (RA, DEC) sind die Entfernung (d), die visuelle Extinktion (A_V), der Spektraltyp (SpTyp), die Sternmasse (M_\star), die effektive Oberflächentemperatur (T_\star), die Leuchtkraft (L_\star) und das Alter (A) aufgelistet. Sofern Werte mit „~“ gekennzeichnet sind, handelt es sich um bisher unbekannte Parameter, die in unserer Modellstudie geschätzt (z.B. die Entfernung von DR Tau) bzw. erstmals bestimmt werden. Werte in Klammern sind Werte, die nicht mit den vorangehenden Meßergebnissen übereinstimmen, aber bei den Modellen, die am besten die Messungen wiedergeben können, verwendet werden (s. Diskussion in den Abschnitten 6.4).

Objekt	RA (J2000,0)	DEC (J2000,0)	d [pc]	A_V	SpTyp	M_\star [M_\odot]	T_\star [K]	L_\star [L_\odot]	A [Ma]	Referenzen
T Tau N	04 21 59,4	+19 32 06,4	142	1,5	K0 III	2,1	5200	7,3	2	1, 2, 3
T Tau Sa	“	“	“	15	A	2,5	9000	80(40)	“	3, 4
T Tau Sb	“	“	“	15	M1	0,61	~3700	1,8	“	4
DR Tau	04 47 06,2	+16 58 42,8	~140	1,6	K7	0,80	4000	0,90 (1,7)	3	5, 6, 7, 8
GW Ori	05 29 08,4	+11 52 12,7	440	1,3	G0	3,7	6000	62 (40)	1	1, 9
HD 72106 B	08 29 34,9	-38 36 21,1	290	0,0	A0 IV	2,4	9500	~28	10	1, 10, 11, 12
RU Lup	15 56 42,3	-37 49 15,5	127	0,50	K 8	0,80	4000	1,3	1	1, 13
AS 205 N	16 11 31,3	-18 38 25,9	160	3,6	K 5	1,5	4400	7,1	0,1	5, 14, 15
AS 205 S	“	“	“	3,6	M3	0,30	3400	2,2	0,1	5, 14, 15
HBC 639	16 26 23,4	-24 20 59,8	170	5,7	K 0	2,0	5200 (4800)	8,5	2	5, 13
SCrAN	19 01 08,6	-36 57 20,1	130	1,0 (1,5)	K3	1,5	4800 (4400)	2,3	3	5, 14, 16
SCrAS	“	“	“	1,0	M0	0,60	3800	0,80 (1,0)	1	5, 14

Referenzen: **1:** Perryman (1997); **2:** Loinard et al. (2005); **3:** White & Ghez (2001); **4:** Duchêne et al. (2005); **5:** 2MASS-Katalog (Cutri et al. 2003); **6:** Muzerolle et al. (2003b); **7:** Mohanty et al. (2005); **8:** Greaves (2004); **9:** Calvet et al. (2004); **10:** Schütz et al. (2005); **11:** Wade et al. (2005); **12:** Vieira et al. (2003); **13:** Gras-Velázquez & Ray (2005); **14:** Prato et al. (2003); **15:** Eisner et al. (2005a); **16:** Johns-Krull et al. (2000)

Tabelle 6.2: Überblick über unsere Beobachtungen mit MIDI. Das Datum und die Beobachtungszeit (UT) sowie die effektive Länge (L) und der zugehörige Positionswinkel der Basislinie z.Z. der Messung (PA , von Norden ostwärts gemessen) sind für jede einzelne Messung wiedergegeben. Die Luftmasse AM wird in der rechten Spalte aufgelistet.

Datum	UT	Objekt	L [m]	PA [°]	AM
31. 10. 2004	6 : 59 – 7 : 22	T Tau N	42	49	1,4
02. 11. 2004	5 : 10 – 5 : 36	T Tau N	85	88	1,4
04. 11. 2004	3 : 54 – 4 : 36	T Tau N	61	114	1,6
31. 10. 2004	7 : 22 – 7 : 41	T Tau S	42	49	1,5
02. 11. 2004	5 : 36 – 6 : 10	T Tau S	85	86	1,2
04. 11. 2004	4 : 36 – 5 : 04	T Tau S	61	111	1,3
31. 12. 2004	2 : 30 – 3 : 00	DR Tau	61	106	1,3
02. 04. 2005	0 : 21 – 0 : 34	GW Ori	56	105	1,3
03. 03. 2005	0 : 28 – 0 : 45	GW Ori	88	79	1,3
30. 12. 2005	4 : 19 – 4 : 40	HD 72106 B	127	41	1,2
11. 03. 2006	0 : 29 – 1 : 02	HD 72106 B	88	72	1,1
26. 08. 2005	1 : 55 – 2 : 22	RU Lup	65	119	1,5
15. 05. 2006	5 : 02 – 5 : 28	RU Lup	46	73	1,0
25. 05. 2006	7 : 55 – 8 : 17	RU Lup	55	120	1,5
25. 05. 2006	3 : 43 – 4 : 03	RU Lup	61	166	1,0
29. 05. 2005	4 : 16 – 4 : 34	AS 205 N	56	26	1,0
29. 05. 2005	8 : 02 – 8 : 21	AS 205 N	89	42	1,6
30. 05. 2005	6 : 20 – 6 : 35	AS 205 N	54	125	1,2
29. 05. 2005	4 : 37 – 5 : 19	AS 205 S	56	29	1,0
29. 05. 2005	8 : 24 – 8 : 53	AS 205 S	85	42	1,9
30. 05. 2005	6 : 41 – 7 : 01	AS 205 S	52	129	1,2
18. 04. 2005	4 : 39 – 4 : 58	HBC 635	74	61	1,2
19. 04. 2005	3 : 44 – 4 : 12	HBC 635	65	51	1,5
26. 08. 2005	0 : 08 – 0 : 27	HBC 635	59	122	1,1
31. 05. 2005	10 : 07 – 10 : 38	S CrA N	66	116	1,4
28. 06. 2005	8 : 17 – 8 : 41	S CrA N	55	146	1,4
26. 08. 2005	4 : 13 – 4 : 35	S CrA S	70	112	1,3

Sieben der insgesamt zwölf T Tauri-Objekte wurden eigens für diese Studie mit MIDI in „offener Zeit“ beobachtet. Darüberhinaus werden hier drei Einzelmessungen von RU Lup vorgestellt (vom 15. und 25. 05. 2006), die von Ch. Hummel von der Europäischen Südsternwarte, Garching, zur Verfügung gestellt wurden. Die Meßdaten der Objekte T Tau N, T Tau S, AS 205 N und AS 205 S sind wie RY Tau Objekte „garantierter Beobachtungszeit“ und stammen von der Gruppe um Ch. Leinert, Max-Planck-Institut für Astronomie, Heidelberg.

heranzuziehen. Die Abweichungen der Modellparameter von den Ergebnissen der direkten Messungen werden diskutiert. Als freie Modellparameter werden alle Scheibenparameter behandelt (R_{in} , R_{out} , M_{disk} , β , h_{100} , c_1 , c_2 und ϑ ; s. Kap. 4.1, 5.4). Unter Berücksichtigung der effektiven Sterntemperatur und einer *mittleren* Sublimationstemperatur des Staubes von 1500 K läßt

sich der kleinst mögliche Innenradius der (Staub-)Scheibe, der sog. Sublimationsradius R_{sub} abschätzen. Für ein Modell wird kein konkreter Positionswinkel gewählt, sondern in Analogie zur Abb. 5.2 werden in den Modellergebnissen die Grenzen der Visibilitätswerte aller möglichen PA dargestellt.

Unter Berücksichtigung der Wirkung, die Modifikationen einzelner Modellparameter auf die MIR-Visibilitäten und die spektrale Energieverteilung haben (s. Abschnitt 5.6.4), wird versucht, das Modell, das jeweils die Messungen am besten reproduziert (kleinstes χ^2), zu finden.^a Um zu überprüfen, ob sich ein vorläufiges Modellergebnis noch verbessern läßt und um schließlich ein Fehlerintervall bzgl. jedes einzelnen (freien) Modellparameters angeben zu können, werden die Parameterwerte noch um kleine, vorgegebene Schritte, die in Kap. 5.6.4 angegeben wurden, variiert.

6.4 Modellergebnisse

In der Tabelle 6.3 sind diejenigen Parameter zusammengestellt, die aus der Modellierung der zwölf jungen stellaren Objekte dieser Studie resultieren. Für jedes Objekt sollen nun der verwendete Modellansatz und die resultierenden Ergebnisse präsentiert und diskutiert werden.

6.4.1 T Tau

Die Nordkomponente: Die aus unserem Ansatz der aktiven zirkumstellaren Scheibe mit Hülle resultierende spektrale Energieverteilung von T Tau N weicht bei einer Wellenlänge von $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$ um 45% vom gemessenen photometrischen Fluß ab (s. Abb. 6.1). Davon abgesehen bestätigen die Modellparameter jedoch die Meßwerte, die in den vorangegangenen Untersuchungen, insbesondere in der Studie von White & Ghez (2001) gefunden wurden. Die Akkretionsleuchtkraft im Modell hat einen Wert von $L_{\text{acc}} = 0,6 L_{\odot}$. Die Hüllenmasse ist $5 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$.

Aufgrund eines Aperturdurchmessers des ISO-Satelliten von $\sim 35''$ (ca. 5000 AE bei einem Abstand von 140 pc; Gry et al. 2003), wurde mit diesem Instrument im FIR-Bereich auch Strahlung aus der Umgebung und v.a. von der Südkomponente von T Tau detektiert.^b Nachdem der photometrische Fluß der Nordkomponente im FIR-Bereich dadurch nicht exakt bekannt ist, ist ein weiteres Ergebnis unserer Modellstudie über T Tau N, daß verschiedene Kombinationen aus β - und h_{100} -Werten die spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten reproduzieren können. Dies zeigt, daß der verwendete parametrisierte Ansatz in diesem Fall ein mathematisch überbestimmtes Scheibenmodell darstellt.

Die Südkomponente: Die Südkomponente von T Tau, die von der Nordkomponente einen projizierten Abstand von ca. 100 AE besitzt (Dyck et al. 1982), ist selbst ein Doppelsternsystem (Beck et al. 2004; Dúchene et al. 2005; Koresko 2000). Der projizierte Abstand der Komponenten T Tau Sa und T Tau Sb beträgt z.Z. ca. 17 AE (Ratzka 2005).

Tatsächlich ist die Doppelsternnatur von T Tau S am sinusartigen Verlauf der Visibilität $V(\lambda)$ erkennbar (s. Abb. 6.2). In einer ersten Näherung geht man davon aus, daß die Intensitätsverteilungen um beide Komponenten im MIR-Bereich, d.h. $a_0(B, \lambda)$ aus Gl. 5.6, identisch sind. Das sinusartige Visibilitätssignal des Doppelsternsystems kann dann vom Visibilitätssignal der Intensitätsverteilung $a_0(B, \lambda)$ separiert werden. Aus der Amplitude und der Frequenz läßt sich daraufhin das Helligkeitsverhältnis a_{rat} und der projizierte Abstand a_{sep} beider Komponenten bestimmen. Ratzka (2005) erhielt auf diese Weise $a_{\text{rat}} = 0,456 \pm 0,021$

^aDafür werden zu Beginn Modelle mit unterschiedlichen Parameterkombinationen aufgestellt, um den Parameterraum für alle (acht) freien Parameter abzutasten. Da die Erzeugung eines Modells mitsamt der spektralen Energieverteilung und einem Bild einen Zeitraum weniger Stunden bedarf, ist es zeitlich nicht möglich, übliche Verfahrensweisen (z.B. die „Methode der kleinsten Quadrate“) heranzuziehen, um das „beste“ Modell aufzusuchen.

^bGespräch mit P. Ábrahám, Konkoly Observatory of the Hungarian Academy of Science, Budapest

Tabelle 6.3: Modellparameter, die die spektrale Energieverteilung und die mit MIDI gemessenen Visibilitäten mit geringster Abweichung wiedergeben. Beim Objekt T Tau Sa werden zwei verschiedene Modellansätze (i) und (ii) verfolgt. Die Größe R_{out} ist hierbei der Außenradius der zirkumstellaren Scheibe. Die Massenakkretionsrate \dot{M} ist kein freier Modellparameter, sondern es wird dafür – sofern möglich – ein Wert aus einer aktuellen Messung herangezogen. Akkretionsraten in Klammern sind Werte, die aus unserer Modellstudie resultieren, aber von den Ergebnissen vorangegangener Messungen (ohne Klammern) abweichen. Die Referenzen R weisen auf diese vorangegangenen Messungen hin. Sind die Massenakkretionsraten mit „~“ gekennzeichnet, so lassen sich keine konkreten Werte in vorangehenden Publikationen finden. Diese letztgenannten Massenakkretionsraten sind die Ergebnisse unserer Modellstudie. Um schließlich das beste Modell zu finden, wird jeder (freie) Modellparameter in kleinen, vorgegebenen Schritten variiert, nachdem der Parameterraum schon grob abgetastet wurde. Die zugehörigen Schrittweiten sind in Kap. 5.6.4 angegeben und stellen die Fehlerintervalle der Modellparameter dar.

Objekt	$M_{\text{disk}} [M_{\odot}]$	$R_{\text{out}} [\text{AE}]$	$R_{\text{in}} [\text{AE}]$	β	$h_{100} [\text{AE}]$	c_1	c_2	$\vartheta [^{\circ}]$	$\dot{M} [M_{\odot}/\text{a}]$	$T_{\text{BL}} [\text{K}]$	$R_{\text{bind}} [R_{\odot}]$	R
T Tau N	$4,0 \cdot 10^{-2}$	80	0,10	1,25	18	$1,0 \cdot 10^{-5}$	-5,0	< 60	$3,0 \cdot 10^{-8}$	8000	5	1
T Tau Sa (i)	$5,0 \cdot 10^{-2}$	5	0,70	1,10	7	$1,0 \cdot 10^{-5}$	-1,0	79	–	–	–	
T Tau Sa (ii)	$2,0 \cdot 10^{-2}$	5	0,70	1,00	7	$1,0 \cdot 10^{-4}$	-2,0	76	–	–	–	
T Tau Sb	$5,0 \cdot 10^{-4}$	5	0,10	1,00	7	$1,0 \cdot 10^{-5}$	-1,0	< 65	$6,0 \cdot 10^{-7}$	8000	5	2
DR Tau	$1,0 \cdot 10^{-1}$	90	0,10	0,75	15	$1,0 \cdot 10^{-4}$	-2,0	< 20	$8,0 \cdot 10^{-8}$ ($2,0 \cdot 10^{-8}$)	8000	5	3
GW Ori	1,0	360	0,35	1,10	22	$3,0 \cdot 10^{-5}$	-3,0	< 10	$2,5 \cdot 10^{-7}$	8000	5	4
HD 72106 B	$5,0 \cdot 10^{-3}$	120	0,50	1,40	10	–	–	< 80	–	–	–	
RU Lup	$1,0 \cdot 10^{-1}$	100	0,10	0,90	20	$1,0 \cdot 10^{-3}$	-3,5	28	$1,0 \cdot 10^{-8}$ ($5,0 \cdot 10^{-8}$)	6500	5	5
AS 205 N	$8,0 \cdot 10^{-2}$	150	0,20	1,00	20	$1,0 \cdot 10^{-3}$	-3,0	< 45	$7,0 \cdot 10^{-7}$	8000	5	6
AS 205 S	$5,0 \cdot 10^{-2}$	90	0,10	1,00	21	$4,0 \cdot 10^{-3}$	-1,0	< 45	$\sim 2,0 \cdot 10^{-7}$	6500	5	
HBC 639	$1,0 \cdot 10^{-1}$	120	0,10	1,00	10	–	–	< 65	–	–	–	
S CrA N	$3,0 \cdot 10^{-2}$	120	0,05	1,10	9	$1,0 \cdot 10^{-4}$	-3,0	< 30	$\sim 4,0 \cdot 10^{-8}$	6500	5	
S CrA S	$3,0 \cdot 10^{-2}$	100	0,10	1,05	8	$1,0 \cdot 10^{-6}$	-1,0	< 30	–	–	–	

Referenzen: **1:** Beck et al. (2004); **2:** D uchene et al. (2005); **3:** Akeson et al. (2005); **4:** Calvet et al. (2004); **5:** Herczeg et al. (2005); **6:** Eisner et al. (2005a)

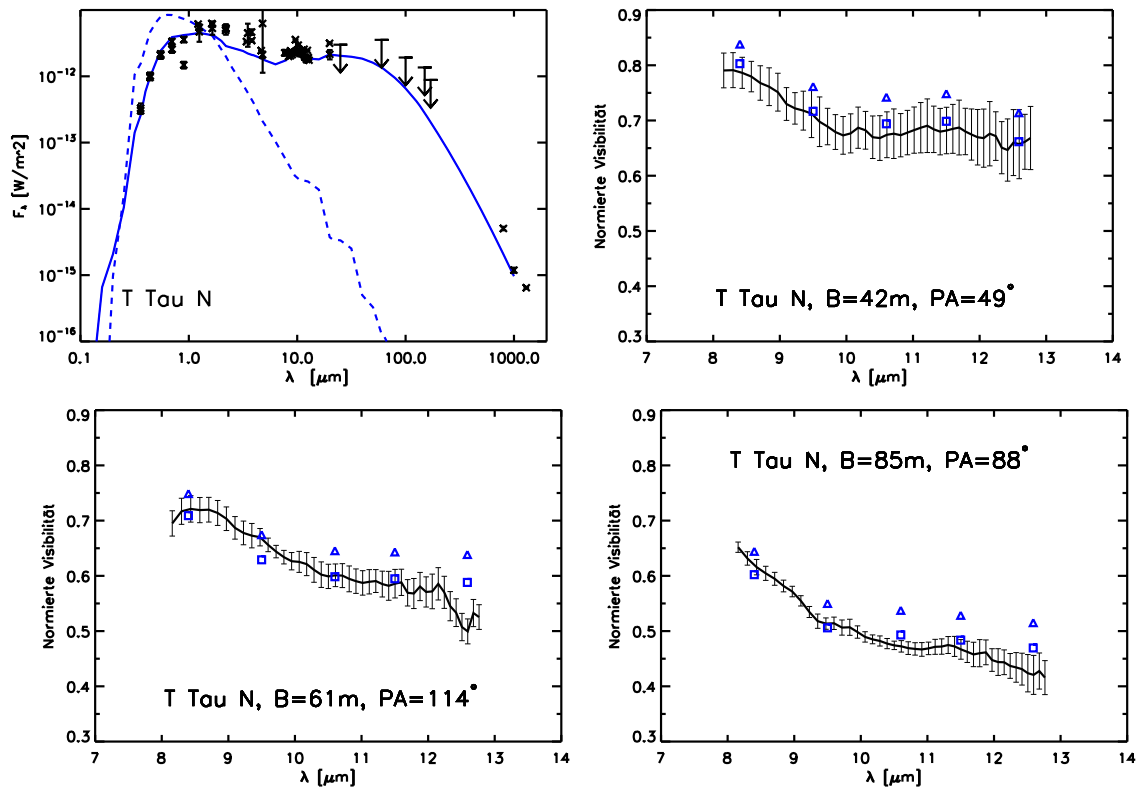


Abbildung 6.1: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von $B=42$ m, 61 m und 85 m, die aus den Messungen und dem Modell für T Tau N resultieren. Die Linienstile entsprechen den in Abb. 5.2 verwendeten Stilen.

und $a_{\text{sep}} = (0,124 \pm 0,001)''$. Nachdem in unserer Studie die Intensitäts- und damit die Massenverteilung um T Tau S von zentralem Interesse sind, ist nur $a_0(B, \lambda)$ zu modellieren. Deshalb wird in den Abb. 6.4f. ausschließlich $a_0(B, \lambda)$ gezeigt. Zwei Modellansätze (i) und (ii) werden in dieser Studie verfolgt, die versuchen, die gemessenen Daten des Doppelsternsystems T Tau S zu reproduzieren.

- i. In einem ersten Modellansatz geht man davon aus, daß um T Tau Sa eine zirkumstellare Scheibe mit Hülle vorliegt. Aufgrund der gravitativen Wechselwirkung des Sterns T Tau Sb mit der Scheibe um T Tau Sa wird vermutet, daß der Außenradius dieser Scheibe einen Wert von maximal $R_{\text{out}} = 3\text{-}5$ AE besitzt. Dieser Wert ergibt sich aus einer theoretischen Modellstudie über die Wechselwirkung, die zwei junge stellare Objekte aufeinander ausüben

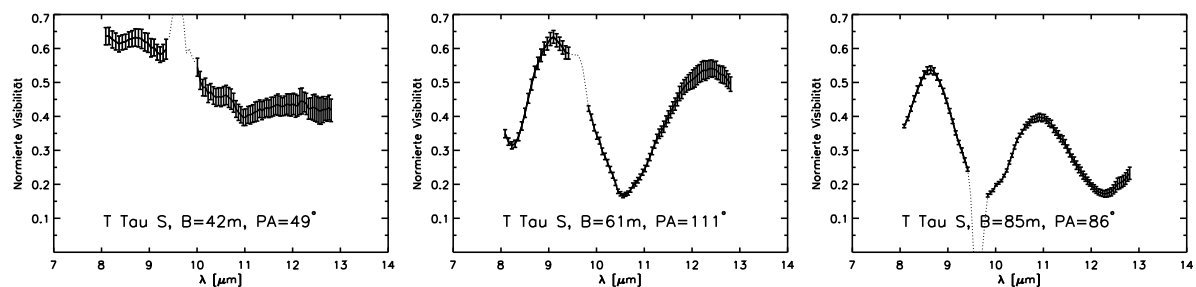


Abbildung 6.2: Ergebnisse aus der interferometrischen Messung von T Tau S mit MIDI. Der Wellenlängenbereich, der noch ein Überbleibsel der tellurischen Ozonbande zeigt, wird gepunktet wiedergegeben.

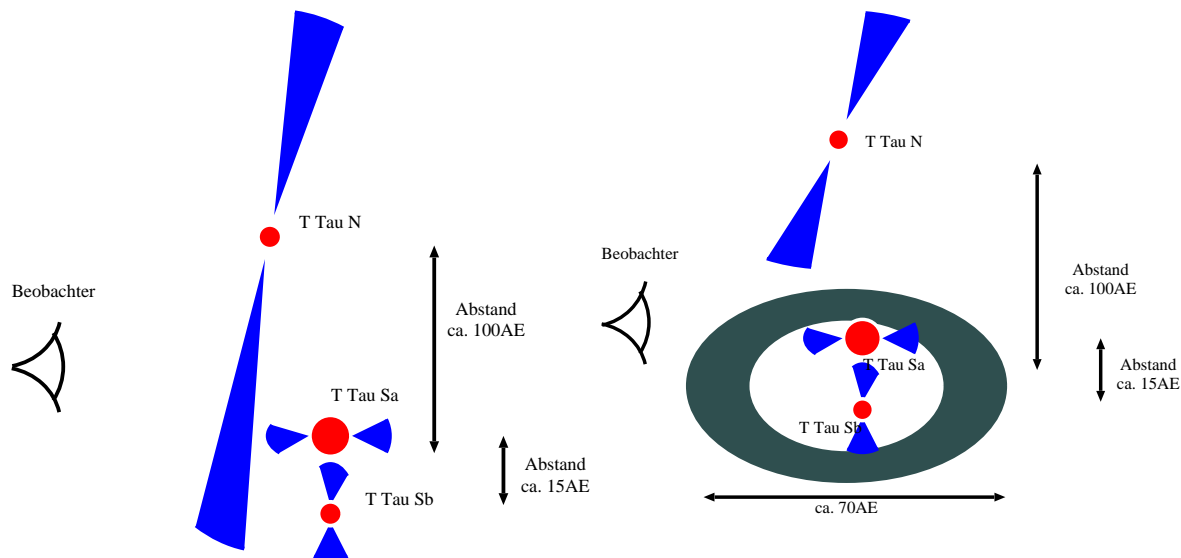


Abbildung 6.3: Modellskizzen für die in dieser Studie untersuchten Ansätze (i) und (ii) für das T Tau-System.

(Artymowicz & Lubow 1994). In Abhängigkeit von der Elliptizität der Bahn des Begleiters gilt für die Außenradien der zirkumstellaren Scheiben der Hauptkomponente und des Begleiters $R_{\text{out}} \approx 0,35a_{\text{sep}}$ bis $0,46a_{\text{sep}}$ bzw. $R_{\text{out}} \approx 0,18a_{\text{sep}}$ bis $0,27a_{\text{sep}}$.

Die zirkumstellare Scheibe um T Tau Sa besitzt einen Inklinationswinkel von $\vartheta \approx 79^\circ$, was u.a. Messungen im K-Band gezeigt haben (Dûchene et al. 2005). Eine visuelle Extinktion von $A_V = 15 \text{ mag}$ wurde bzgl. T Tau Sb, das einen Inklinationswinkel von $\vartheta = 37^\circ$ aufweist, gemessen. Hogerheijde et al. (1997) nahmen nun an, daß diese visuelle Extinktion von der zirkumstellaren Scheibe um T Tau N verursacht wird, die einen Inklinationswinkel von ca. 20° aufweist und daher die Sichtlinie des Beobachters auf T Tau S kreuzt. Die linke Abb. in 6.3 skizziert diesen ersten Modellansatz. Die visuelle Extinktion, die bzgl. T Tau Sa einschließlich ihrer zirkumstellaren Scheibe ermittelt wurde, beträgt $A_V \approx 35 \text{ mag}$ (Koresko et al. 1997).

- ii. Im zweiten Modellansatz für T Tau Sa geht man von einer zirkumstellaren Scheibe mit Hülle aus, die wiederum einen Außenradius von maximal $\sim 5 \text{ AE}$ besitzt. In den Ansatz werden aber zusätzlich eine *zirkumbinäre* Scheibe mit Hülle implementiert (Koresko et al. 1997). Aus diesem zirkumbinären Material resultiert, so die Vorstellung, die gemessene visuelle Extinktion von $A_V = 15 \text{ mag}$. Auf seinem Weg um T Tau Sa erzeugt T Tau Sb folglich eine ringförmige Lücke zwischen der zirkumstellaren Scheibe der A-Komponente und dem zirkumbinären Material. Neuere Messungen mit dem VLA im Zentimeterbereich (Loinard et al. 2007) und mit dem abbildenden Spektrographen SINFONIE/VLT (Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared)^c untermauern diesen zweiten Modellansatz, nachdem diese Messungen Hinweise für eine solche zirkumbinäre Struktur liefern. Ein Skizze von diesem Modellansatz ist in der rechten Abb. in 6.3 dargestellt.

Beide Modellansätze (i) und (ii) haben gemeinsam, daß der Stern T Tau Sb im Modellansatz nicht berücksichtigt wird. Solch eine Vorgehensweise ist notwendig, nachdem die genaue Position von T Tau Sb im T Tau S-System nicht bekannt ist. Anhand der erhaltenen Modellergebnisse sollen die beiden Ansätze (i) und (ii) im folgenden diskutiert werden. Hinsichtlich der spektralen Energieverteilung von T Tau Sa sei zuvor noch erwähnt, daß nur die gemessenen NIR- und MIR-

^cGespräch mit L. Labadie, Max-Planck-Institut für Astronomie, Heidelberg

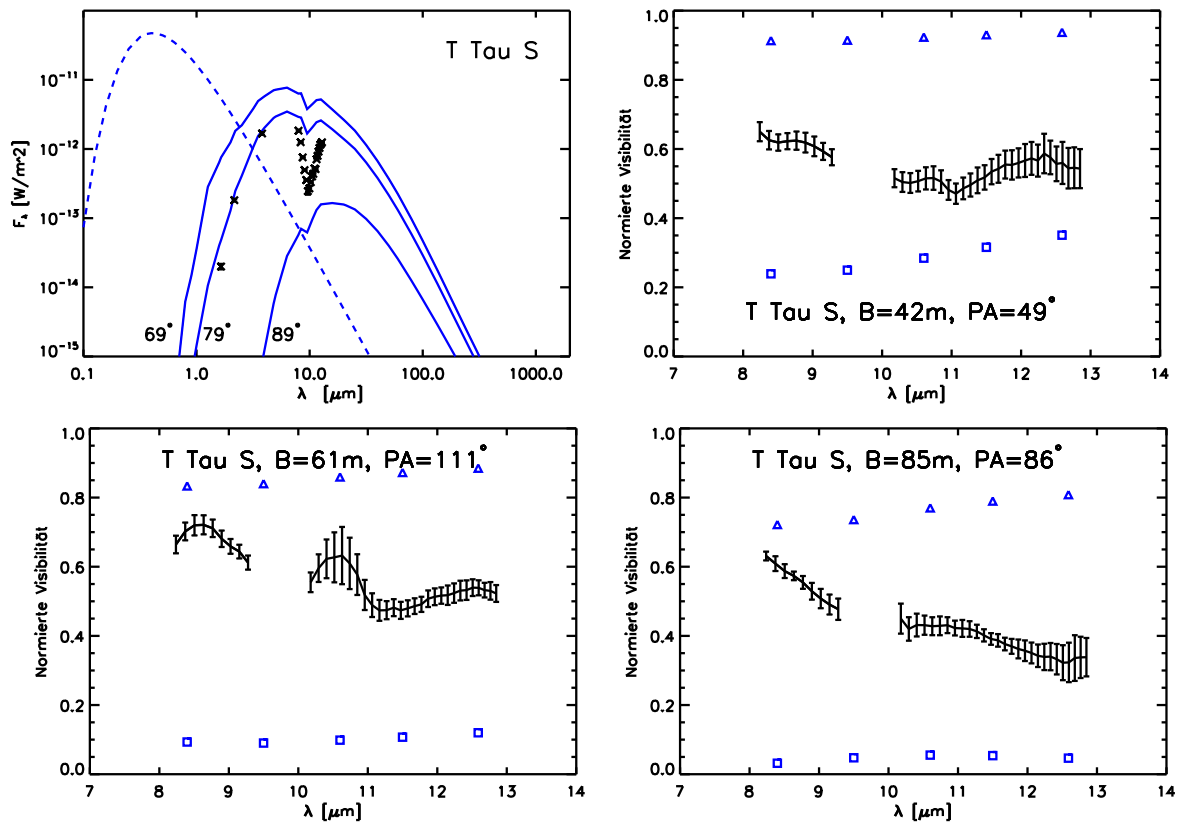


Abbildung 6.4: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von $B=42$ m, 61 m und 85 m, die aus den Messungen und dem Modell (i) von T Tau Sa resultieren. Neben den photometrischen Meßpunkten sind drei spektrale Energieverteilungen eingezeichnet (blaue, durchgezogene Linien), die – mit der obersten Kurve beginnend – aus Scheibenmodellen mit den Inklinationen $\vartheta = 69^\circ$, 79° und 89° resultieren. Die Dreiecke und Quadrate in den Abb. der Visibilitätsmessungen repräsentieren die oberen und unteren Grenzwerte der Visibilitäten für gleiche Inklinations-, aber unterschiedliche Positionswinkel des Modells. V.a. bei großen Inklinationen macht sich die Auswirkung des PA auf die Visibilität bemerkbar, was durch die hohe Elliptizität der Intensitätsverteilung von Modellbild und dessen Fouriertransformierten begründet ist. Die angegebenen Positionswinkel PA sind die Positionswinkel der Basislinien während den Messungen.

Flüsse eindeutig dieser Komponente zugeordnet werden können (Tabelle G.2). Die Abb. 6.4f. repräsentieren die Ergebnisse, die die Meßdaten am besten wiedergeben.

- i. Unter Berücksichtigung einer visuellen Extinktion von $A_V = 15$ mag und einer Inklination von $\vartheta = 79^\circ$ können die Flüsse im NIR-Bereich wiedergegeben werden. Der NIR-Fluß, der aus dem Modell resultiert, ändert sich um 90% zwischen den Inklinationen von $\vartheta = 69^\circ$ und 79° . Auch eine Absorptionsbande liegt im Spektrum des Modells vor. Die Profiltiefe ist aber um einen Faktor 5 kleiner als bei der Messung. Es sei hier erwähnt, daß die Profiltiefe der Silikatbande, die aus dem Modell resultiert, u.a. vom Staubmodell abhängt, das bei der Modellierung zum Einsatz kommt (Kap. 5.3.2).

Zwar liegen die Visibilitätsmessungen innerhalb der vom Modell vorgegebenen Visibilitätsgrenzwerte für verschiedene Positionswinkel, jedoch im Gegensatz zur Messung steigen diese Grenzwerte über das N-Band an. Steigende Visibilitäten lassen sich anhand von Gl. 1.2 erklären und resultieren aus dem mit wachsender Wellenlänge abnehmenden räumlichen Auflösungsvermögen des Interferometers. Insbesondere wenn die Intensität im MIR-Bereich zu großen Radien stark abfällt, wie in der linken Abb. in 6.6 für T Tau Sa ersichtlich ist, macht sich der Einfluß der Wellenlänge auf die Visibilität bemerkbar. Der star-

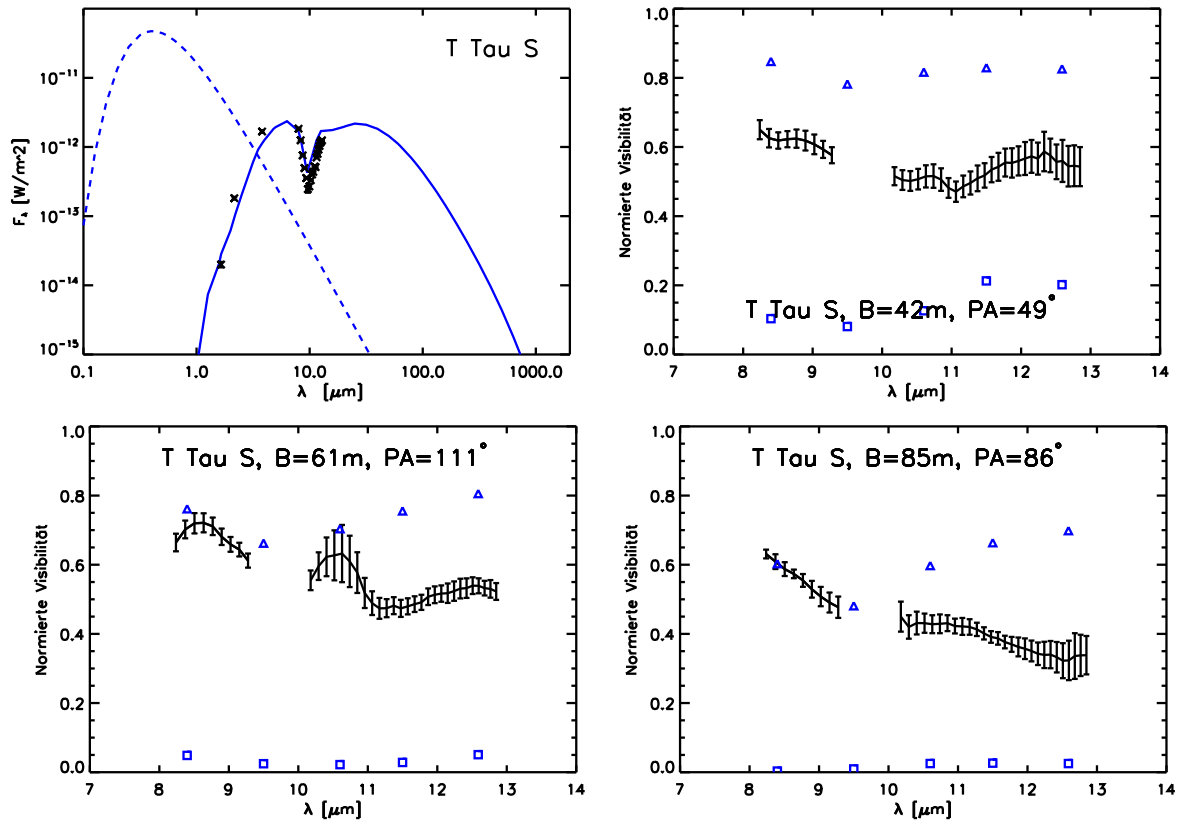


Abbildung 6.5: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von $B=42$ m, 61 m und 85 m, die aus den Beobachtungen und dem Modell (ii) von T Tau Sa resultieren. Vgl. Abb. 6.4.

ke Abfall der Intensitätsverteilung im MIR-Bereich in diesem ersten Modell von T Tau Sa ist eine Folge des kleinen Scheibenaußenradius von $R_{\text{out}} = 5$ AE.

Aufgrund des aus dem Modell resultierenden breiten Visibilitätsintervalls von $\Delta V \approx 0,7$ kann der Positionswinkel PA desjenigen Scheibenmodells bestimmt werden, der die Visibilitätsmessung am besten zu reproduzieren vermag. Da man für jede einzelne interferometrische Messung einen separaten Positionswinkel bestimmen kann, wird davon der arithmetische Mittelwert berechnet und erhält $PA = (53 \pm 9)^\circ$. Es sei erwähnt, daß zur Bestimmung des PA nur Visibilitätswerte bei einer Wellenlänge von $\lambda = 12,5 \mu\text{m}$ herangezogen werden. Dies geschieht, um den Einfluß der Silikatbande auf dieses Ergebnis klein zu halten.

- ii. Im Modell mit der *zirkumbinären* Scheibe und Hülle wird die ringförmige, materiefreie Lücke von den Radien $r = 5$ AE und $r = 30$ AE begrenzt. Der Außenradius der zirkumbinären Scheibe wird so gewählt, daß er mit den VLA-Messungen übereinstimmt (~ 70 AE; Loinard et al. 2007). Die spektrale Energieverteilung, insbesondere die Silikatabsorptionsbande von T Tau Sa sowie die gemessenen Visibilitäten bei kurzen Wellenlängen können wiedergegeben werden. Wie aus der rechten Abb. in 6.6 erkennbar ist, beeinflußt die Helligkeitsverteilung der zirkumbinären Scheibe im MIR-Bereich jedoch nicht mehr die interferometrische Messung. Offensichtlich ist der Innenradius der zirkumbinären Scheibe zu groß, um noch effektiv im MIR-Bereich leuchten zu können. Der Positionswinkel, den man aus einem Vergleich des Modells bei $\lambda = 12,5 \mu\text{m}$ mit den Messungen bestimmen kann, beträgt auch $PA = (53 \pm 9)^\circ$.

Die visuelle Extinktion A_V , die aus dem Gesamtsystem, insbesondere dem zirkumbinären

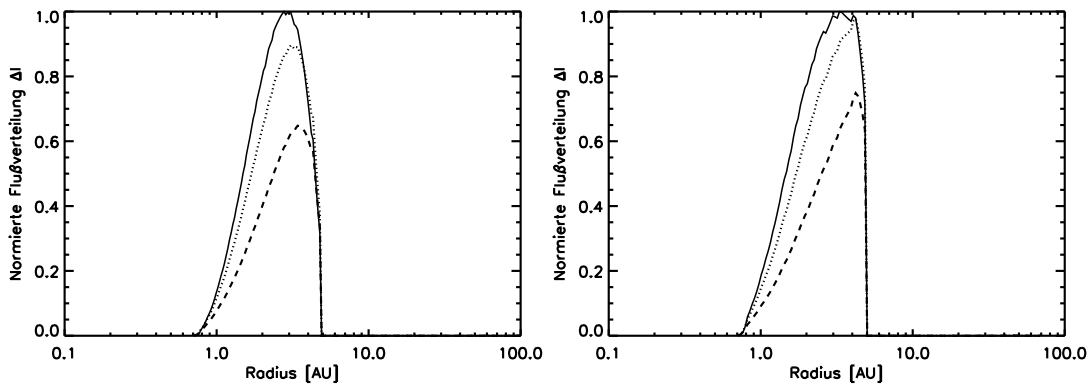


Abbildung 6.6: Radialer Verlauf des 8 μm - (durchgezogene Linie), 10 μm - (gepunktete Linie) und 12 μm -Flusses (gestrichelte Linie). Die linke Abb. resultiert aus dem Modellansatz (i) und die rechte Abb. aus dem Modellansatz (ii). S. auch Abb. 5.3.

Material resultiert, kann mit Hilfe einer von Rieke & Lebofsky (1985) eingeführten Relation abgeschätzt werden. Sie fanden, daß die Extinktion im interstellaren Raum als Funktion der von Silikatstaub verursachten optischen Tiefe τ_{sil} aufgefaßt werden kann, also $A_V = 16,6 \cdot \tau_{\text{sil}}$. Hier ergibt sich $A_V \approx 16,6 \cdot \tau_{\text{disk}}(10 \mu\text{m}) \approx 12$. Die Größe $\tau_{\text{disk}}(10 \mu\text{m})$ ist die optische Tiefe in der Modellscheibe bei einem Inklinationswinkel von $\vartheta = 76^\circ$. Dieses Ergebnis liegt zumindest in der gleichen Größenordnung wie das Meßergebnis, das bzgl. T Tau Sa ermittelt wurde (Koresko et al. 1997).

Obwohl der zweite Modellansatz die Messungen tendenziell besser als der erste wiedergeben kann, was allein auf die kleinere Staubmasse in der zirkumstellaren Scheibe zurückzuführen ist, konnte gemäß der Abb. 6.6 die Existenz einer zirkumbinären Scheibe mit Hilfe unserer Messungen mit MIDI nicht nachgewiesen werden. Zukünftige, räumlich hochauflösende Beobachtungen können klären, wie das zirkumbinäre Material um T Tau S tatsächlich verteilt ist.

Ergänzt wird die Analyse von T Tau S durch ein Modell von T Tau Sb. In diesem Modellansatz wird eine zirkumbinäre Scheibe nicht berücksichtigt. Auf eine hohe Akkretionsrate von T Tau Sb in der Größenordnung von $10^{-7} M_\odot \text{a}^{-1}$ wurde schon in der vorangegangenen Studie von Duchene et al. (2005) verwiesen. Die Akkretionsleuchtkraft von T Tau Sb liegt bei $3,7 L_\odot$. Die Masse der Modellhülle beträgt $4,3 \cdot 10^{-8} M_\odot$. Das im Gegensatz zu T Tau Sa leuchtschwächere Objekt und der geringe Außenradius von 5 AE erklären die geringe räumliche Auflösung, die der Visibilitätsverlauf aus dem Modell vorgibt.

6.4.2 DR Tau

An der geringen Steigung der gemessenen Flüsse im U-, V- und B-Band erkennt man, daß der Spektralverlauf von DR Tau bei kurzen Wellenlängen nicht allein von einem Schwarzkörperstrahler mit der Temperatur $T_\star = 4050 \text{ K}$ wiedergeben werden kann (s. Abb. 6.8). Akkretion ist die Strahlungsquelle, die in diesem Spektralbereich zusätzlichen Fluß liefert.

Abgesehen von der stellaren Leuchtkraft und der Massenakkretionsrate, bestätigen die in unserem Modell für DR Tau eingesetzten stellaren Parameter die in der vorangegangenen Modellstudie von Akeson et al. (2005) abgeleiteten Werte (s. Tabelle 6.1). Akeson et al. (2005) verwendeten in ihrer Modellstudie jedoch eine stellare Leuchtkraft von $L_\star = 0,9 L_\odot$ und eine Akkretionsrate von $\dot{M} \approx 8 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{a}^{-1}$, was im Widerspruch zum ersten Ergebnis unserer Modellstudie steht (Tabelle 6.3). Tatsächlich gelingt es aber auch in einem zweiten Modell, die spektrale Energieverteilung und die MIR-Visibilitäten mit den gleichen Werten für die stellare Leuchtkraft und die Akkretionsrate zu reproduzieren, wie sie von Akeson et al. (2005) vorgegeben werden. Die Ergebnisse der Modelle (1) und (2) mit den verschiedenen Werten für L_\star und

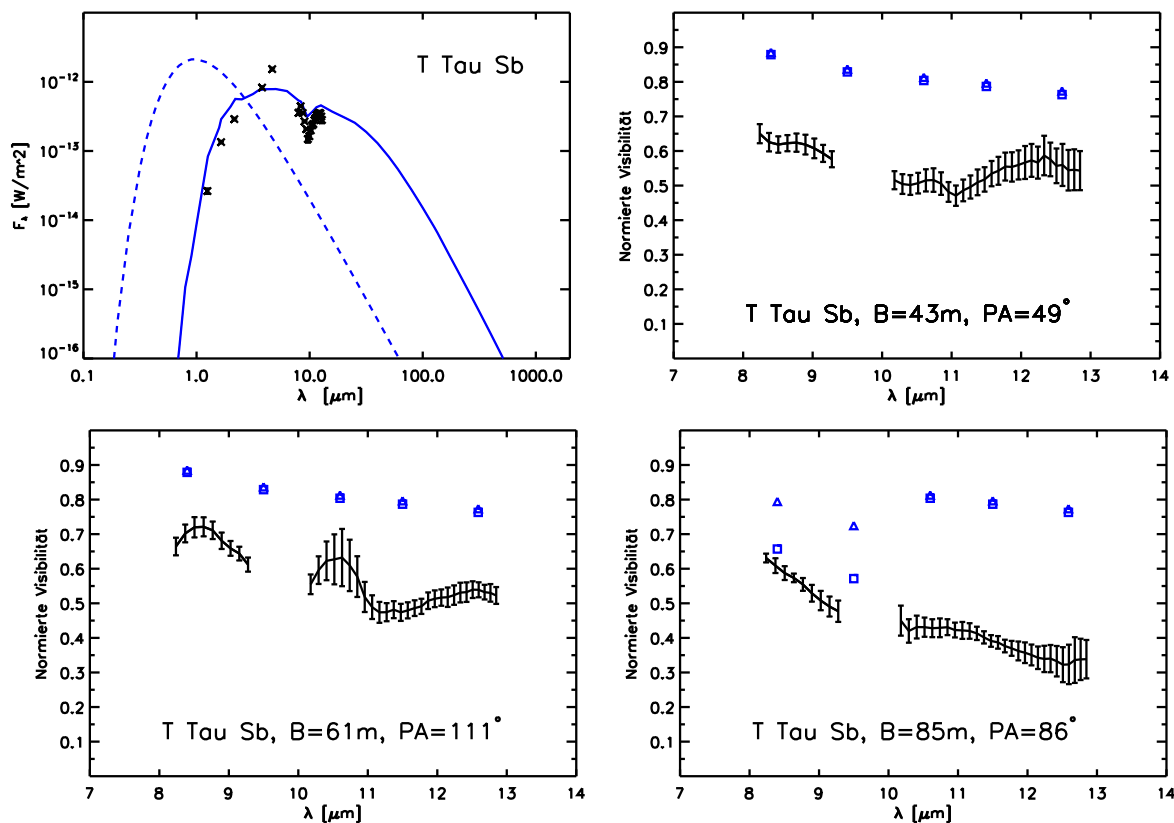


Abbildung 6.7: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von $B=42\text{ m}$, 61 m und 85 m , die aus den Messungen und dem Modell von $T\text{ Tau Sb}$ resultieren.

\dot{M} werden in der Abb. 6.8 gezeigt. Folgende Unterschiede lassen sich bzgl. den resultierenden Flüssen $F_1(\lambda)$ und $F_2(\lambda)$ sowie den MIR-Visibilitäten $V_1(\lambda)$ und $V_2(\lambda)$ aufzeigen: $F_1(\lambda=0,55\text{ }\mu\text{m})$ und $F_2(\lambda=0,55\text{ }\mu\text{m})$ weichen um -22% sowie $F_1(\lambda=2,2\text{ }\mu\text{m})$ und $F_2(\lambda=2,2\text{ }\mu\text{m})$ um $+26\%$ voneinander ab. Die prozentuale Abweichung zwischen $V_1(\lambda=10,5\text{ }\mu\text{m})$ und $V_2(\lambda=10,5\text{ }\mu\text{m})$ liegt bei 1% . Die gesamte Akkretionsleuchtkraft liegt je nach Modell bei $L_{\text{acc};1} = 0,19 L_\odot$ bzw. $L_{\text{acc};2} = 1,0 L_\odot$. Aus dem Vergleich der beiden Modelle kann zusammenfassend festgestellt werden, daß die stellare Leuchtkraft und die Akkretionsleuchtkraft, die aus der Massenakkretionsrate resultiert, nicht unabhängig voneinander und damit zweifelsfrei aus der spektralen Energieverteilung und der interferometrischen Messung im MIR-Bereich bestimmt werden können.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß Mohanty et al. (2005) mit Hilfe einer Analyse der Halbwertsbreite der Ca II-Linien sogar eine Massenakkretionsrate von $\dot{M} \approx 2,2 \cdot 10^{-7} M_\odot \text{a}^{-1}$ für DR Tau ableiten konnten. Schließlich bestimmten Robitaille et al. (2007) anhand einer Untersuchung der spektralen Energieverteilung von DR Tau ein Wertintervall für \dot{M} , das von den Werten $6,9 \cdot 10^{-9} M_\odot \text{a}^{-1}$ und $1 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{a}^{-1}$ begrenzt wird.

Der NIR-Fluß nimmt mit zunehmendem Inklinationwinkel in Schritten von $\Delta\vartheta = 5^\circ$ um 38% ab. Dadurch läßt sich der Inklinationwinkel der Scheibe mit entsprechend hoher Genauigkeit bestimmen. Sofern man die gemessene visuelle Extinktion von $A_V = 1,6\text{ mag}$ (Muzerolle et al. 2003b) ausschließlich der zirkumstellaren Scheibe um DR Tau zuschreiben kann, die in Abhängigkeit vom Inklinationwinkel ϑ die Sichtlinie des Beobachters kreuzt, läßt sich $\vartheta \approx 20^\circ$ ableiten. Wird die visuelle Extinktion aber auch von Material hervorgerufen, das sich außerhalb des Systems befindet, so ist der Inklinationwinkel der Scheibe entsprechend kleiner. Die Hüllenmasse in unserem Modell beträgt $1 \cdot 10^{-8} M_\odot$.

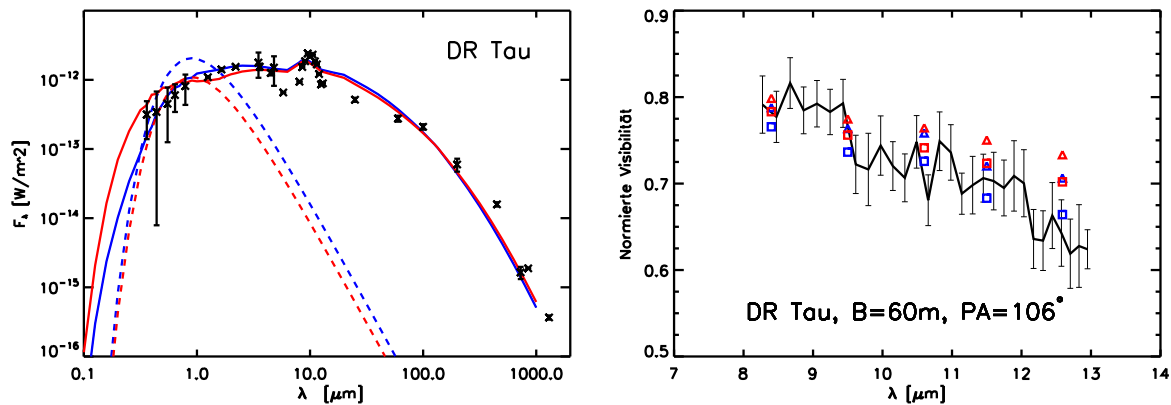


Abbildung 6.8: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für eine Basislinie von $B=60\text{ m}$, die aus den Messungen und dem Modell für DR Tau resultieren. Rot eingezeichnet ist das Ergebnis, das sich aus einem Modell mit einer stellaren Leuchtkraft von $L_{\star} = 0,9L_{\odot}$ und einer Akkretionsrate von $\dot{M}=8\cdot 10^{-8} M_{\odot} a^{-1}$ ergibt, anstatt die in den Tabellen 6.1 und 6.3 aufgelistete Parameterkombination zu verwenden (blaue Kurve/Visibilitätspunkte).

6.4.3 GW Ori

Wie frühere Millimetermessungen gezeigt haben (Mathieu et al. 1995) und wie von dieser Modellstudie bestätigt wird, gehört die zirkumstellare Scheibe um GW Ori mit $M_{\text{disk}} = 1,0M_{\odot}$ zu den massereichsten, zirkumstellaren Scheiben (s. Tabelle 6.3). Im Vergleich zu den anderen Objekten unserer Modellstudie besitzt die Modellscheibe von GW Ori darüberhinaus den größten Außenradius. Abgesehen von der Leuchtkraft können alle weiteren stellaren Parameter und die Akkretionsrate bestätigt werden, die Calvet et al. (2004) mit Hilfe einer Analyse des UV-Spektrums berechneten. Die Akkretionsleuchtkraft liegt hier bei $5L_{\odot}$. Die Hüllenmasse beträgt $4\cdot 10^{-8} M_{\odot}$. Wird im Modell von GW Ori eine Leuchtkraft von $L_{\star} = 62L_{\odot}$ verwendet, wie es Calvet et al. (2004) ermittelt haben, hätte dies einen Modellfluß zur Folge, der insbesondere im K-Band um einen Faktor von 1,2 größer als der gemessene Wert ist. In der Abb. 6.9 sind auch die Ergebnisse des Modells mit einer Leuchtkraft von $L_{\star} = 62L_{\odot}$ eingezeichnet (rote Kurven).

Obwohl die spektrale Energieverteilung und die Visibilitätsmessung der kurzen Basislinie reproduziert werden, kann kein Modell gefunden werden, das gleichzeitig auch die Visibilitätsmessung mit der großen Basislinie wiedergibt. Mathieu et al. (1997) stellten unter Anwendung spektroskopischer Meßmethoden fest, daß GW Ori bei einem projizierten Abstand zwischen $a_{\text{sep}} = 1,08\text{ AE}$ und $a_{\text{sep}} = 1,18\text{ AE}$ einen stellaren Begleiter mit einer Sternmasse von 0,5 bis $1M_{\odot}$ besitzt. Dieser Begleiter, so Mathieu et al. (1997), erzeugt auf seinem Weg um die Hauptkomponente zwischen den Radien $r = 0,17a_{\text{sep}}$ und $r = 3,0a_{\text{sep}}$ einen staubfreien Ring in der zirkumstellaren Scheibe. Mit Hilfe einer theoretischen Modellstudie über die Struktur dieses Doppelsternsystems bestimmten Artymowicz & Lubow (1994) für die zirkumbinäre Scheibe von GW Ori einen Innenradius von $\lesssim 2,3a_{\text{sep}}$. Die Hauptkomponente und der Begleiter besitzen selbst noch eigene zirkumstellare Scheiben mit den Außenradien von $0,46a_{\text{sep}}$ bzw. $0,20a_{\text{sep}}$. Unser erstes Modell für GW Ori mit den Parametern aus Tabelle 6.3 besitzt einen Innenradius, der gleich dem geschätzten Sublimationsradius ist, also $R_{\text{in}} = R_{\text{sub}}$. Auf eine Scheibenlücke, wie von Artymowicz & Lubow vorgeschlagen wurde, wird hier noch verzichtet. In einem zweiten Modellansatz hingegen wird in die Scheibe um GW Ori eine ringförmige, staubfreie Lücke geschnitten, die von den Radien $0,5\text{ AE}$ und 3 AE begrenzt wird. Bei diesem, hier nicht abgebildeten Modell läßt sich folgendes konstatieren: Der gesamte NIR-Fluß aus dem Modell liegt um 70% unter den entsprechenden photometrischen Meßwerten. Zwar nimmt die Visibilität auf der langen Basislinie nun einen steigenden Verlauf ein, die Visibilität auf der kurzen Basislinie nimmt aber im Vergleich zur Messung gleichmäßig im gesamten N-Band um 20% ab. Auch Modifikationen

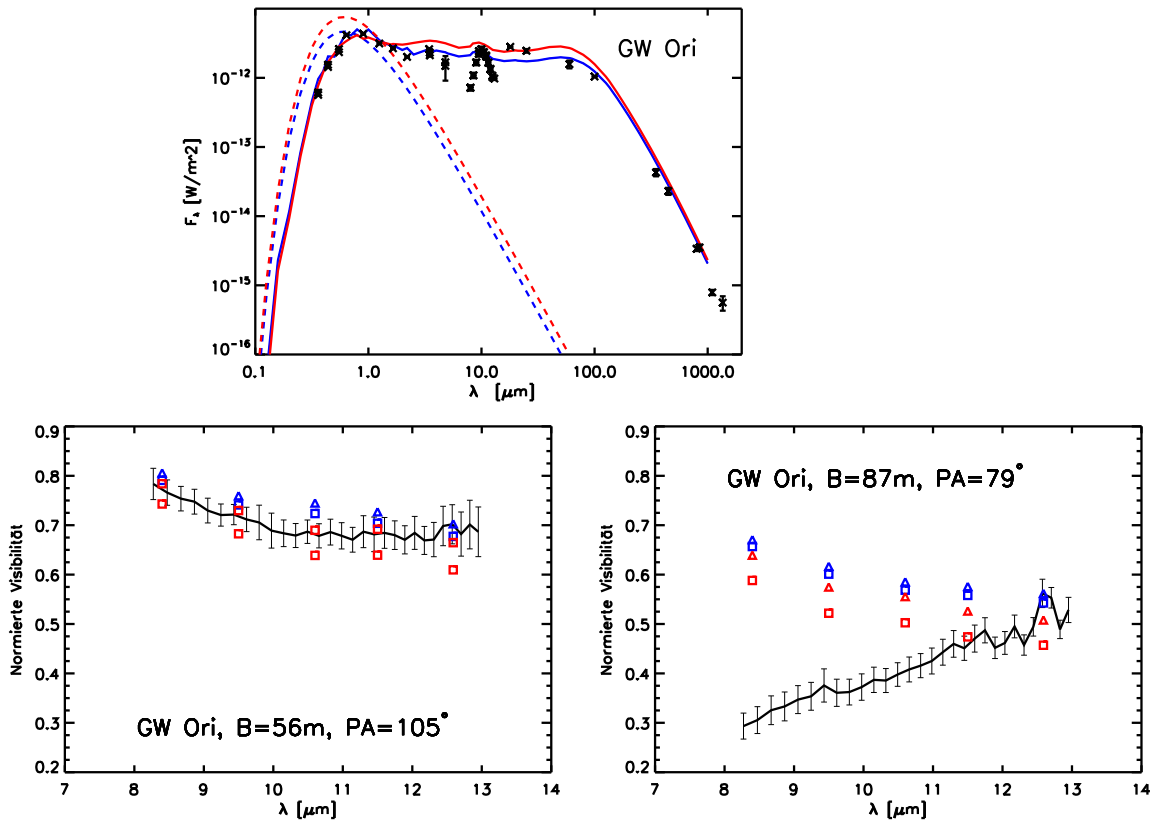


Abbildung 6.9: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von $B=56\text{ m}$ und 87 m , die aus den Messungen und dem Modell für GW Ori hervorgehen. Die Ergebnisse zweier verschiedener Modelle sind eingezeichnet, die sich nur in der stellaren Leuchtkraft voneinander unterscheiden (schwarz: $L_{\star}=40 L_{\odot}$, rot: $L_{\star}=62 L_{\odot}$). Die ansteigende Visibilität auf der großen Basislinie, die von unserem Modell nicht reproduziert werden kann, verweist auf eine leuchtkräftige Dichtestruktur im Inneren der Scheibe ($<5\text{ AE}$), deren Intensitätsverteilung im MIR-Bereich zu großen Radien steil abnimmt (s. Kap. 6.4.1).

der Grenzdicken der Scheibenlücke bringen keine Verbesserungen mit sich. Diese Abweichungen können dadurch erklärt werden, daß die ringförmige Scheibenlücke, wie in unserem Modell angenommen, in Wirklichkeit nicht völlig staubfrei ist. In aktuellen theoretischen Studien geht man davon aus, daß Materieströme zwischen der zirkumbinären und den zirkumstellaren Scheiben die Massenakkretion auf die einzelnen Komponenten aufrecht erhalten (z.B. Günther & Kley 2002). Aber auch der in unserem Modell nicht berücksichtigte stellare Begleiter kann die Visibilität beeinflussen.

Um die Struktur der innersten Scheibenregion um GW Ori zu entschlüsseln ($\sim 1\text{ AE}$), sind sowohl kompliziertere Scheibenmodelle als sie in unserer Studie aufgestellt werden, als auch zusätzliche interferometrische Beobachtungen, beispielsweise mit AMBER (s. Kap. 7), vonnöten. Mit AMBER würden auch Phaseninformationen bei der Messung gewonnen werden, um kleinskalige Strukturen in der Scheibe analysieren zu können. Denn diejenigen Strukturen der Intensitätsverteilung, die von der Rotationssymmetrie abweichen, sind von der reinen Visibilitätsmessung mit MIDI nicht aufzulösen (s. Kap. 9).

6.4.4 HD 72106 B

HD 72106 B ist im Gegensatz zu den anderen T Tauri-Objekten dieser Studie ein bisher selten studiertes junges stellares Objekt. Als stellare Leuchtkraft wird im Modell $L_{\star} = 28 L_{\odot}$ gesetzt.

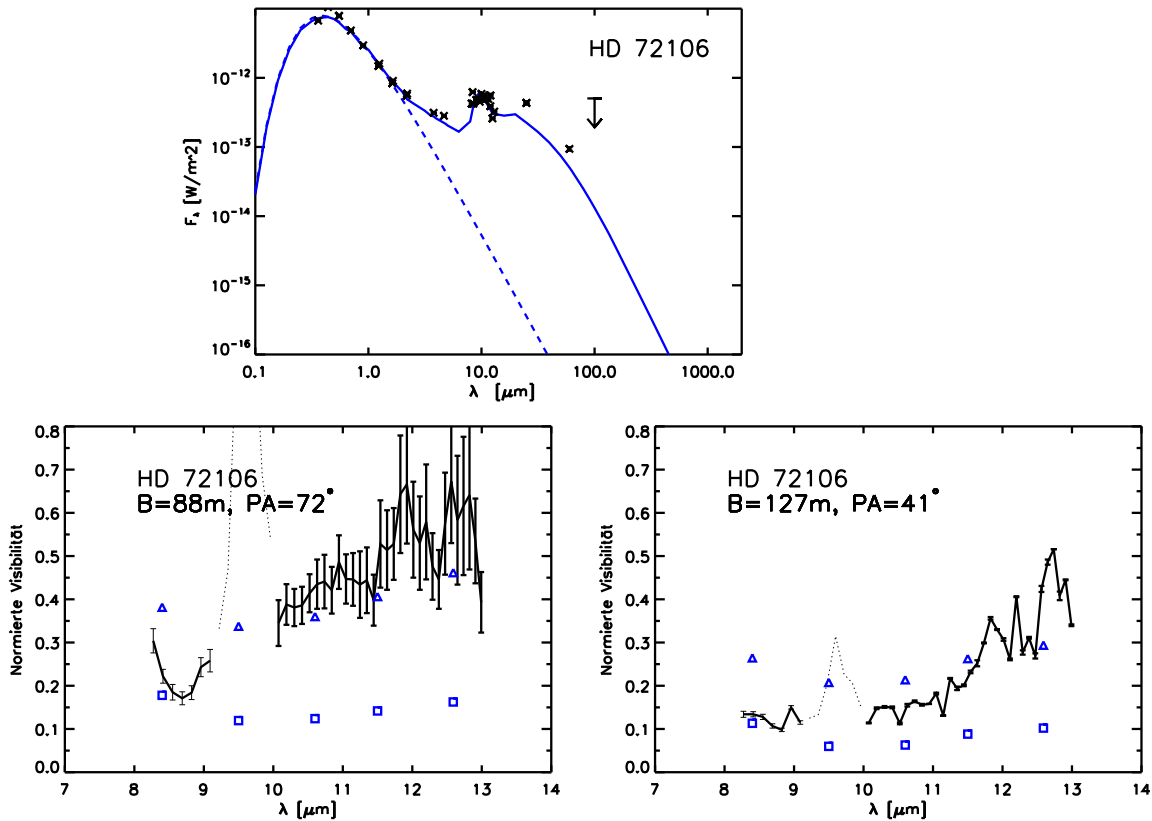


Abbildung 6.10: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von $B=88\text{ m}$ und 127 m , die aus den Messungen und dem Modell für HD 72106 B resultieren. Der ungewöhnliche Verlauf in den gepunktet dargestellten Bereichen der Visibilitätsmessungen ist ein Überbleibsel der tellurischen Ozonbande, die bei der Datenreduktion nicht völlig beseitigt werden konnte.

Dieser Zahlenwert resultiert direkt aus einer Anpassung einer Planckfunktion mit einer Temperatur von $T_{\star} = 9500\text{ K}$ an die photometrischen Messungen im U-, V- und R-Band. Zwei Merkmale legitimieren die besondere Stellung von HD 72106 B gegenüber den übrigen Objekten:

HD 72106 B besitzt für einen T Tauri-Stern ein sehr hohes Alter. Das Alter begründet auch, warum der Infrarotexzeß erst bei Wellenlängen $\lambda \gtrsim 2,2\ \mu\text{m}$ einsetzt und warum kaum noch Anzeichen für Akkretion vorliegen (schwache $\text{H}\alpha$ -Emission; Vieira et al. 2003). Unser Modell von HD 72106 B besteht aus einer passiven, zirkumstellaren Scheibe, ohne gleichzeitig Akkretionsprozesse oder eine zirkumstellare Hülle zu berücksichtigen. Eine Auflösung der inneren Kante der zirkumstellaren Scheibe kann mit Hilfe unseres Modellansatzes nicht nachgewiesen werden: Der Innenradius unseres Scheibenmodells stimmt mit dem Sublimationsradius überein.

Das zweite besondere Merkmal von HD 72106 B ist, daß das Objekt der Infrarotbegleiter von der Hauptkomponente ist. HD 72106 A, das von der B-Komponente einen projizierten Abstand von ca. 280 AE besitzt, hat sich bereits zu einem Hauptreihenstern entwickelt (Wade et al. 2005). Die A-Komponente ist dafür verantwortlich, daß Außenbereiche der zirkumstellaren Scheibe um den Infrarotbegleiter fehlen. In diesem Zusammenhang ist HD 72106 B auch das einzige Objekt unserer Studie, bei dessen Modellierung der Ansatz aus Gl. 5.2 mit $R_{\text{TD}} = 10\text{ AE}$ verwendet wird. Dadurch kann der ab einer Wellenlänge von $\lambda = 20\ \mu\text{m}$ abrupt einsetzende, streng monotone Abfall der spektralen Energieverteilung reproduziert werden (s. Abb. 6.10). Auch erzwingt man mit Hilfe dieses Ansatzes einen Anstieg der MIR-Visibilitäten im Modell für Wellenlängen $\lambda > 10,5\ \mu\text{m}$.

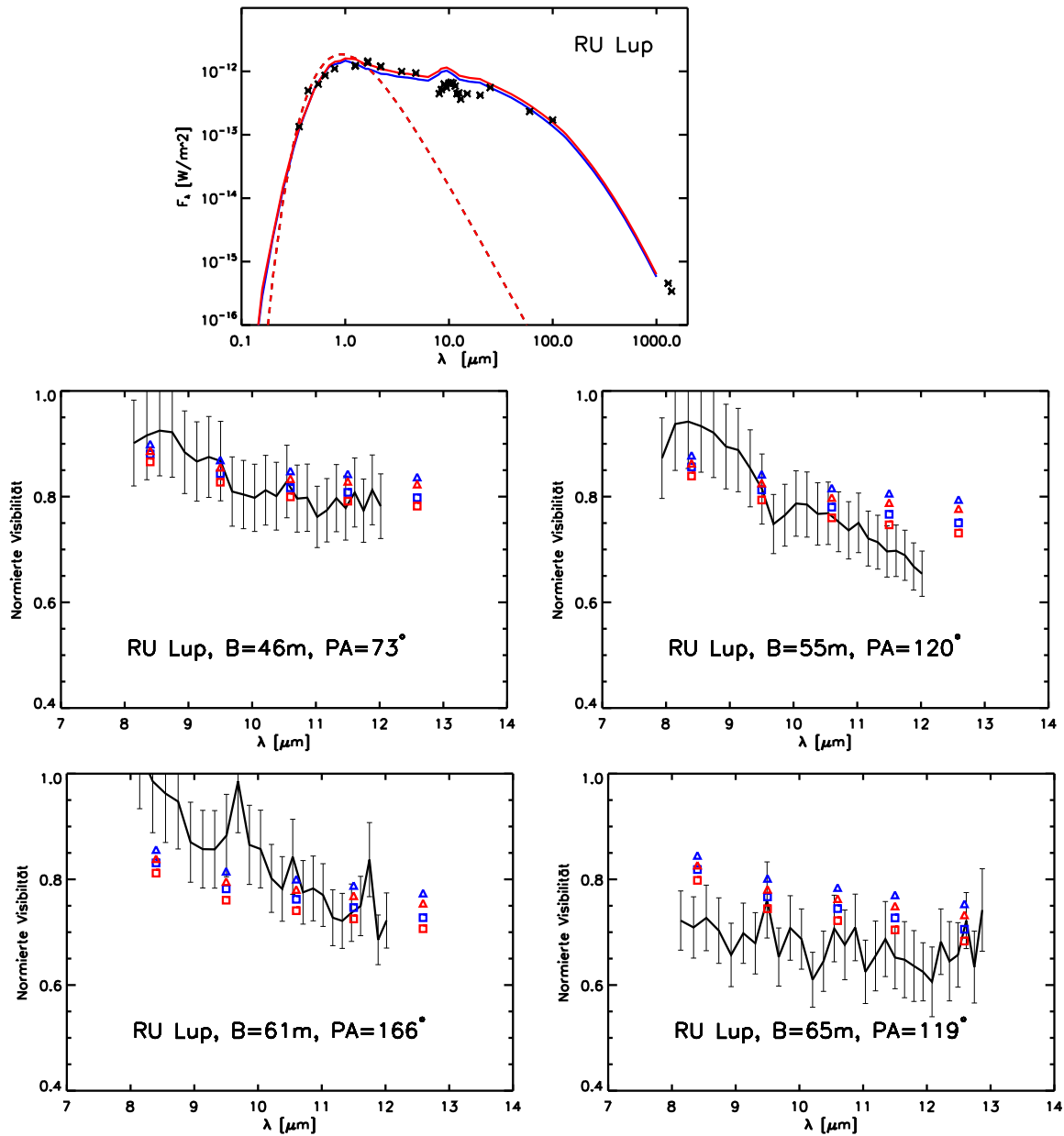


Abbildung 6.11: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von $B=46\text{ m}$, 55 m , 61 m und 65 m , die aus den Messungen bzw. unseren Modellen von RU Lup resultieren. Die blauen und roten Kurven/Visibilitätspunkte geben die Ergebnisse zweier Modelle mit verschiedenen Akkretionsraten $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{a}^{-1}$ und $\dot{M} = 5 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{a}^{-1}$ wieder.

6.4.5 RU Lup

Wie eine Studie von Lamzin et al. (1996) zeigte, war RU Lup zumindest vorübergehend ein stark akkretierendes Objekt. Lamzin et al. (1996) leiteten in ihrer theoretischen Modellstudie und anhand der spektralen Energieverteilung eine Akkretionsrate von $\dot{M} \approx 3 \cdot 10^{-7} M_\odot \text{a}^{-1}$ ab. Mit Hilfe des von uns aufgestellten Modells und unter Berücksichtigung der spektralen Energieverteilung und der interferometrischen Messungen mit MIDI kann jedoch eine solch hohe Akkretionsrate, wie sie Lamzin et al. (1996) gefunden haben, ausgeschlossen werden. Sie wird in unserer Studie zu $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{a}^{-1}$ mit einer Akkretionsleuchtkraft von $L_{\text{acc}} = 0,1 L_\odot$ bestimmt. In einer aktuelleren Studie konnte nach einer Analyse des UV-Spektrums von RU Lup eine Akkretionsrate von $\dot{M} = (5 \pm 2) \cdot 10^{-8} M_\odot \text{a}^{-1}$ gemessen werden (Herczeg et al. 2005), was unserem Ergebnis

nahe kommt. Eine höhere als die in unserem Modell verwendete Akkretionsrate hätte zwar zur Folge, daß die Visibilität im gesamten N-Band – aufgrund der zunehmenden Ausleuchtung der Scheibe – sinkt, hinsichtlich der spektralen Energieverteilung würde aber daraus gleichzeitig ein höherer NIR- und MIR-Fluß als von den Messungen vorgegeben, resultieren. Die Abb. 6.11 präsentiert unser bestes Modell mit $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} a^{-1}$ (blaue Kurve/Visibilitätspunkte). Zum Vergleich wird dort aber auch ein Modell mit $\dot{M} = 5 \cdot 10^{-8} M_{\odot} a^{-1}$ wiedergegeben (rote Kurve/Visibilitätspunkte). Die übrigen Parameter der beiden Modelle werden ansonsten beibehalten. Die Akkretionsleuchtkraft im Modell mit $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} a^{-1}$ beträgt $0,1 L_{\odot}$. Die hier verwendete stellare Leuchtkraft von $L_{\star} = 1,27 L_{\odot}$ stimmt mit einem Wert überein, der erst kürzlich von Gras-Velázquez & Ray (2005) abgeleitet wurde und auch ein Mittelwert früherer Messungen darstellt (Herczeg et al. 2005: $0,49 L_{\odot}$; Nürnberger et al. 1997: $2,2 L_{\odot}$). Es konnte kein Modell gefunden werden, das den MIR-Fluß wiedergibt. Die Abweichungen liegen hier bei maximal 37%. Die Hüllenmasse beträgt $1,8 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$. Dieses Ergebnis entspricht den visuellen Beobachtungen von Giovanelli et al. (1995), die bei RU Lup keine Hinweise für eine zirkumstellare Hülle finden konnten.

Die Tatsache, daß die Visibilitätsverläufe der Messungen bei $B = 55$ m ($\sim 8,3$ AE) und $B = 65$ m ($\sim 6,9$ AE) unterschiedliche Gradienten aufweisen, wobei sich die zugehörigen Positionswinkel um nur 1° voneinander unterscheiden, könnte durch einen Meßfehler verursacht sein. Nachdem aber beide Messungen in unterschiedlichen Beobachtungsnächten durchgeführt wurden (Tabelle 6.2), könnte dieser Unterschied aber auch durch eine kurzfristige Modifikation der Intensitätsverteilung der Scheibe hervorgerufen worden sein.

6.4.6 AS 205

Die Nordkomponente: Nur im NIR- und MIR-Bereich liegen Flußmessungen vor, die eindeutig dieser Komponente zugeschrieben werden können (Eisner et al. 2005a; Prato et al. 2003; diese Studie). Bei allen weiteren photometrischen Messungen konnte das System räumlich nicht aufgelöst werden, was bei der Modellierung der spektralen Energieverteilung zu berücksichtigen ist. Im visuellen Wellenlängenbereich gelang es Cohen & Kuhl (1979) den Fluß jeder einzelnen Komponente räumlich getrennt zu messen. Nachdem aber AS 205 N eine sehr aktive und variable Quelle darstellt (Johns-Krull et al. 2000; Eisner et al. 2005a), ist davon auszugehen, daß sich der visuelle Fluß seit der Messung von Cohen & Kuhl verändert hat.

Die Visibilität, die auf der Basislinie von $B = 89$ m gemessen wurde, liegt um 30% unter dem aus dem Modell resultierenden Wert. Aufgrund einer Verschlechterung der Wetterverhältnisse zum Zeitpunkt dieser Beobachtung wurden zur Datenkalibration Standardsterne vom Vortag, dem 29. 5. 2005, benutzt (s. Tabelle 6.2), die aber unter verschiedenen Basislinien gemessen wurden. Die relativ großen Fehlerbalken von $\Delta V = 0,3$ ergeben sich jedoch allein aus den Messungen verschiedener Standardsterne in der Beobachtungsnacht vom 30. 5. 2005, in der auch das Objekt auf der Basislinie $B = 89$ m beobachtet wurde. Diese Visibilitätsmessung wird bei der Modellierung aber weniger als die verbleibenden Messungen gewichtet.

Die aus dem Modell von AS 205 N resultierende spektrale Energieverteilung weicht im NIR-Bereich um 40% von den Messungen von Prato et al. (2003) ab (s. Abb. 6.12). Sie stimmt aber mit den entsprechenden Flüssen überein, die von Eisner et al. (2005a) bestimmt wurden (s. Abb. 6.12), was auf eine intrinsische Variabilität im NIR-Bereich der Quelle verweist. Der von Eisner et al. (2005a) bzgl. der stellaren Leuchtkraft abgeleitete Wert von $L_{\text{star}} = 1,3 L_{\odot}$, der um einen Faktor 7 kleiner als die anderen vorangegangenen Meßergebnisse ist (Prato et al. 2003; Liu et al. 1996), kann von unserem Modell hingegen nicht bestätigt werden. Die im Modell berücksichtigte Massenakkretionsrate von $\dot{M} = 7 \cdot 10^{-7} M_{\odot} a^{-1}$ entspricht aber wiederum den Abschätzungen von Eisner et al. (2005a) und Johns-Krull et al. (2000: $\dot{M} = 6,7 \cdot 10^{-7} M_{\odot} a^{-1}$). Die Akkretionsleuchtkraft beträgt $L_{\text{acc}} = 6 L_{\odot}$. Damit ist AS 205 N das aktivste T Tauri-Objekt in unserer Studie. Die Hülle besitzt eine Masse von $1,4 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$.

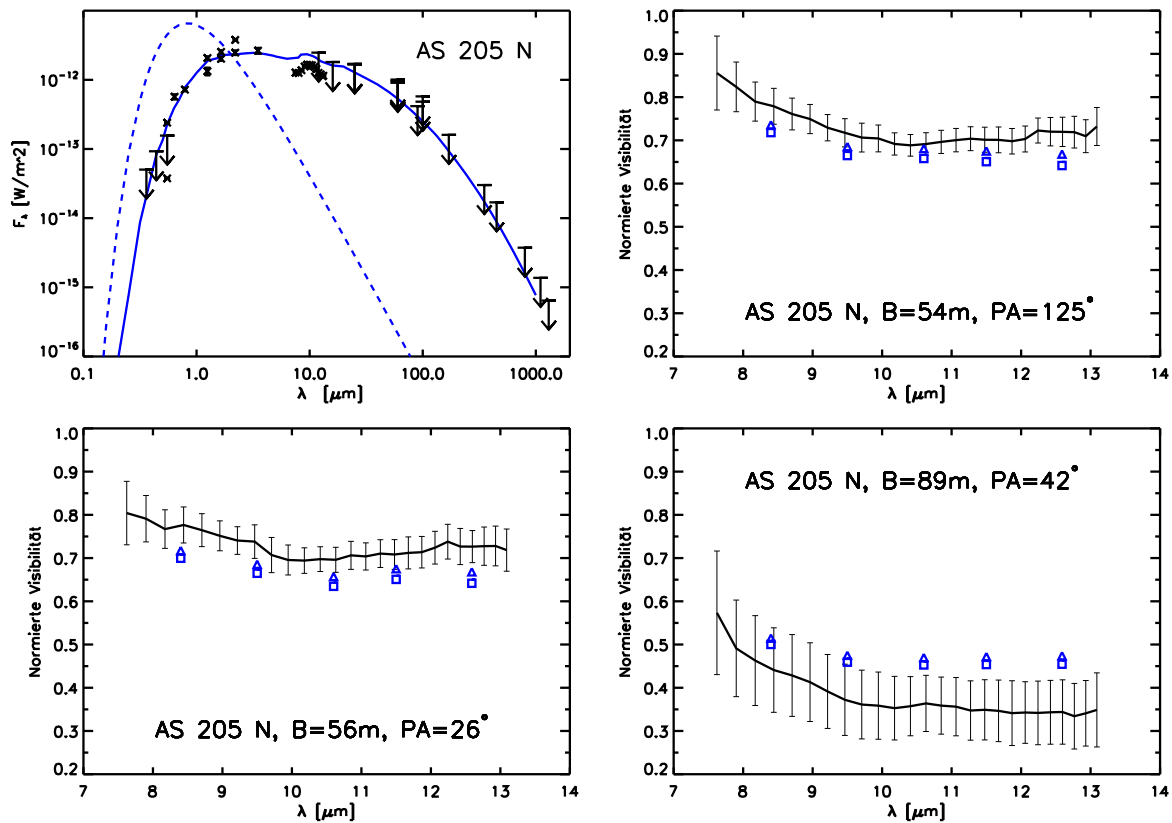


Abbildung 6.12: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von $B=54\text{ m}$, 56 m und 89 m , die aus den Beobachtungen und dem Modell von AS 205 N resultieren. Nur die Flüsse im NIR- und MIR-Bereich können der Nordkomponente eindeutig zugeordnet werden. Bei allen anderen Messungen wurde das Doppelsternsystem räumlich nicht aufgelöst.

Die Südkomponente: Wie bei AS 205 N ist die Modellierung der spektralen Energieverteilung von AS 205 S dadurch erschwert, daß die gemessenen photometrischen Flüsse im visuellen, FIR- und Millimeterbereich beiden Komponenten zugeordnet werden müssen. Wie oben erwähnt, existiert auch eine ältere photometrische Messung im V-Band, bei der es gelang, die Flüsse beider Komponenten getrennt voneinander zu messen (Cohen & Kuhl 1979). Cohen & Kuhl hatten es aber versäumt, die beiden Meßwerte den einzelnen Komponenten zuzuordnen. Es hängt von der Variabilität des visuellen Flusses ab, ob die von Cohen & Kuhl gemessenen Werte noch heute den einzelnen Komponenten zugeordnet werden können. Die visuelle Extinktion der Südkomponente ist darüberhinaus nicht eindeutig genug bestimmt. Während Prato et al. (2003) von $A_V = (2,1 \pm 1,0)$ mag ausgehen, leiteten Eisner et al. (2005a) und McCabe et al. (2006) tendenziell höhere Werte ab, nämlich $A_V = (3,6 \pm 1,0)$ mag bzw. $A_V \approx 2,41$ mag. Innerhalb der Fehlerintervalle stimmen die Messungen zwar untereinander überein, doch verhindert die Streuung der Werte um 1 mag eine nachträgliche Zuordnung der gemessenen, räumlich aufgelösten, visuellen Flüsse.

Der aus dem Modell AS 205 S resultierende Fluß weicht im L-Band um 26% von den gemessenen Flüssen von Prato et al. (2003) ab (s. Abb. 6.13). Die NIR-Flüsse, die sich aus dem Modell der Nordkomponente ergaben, weichen sogar um 40% von den zugehörigen Meßwerten ab. Letzteres konnte durch die in AS 205 N vorliegende Variabilität erklärt werden, nachdem die aktuelleren Messungen von Eisner et al. (2005a) reproduziert werden konnten. Es ist möglich, daß eine potentiell vorliegende Variabilität der Südkomponente ebenfalls für die Abweichung der Modell- von den Meßwerten verantwortlich ist. Die Akkretionsleuchtkraft im Modell liegt bei $L_{\text{acc}} \approx 0,32 L_\odot$. AS 205 S besitzt eine Hülle mit einer relativ großen Masse von $0,002 M_\odot$. Die-

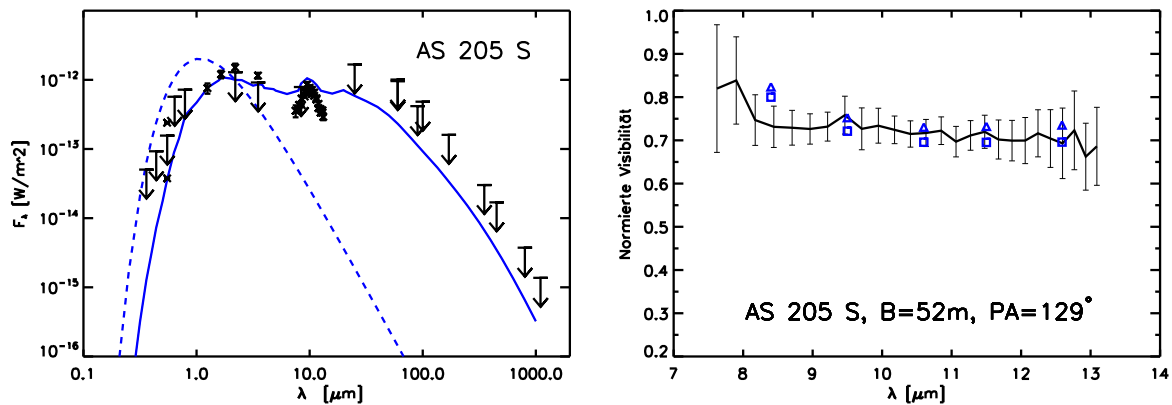


Abbildung 6.13: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinie von $B=52\text{ m}$, die aus den Messungen bzw. dem Modell von AS 205 S resultieren.

se Hüllenmasse könnte ein indirekter Verweis auf das geringe Alter dieses Objektes sein, wenn man davon ausgeht, daß der Hüllenstaub im Laufe der Entwicklung auf die Scheibe akkretiert. Die interferometrischen Messungen bei den Basislinien von $B = 56\text{ m}$ und $B = 85\text{ m}$ (s. Tabelle 6.2) mussten aufgrund der schlechten Wetterverhältnisse, die während den Beobachtungen herrschten, verworfen werden.

Laut Eisner et al. (2005a) ist AS 205 S selbst ein Doppelsternsystem. Beide Komponenten besitzen einen projizierten Abstand von ca. $1,3\text{ AE}$ bei einem Positionswinkel von $PA = 101^\circ$. Ein solches Binärsystem wird im vorgestellten Modellansatz für AS 205 S aber nicht berücksichtigt.

6.4.7 HBC 639

HBC 639 ist neben HD 72106 B das einzige Objekt, bei dem bei der Modellierung weder Akkretionseffekte noch eine Hülle berücksichtigt werden müssen. Trotz eines Alters von 1 bis 3 Millionen Jahren (Gras-Velázquez & Ray 2005) liegen bzgl. HBC 639 kaum noch Hinweise für Akkretion vor (Prato et al. 2003). Da die Äquivalenzbreite der $H\alpha$ -Linie kleiner als 10 \AA ist, kann HBC 639 nicht mehr als ein klassischer T Tauri-Stern angesehen werden. Solche Objekte werden als „Weak-Line T Tauri-Sterne“ bezeichnet.

Mit Hilfe der in Tabelle 6.3 für HBC 639 aufgelisteten Parameterkombination konnten die MIR-Visibilitäten am besten wiedergegeben werden. Dieses Modell bringt aber, wie in Abb. 6.14 gezeigt, einen steilen Abfall des FIR-Flusses mit sich. HBC 639 besitzt bei einem projizierten Abstand von ca. 320 AE einen Infrarotbegleiter (s. auch Kap. G.10). Es ist nicht geklärt, ob der Infrarotbegleiter auf seiner Umlaufbahn die äußeren Scheibenbereiche der Hauptkomponente^d noch beeinflussen, d.h. beschneiden kann, wodurch der steile Abfall im FIR-Bereich gerechtfertigt wäre. Entspricht dieser Abfall der Realität, dann müssen die FIR-Flüsse, die ebenfalls in Abb. 6.14 eingezeichnet sind, dem Infrarotbegleiter zugeschrieben werden. Der Infrarotbegleiter ist selbst ein Doppelsternsystem und tief in eine zirkumstellare Hülle eingebettet. Aufgrund fehlender Flußmessungen im Millimeterbereich, die eindeutig der Hauptkomponente zugeschrieben werden können, stellt die abgeleitete Masse der zirkumstellaren Scheibe von HBC 639 einen oberen Grenzwert dar.

Werden für das Scheibenmodell von HBC 639 Modellparameter gewählt, aus denen ein größerer FIR-Fluß resultiert, beispielsweise mit Hilfe einer Vergrößerung des Modellparameters β (s. Gl. 4.2), dann hat dies i.d.R. auch eine veränderte Scheibenform und damit eine modifizierte Intensitätsverteilung zur Folge. Insbesondere aus einer Vergrößerung des Modellparameters

^dDie Hauptkomponente ist die Nordwestkomponente des Systems.

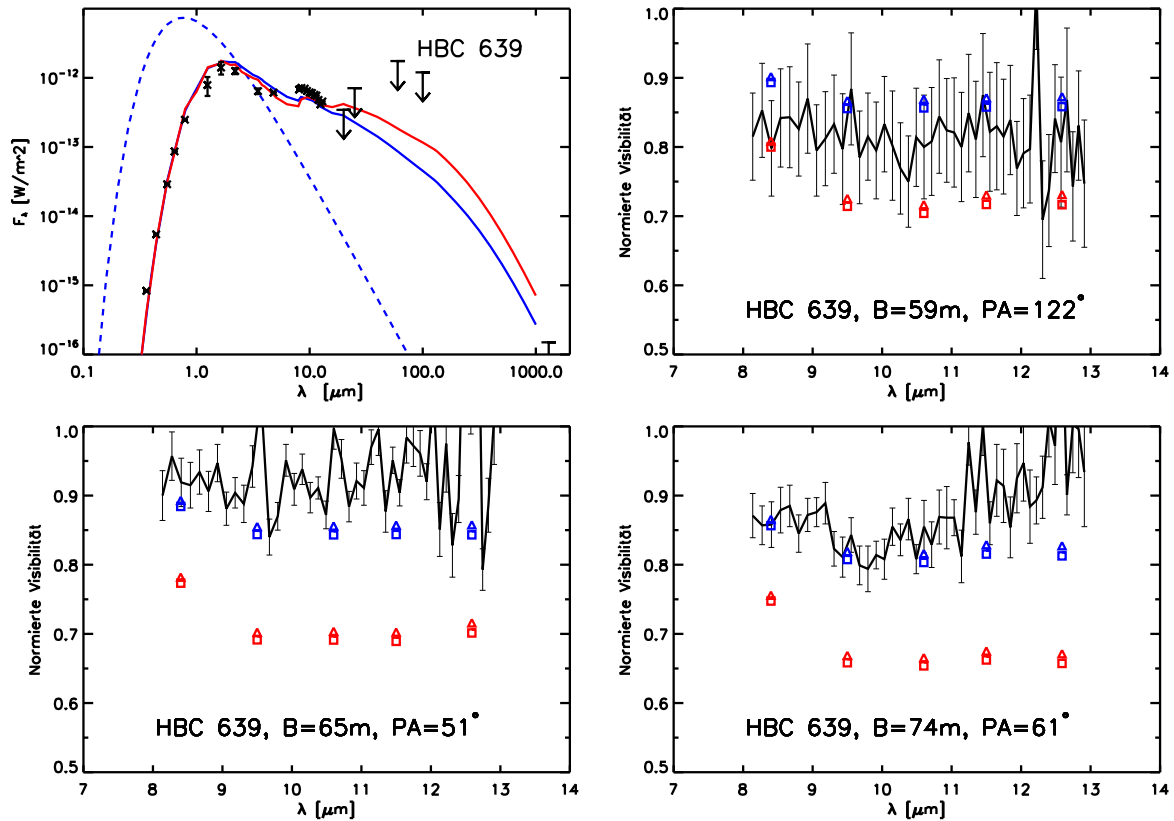


Abbildung 6.14: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von $B=59\text{ m}$, 65 m und 74 m , die aus den Beobachtungen und dem Modell von HBC 639 resultieren. Die photometrischen Messungen im FIR-Bereich werden dem Infrarotbegleiter zugeschrieben. Die roten Kurven/Punkte geben die Modellergebnisse wieder, die aus der Verwendung des Parameterwertes $\beta = 1,05$ resultieren, anstatt $\beta = 1,00$ zu verwenden (blaue Kurven/Visibilitätspunkte).

β weitet sich die Scheibe senkrecht zur Mittelebene auf, wodurch äußere Scheibenbereiche noch effektiver aufgeheizt werden. Die Intensitätsverteilung im MIR-Bereich nimmt folglich weniger stark zu großen Radien ab, was den Visibilitätsabfall nach sich zieht. Die Abb. 6.14 zeigt neben dem Ergebnis aus dem Modell, das am besten die Visibilitätsmessungen wiedergeben kann, auch die Ergebnisse eines zweiten Modells, bei dem $\beta = 1,05$ gewählt wird. Die übrigen Modellparameter bleiben ansonsten unverändert. Man erkennt, daß im Vergleich zum vorangehenden Modell die MIR-Visibilitäten auf allen Basislinien um mindestens 10% abnehmen, während der FIR-Fluß gleichzeitig um 160% zunimmt.

Das Fehlen einer Hülle um die Hauptkomponente könnte eine Erklärung dafür sein, warum Akkretionsprozesse schon zum Erliegen kamen. Denn gerade massereiche, zirkumstellare Hüllen stellen dem System auch längerfristig ausreichend Akkretionsmaterial zur Verfügung. Eine weitere Besonderheit von HBC 639 ist, daß sich die einzelnen Komponenten des Systems in einem sehr unterschiedlichen Entwicklungszustand befinden (Prato et al. 2003).

6.4.8 S CrA

Die Nordkomponente: Nur die photometrischen Messungen im NIR- und MIR-Band werden ausschließlich dieser Komponente zugeschrieben. Die anderen uns zur Verfügung stehenden Messungen konnten das System, bestehend aus der Nord- und Südkomponente, räumlich nicht auflösen.

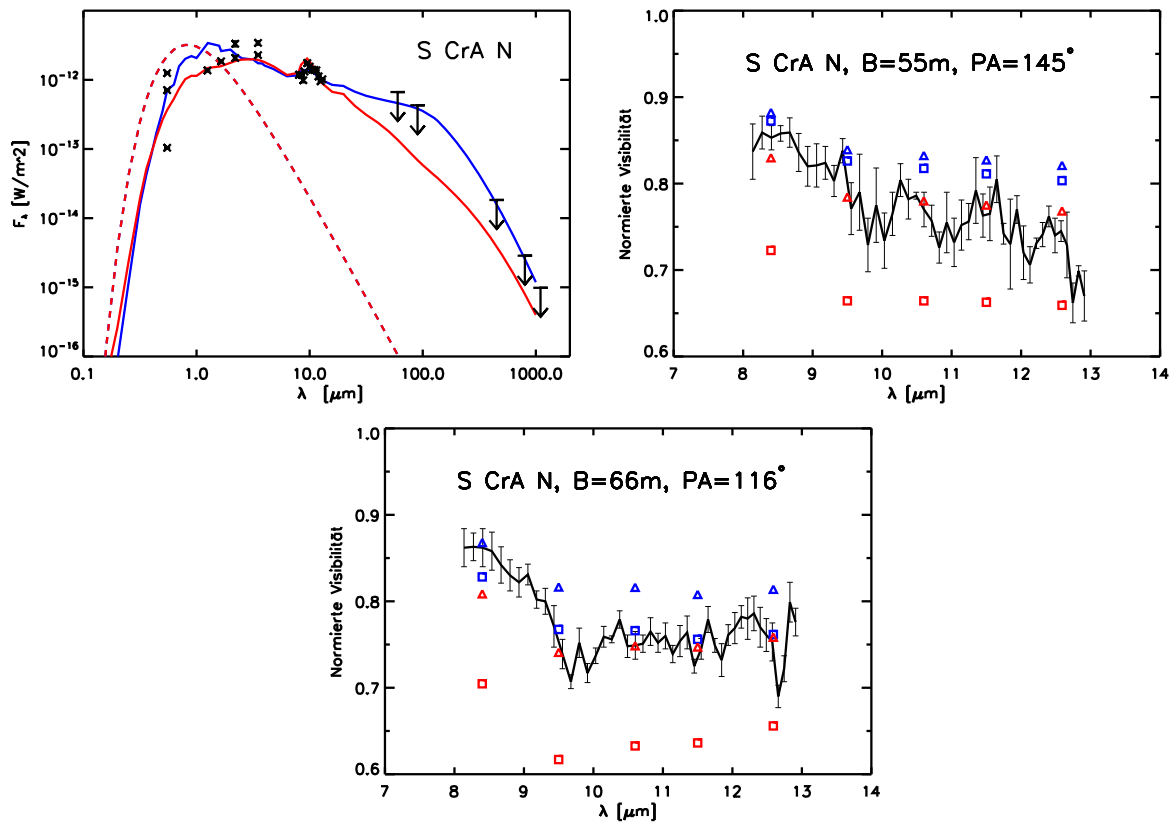


Abbildung 6.15: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinien von 55 m und 66 m, die aus den Beobachtungen und dem Modell von S CrA N resultieren. Ein zweites Modell mit $\beta=0,90$, $h_{100}=12$ AE und $c_1=5,5 \cdot 10^{-2}$ (rote Kurven/Visibilitätspunkte) kann den NIR-Bereich der spektralen Energieverteilung besser als das erste Modell (blaue Kurve/Visibilitätspunkte) wiedergeben.

Um generell einen zu hohen Fluß im visuellen und NIR-Spektralbereich sowie zu hohe MIR-Visibilitäten im Modell zu vermeiden, werden die in Tabelle 6.3 angegebenen Werte für A_V , T_* und T_{BL} herangezogen. Die im Modell verwendete visuelle Extinktion A_V und die effektive Sterntemperatur T_* liegen noch innerhalb der 1σ -Fehlerintervalle (1,0 mag bzw. 400 K) der Meßergebnisse, die aus der Studie von Prato et al. (2003) stammen. Die NIR-Flüsse, die aus dem Modell resultieren, weichen um 60 % von den gemessenen Werten ab (s. Abb. 6.15). Die Akkretionsleuchtkraft in diesem Modell liegt bei $0,7 L_\odot$. Die Hüllenmasse in diesem Modell beträgt $1,4 \cdot 10^{-9} M_\odot$.

Es kann noch ein zweites Modell für S CrA N gefunden werden, das zwar die Visibilitätsmessungen etwas schlechter wiedergibt (Abweichung von der Messung maximal 6 %), die spektrale Energieverteilung für Wellenlängen $\lambda < 14 \mu\text{m}$ kann aber im Gegensatz zum ersten Modell reproduziert werden. Analog zum Modell von HBC 639 (Kap. 6.4.7) müssen die FIR-Flüsse dann überwiegend der zweiten Komponente im System zugeordnet werden. Im Gegensatz zum ersten Modell werden hier für die Parameter β , h_{100} und c_1 die Werte 0,90, 12 AE bzw. $5,5 \cdot 10^{-2}$ verwendet. Je kleiner der Inklinationswinkel im ersten Modell ist, umso geringer ist die Abweichung zwischen Modell und Messung im NIR-Bereich. Hingegen kann im zweiten Modell auch noch ein Inklinationswinkel von $\vartheta = 45^\circ$ die spektrale Energieverteilung reproduzieren.

Die Südkomponente: Die Südkomponente von S CrA ist im visuellen und NIR-Bereich die leuchtschwächere Komponente im Doppelsternsystem. Das Objekt ist wie die Nordkomponente aktiv, was beispielsweise eine Untersuchung der Br γ -Linie ergab (z.B. Prato et al. 1997). Die Akkretionsrate ist bisher aber noch nicht bekannt. Die im Modell verwendete Massenakkretionsrate

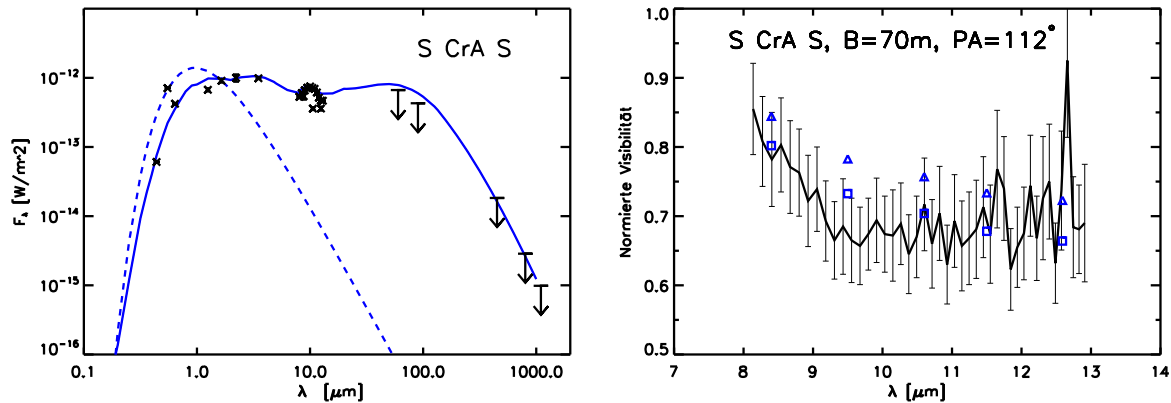


Abbildung 6.16: Spektrale Energieverteilung und MIR-Visibilitäten für die Basislinie von $B=70\text{ m}$, die aus den Beobachtungen und unserem besten Modell für $S\text{ CrA S}$ resultieren.

(s. Tabelle 6.3) ergibt mit den Messungen die beste Übereinstimmung. Die Akkretionsleuchtkraft liegt bei $0,2L_{\odot}$. Die Massenakkretionsrate, die in diesem Modell verwendet wird, stellt schon einen oberen Grenzwert dar, da für noch größere Raten, die Ausleuchtung der Scheibe verstärkt und die Sichtbarkeit im MIR-Bereich abnehmen würde. Wird hier auf den Ansatz der aktiven Scheibe verzichtet, aber eine zirkumstellare Hülle im Modell beibehalten, dann liegen Abweichungen nur bzgl. der modellierten Sichtbarkeit vor. Diese liegen dann um $+2\%$ höher als im Modell mit der Akkretion. Auf eine noch existierende Hülle um $S\text{ CrA S}$ und $S\text{ CrA N}$ deuten indirekte Hinweise: Um eine zu frühzeitige Verschiebung des Scheibeninnenradius zu größeren Radien zu verhindern (s. Kap. 7.1), kann eine massereiche Hülle auch längerfristig noch ausreichend Material für die Akkretion liefern (Prato et al. 1997) und damit für einen Erhalt des Innenradius bei $R_{\text{in}} = R_{\text{sub}}$ sorgen. Sie hat in unserem Modell aber nur eine Masse von $1,7 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$. Demnach müßten auch noch außerhalb der in unserem Modell implementierten Hülle größere Staubmengen vorliegen. Die Abb. 6.16 repräsentiert unsere Modellergebnisse.

6.5 Staubeentwicklung in allen T Tauri-Objekten?

Nachdem in Kap. 5.5 gezeigt wurde, daß die lokale Zusammensetzung des Silikatstaubs in der zirkumstellaren Scheibe um RY Tau vom Sternabstand abhängt, soll in diesem Teilabschnitt überprüft werden, ob sich in den jungen stellaren Objekten, die dieser Studie zugrunde liegen, die gleichen Abhängigkeiten finden lassen. In den Abb. 6.17f. werden die mittels MIDI gewonnenen Spektren und korrelierten Spektren aneinander gereiht dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet sind die Modellfunktionen sowie die kumulierten amorphen und kristallinen Silikatbeiträge (grüne, blaue bzw. rote Kurven; s. Legende von Abb. 2.4f.), die aus der Modellierung der $10\text{ }\mu\text{m}$ -Bande resultieren (Kap. 2). Die Ergebnisse dieser Studie sind in der Tabelle 6.5 zusammengefaßt und lassen folgende Schlußfolgerungen zu:^e

- i. Wie schon in Kap. 5.5 für RY Tau konstatiert wurde, bestätigt unsere Analyse der Silikatbande, daß der Beitrag des kristallinen Staubes mit dem räumlichen Auflösungsvermögen des Interferometers zunimmt. Dieser Anstieg des kristallinen Massenbeitrags setzt sich aber bei vier von zwölf Objekten, insbesondere bei den Messungen mit den längsten Basislinien, nicht kontinuierlich fort. Ein ungünstiger Positionswinkel der Basislinien^f könnte die Ursache für diese Anomalie sein.

^eDie Absorptionsbanden von T Tau Sa und T Tau Sb bleiben bei dieser Untersuchung unberücksichtigt.

^fwenn beispielsweise der Positionswinkel der Basislinie senkrecht zum Positionswinkel des Objektes steht, wodurch sich die räumliche Auflösung effektiv verringert (s. Kap. 7.4)

Tabelle 6.4: Relative Massenanteile von amorph-kleinem ($m_{a;k}$), amorph-großem ($m_{a;g}$) und kristallinem (m_k) Silikatstaub, abgeleitet aus den mit MIDI gewonnenen (korrelierten) Spektren (s. Gl. 2.1). Angegeben sind jeweils die effektiven Längen der Basislinien B und das jeweils daraus resultierende räumliche Auflösungsvermögen des Interferometers. Eine Basislinie von $B=0$ m entspricht der Beobachtung mit nur einem Teleskop. Falls keine Silikatemission vorliegen sollte, ist dies mit „–“ gekennzeichnet. Auf eine Modellierung der Silikatbanden in den korrelierten Spektren von RU Lup, die bei den Basislinien von $B=46$ m, 55 m und 61 m gemessen wurden, muß hier verzichtet werden, nachdem diese Spektren bei der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht zur Verfügung standen.

Objekt	B [m]	Auflösung	$m_{a;k}$ [%]	$m_{a;g}$ [%]	m_k [%]	T [K]
T Tau N	0	43 AE	22 ± 15	65 ± 20	13 ± 10	396 ± 5
	42	3,5 AE	16 ± 10	47 ± 17	38 ± 14	444 ± 4
	61	2,4 AE	6 ± 8	40 ± 22	54 ± 26	520 ± 12
	85	1,7 AE	13 ± 10	57 ± 20	30 ± 17	530 ± 10
DR Tau	0	43 AE	64 ± 9	2 ± 3	35 ± 10	373 ± 2
	61	2,4 AE	7 ± 7	8 ± 12	85 ± 25	429 ± 4
GW Ori	0	43 AE	29 ± 3	70 ± 5	1 ± 2	522 ± 7
	56	8,1 AE	29 ± 4	69 ± 6	2 ± 2	590 ± 11
	88	5,1 AE	31 ± 4	60 ± 6	9 ± 5	337 ± 4
HD 72106 B	0	43 AE	31 ± 9	41 ± 15	28 ± 8	433 ± 6
	88	3,4 AE	71 ± 5	8 ± 6	21 ± 6	232 ± 2
	127	2,4 AE	–	–	–	–
RU Lup	0	43 AE	9 ± 2	80 ± 7	11 ± 7	404 ± 3
	65	2,0 AE	10 ± 5	15 ± 13	75 ± 17	400 ± 4
AS 205 N	0	43 AE	45 ± 14	15 ± 14	39 ± 21	332 ± 3
	54	3,1 AE	40	46	14	364
AS 205 S	0	43 AE	18 ± 5	74 ± 6	8 ± 9	513 ± 9
	52	3,2 AE	17	76	7	593
HBC 639	0	43 AE	7 ± 4	72 ± 10	21 ± 10	524 ± 3
	59	3,0 AE	11 ± 5	27 ± 10	62 ± 14	526 ± 3
	65	2,7 AE	2 ± 3	30 ± 8	68 ± 8	518 ± 3
	75	2,3 AE	–	–	–	–
S CrA N	0	43 AE	19 ± 5	79 ± 8	3 ± 4	624 ± 5
	56	2,4 AE	–	–	–	–
	67	2,0 AE	–	–	–	–
S CrA S	0	43 AE	4 ± 2	45 ± 11	52 ± 14	431 ± 5
	71	1,9 AE	8 ± 8	64 ± 15	28 ± 11	477 ± 4

- ii. Der Massenanteil amorpher, $0,1 \mu\text{m}$ -kleiner Silikatkörner nimmt nur bei den Objekten T Tau N und DR Tau mit zunehmender Länge der Basislinie ab, während er bei allen übrigen Objekten nahezu konstant bleibt.
- iii. Der Massenanteil amorpher, $1,5 \mu\text{m}$ -großer Teilchen nimmt nur bei den Objekten DR Tau, AS 205 N und S CrA S mit dem räumlichen Auflösungsvermögen des Interferometers zu. Bei den Objekten T Tau N, GW Ori, HD 72106 B, RU Lup und HBC 639 hingegen nimmt er zugunsten des kristallinen Massenanteils mit zunehmender Länge der Basislinie sogar wieder ab. Es sei darauf verwiesen, daß zum kristallinen Massenanteil auch kristalline

Teilchen der Größe $1,5 \mu\text{m}$ beitragen. Dieses Resultat widerspricht dem Ergebnis, das bzgl. den HAeBe-Objekten gefunden wurde, wo mit zunehmender Länge der Basislinie auch der Anteil großer Körner zunimmt (van Boekel et al. 2004).

- iv. Bei wenigen Objekten (HD 72106 B, HBC 639, S CrA N) liegt im korrelierten Spektrum langer Basislinien keine Silikat-Emissionsbande vor. Die $10 \mu\text{m}$ -Bande tritt dann nicht auf, falls die mittlere Staubkorngröße in den betreffenden Scheibenregionen größer als $4 \mu\text{m}$ ist (s. Abb. 2.3; Min et al. 2006).

Resümierend wird bestätigt, daß die lokale Zusammensetzung des Silikatstaubs in den hier vorliegenden T Tauri-Objekten vom Sternabstand abhängt. Die Abhängigkeit liegt aber nicht mehr so eindeutig wie bei RY Tau und den HAeBe-Objekten vor (innen: kristallin-groß; außen: amorph-klein). Im Vergleich zu RY Tau muß dies aber nicht eine Folge der im Mittel geringeren Leuchtkraft der hier untersuchten T Tauri-Objekte sein, sondern kann sich auch aus dem kleineren Alter der Objekte ergeben.

6.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden von zwölf, überwiegend massearmen jungen stellaren Objekten die spektralen Energieverteilungen und die mit dem Interferometer MIDI gewonnenen Visibilitäten modelliert. Die Dichteverteilungen der zirkumstellaren Scheiben waren vom parametrisierten Modellansatz aus Gl. 4.1 und Gl. 5.4 vorgegeben. Die Ergebnisse dieses Kapitels sind:

- i. Alle Objekte dieser Studie konnten mit MIDI räumlich aufgelöst werden.
- ii. In unserer Modellstudie konnte gezeigt werden, daß die Ergebnisse räumlich hochauflösender Beobachtungen im MIR-Bereich, die ein Abbild kleinskaliger räumlicher Strukturen in der Größenordnung weniger Astronomischen Einheiten darstellen, *gleichzeitig* mit der spektralen Energieverteilung vom visuellen bis Millimeterbereich reproduziert werden können. Dabei ist aber zu beachten, daß die spektrale Energieverteilung keine räumlichen Informationen liefert. Die Menge derjenigen Modelle, die für sich alleine die spektrale Energieverteilung wiedergeben können, konnte von den Messungen mit MIDI eingeschränkt werden. Darüberhinaus konnten die Ergebnisse vorangegangener Parameterstudien, die auf großer räumlicher Skala durchgeführt wurden, von unserer Studie weitgehend bestätigt werden. Die Unterschiede, die vereinzelt zwischen den Meß- und Modellergebnissen auftreten (Massenakkretionsrate bei RU Lup; photometrische Flüsse bei AS 205 N und AS 205 S), können in der Variabilität der Objekte begründet sein.
- iii. Der Modellansatz der passiven Scheibe ist für zehn von insgesamt zwölf jungen stellaren Objekten nicht ausreichend, die spektralen Energieverteilungen und MIR-Visibilitäten reproduzieren zu können. Auch der Ansatz der rein aktiven Scheibe war überwiegend nicht in der Lage, die MIR-Visibilitäten wiederzugeben. Dies ist ein Ergebnis von Kap. 5 und resultierte auch aus ersten Modellierungsversuchen in der neuen Modellstudie dieses Kapitels. Der Modellansatz der aktiven Scheibe hingegen, in dem zusätzlich eine optisch dünne Hülle implementiert wurde, konnten die spektralen Energieverteilungen im NIR- und MIR-Bereich und gleichzeitig die MIR-Visibilitäten erklären. Eine Diskussion über die Ursache und Wirkung der zirkumstellaren Hülle erfolgte in Abschnitt 5.6.
- iv. Bei zwei Objekten dieser Studie, nämlich HD 72106 B und HBC 639, wurde auf den Ansatz der aktiven Scheibe mit Hülle verzichtet und ausschließlich das Modell der passiven Scheibe herangezogen.

Bei HD 72106 B handelt es sich um ein Objekt mit einem Alter von 10 Millionen Jahren. Die Hinweise, die für den hohen Entwicklungsgrad der Scheibe sprechen und schon in vorangegangenen Studien entdeckt wurden, sind die geringe Akkretionsrate und die großen Massenanteile an kristallinen und großen Staubkörnern (Schütz et al. 2005; Vieira et al. 2003).

Im Gegensatz dazu ist HBC 639 noch ein junges stellares Objekt (Wade et al. 2005). HBC 639 gehört aber der Klasse der „Weak-Line T Tauri-Sterne“ an.

- v. Je nachdem welche Messungen, insbesondere welche photometrischen Flüsse zur Modellierung zur Verfügung stehen, lassen sich verschiedene Parameterkombinationen finden (T Tau N, DR Tau, S CrA N), die in gleicher Weise die Meßdaten zu reproduzieren vermögen.
- vi. Bei T Tau S und GW Ori war eine Erweiterung des Modellansatzes notwendig:
 Neben einer zirkumstellaren Scheibe um T Tau Sa existieren unter Berücksichtigung aktueller Messungen mit dem VLA und SINFONIE Hinweise, die für eine zirkumbinäre Scheibe sprechen. Der T Tauri-Stern T Tau Sb würde demnach auf seiner Umlaufbahn eine Lücke zwischen der zirkumstellaren und zirkumbinären Region erzeugen. Unser Modellansatz wurde für dieses System um die Parameter des Innen- und Außenradius der zirkumbinären Scheibe erweitert. Zur Vereinfachung besitzt die zirkumbinäre Scheibe die gleichen Scheibenparameter β und h_{100} wie die zirkumstellare Scheibe. Mit Hilfe der Messungen mit MIDI konnte letztendlich aber nicht die Präsenz einer zirkumbinären Scheibe bestätigt werden.
 Bei GW Ori, bei dem auch ein stellarer Begleiter im projizierten Abstand von ca. 1 AE entdeckt wurde, verfuhr man in einem zweiten Modellansatz entsprechend, ohne aber ein Modell zu finden, daß alle Meßergebnisse komplett wiedergeben kann.
 Die beiden Modelle von T Tau S und GW Ori machen deutlich, daß nicht jedes T Tauri-Objekt einheitlich mit dem Ansatz der aktiven Scheibe mit Hülle modelliert werden kann. Zur weiteren Analyse sind weitere, für diese Objekte spezifische Modellmodifikationen bzw. zusätzliche, räumlich hochauflösende Beobachtungen vonnöten.
- vii. Die hellsten Komponenten der Mehrfachsysteme T Tau, AS 205 und S CrA konnten mit MIDI räumlich getrennt beobachtet werden. In diesen Objekten lassen sich in den inneren Scheibenregionen, die MIDI gemessen werden können, keine strukturellen Unterschiede gegenüber den Einfachsystemen aufzeigen. Nur der in den spektralen Energieverteilungen von HD 72106 B und HBC 639 vorliegende, mit zunehmender Wellenlänge streng monoton abnehmende Infrarotexzeß deutet darauf hin, daß die stellaren Begleiter dieser beiden letztgenannten Objekte jeweils die äußeren Randstrukturen der zirkumstellaren Scheiben beschneiden.
- viii. Analog zu RY Tau läßt sich auch bei den leuchtschwächeren, jüngeren T Tauri Sternen trotz der größeren Streuung feststellen, daß der Massenanteil von kristallinem Silikat mit zunehmenden Auflösungsvermögen des Interferometers zunimmt.

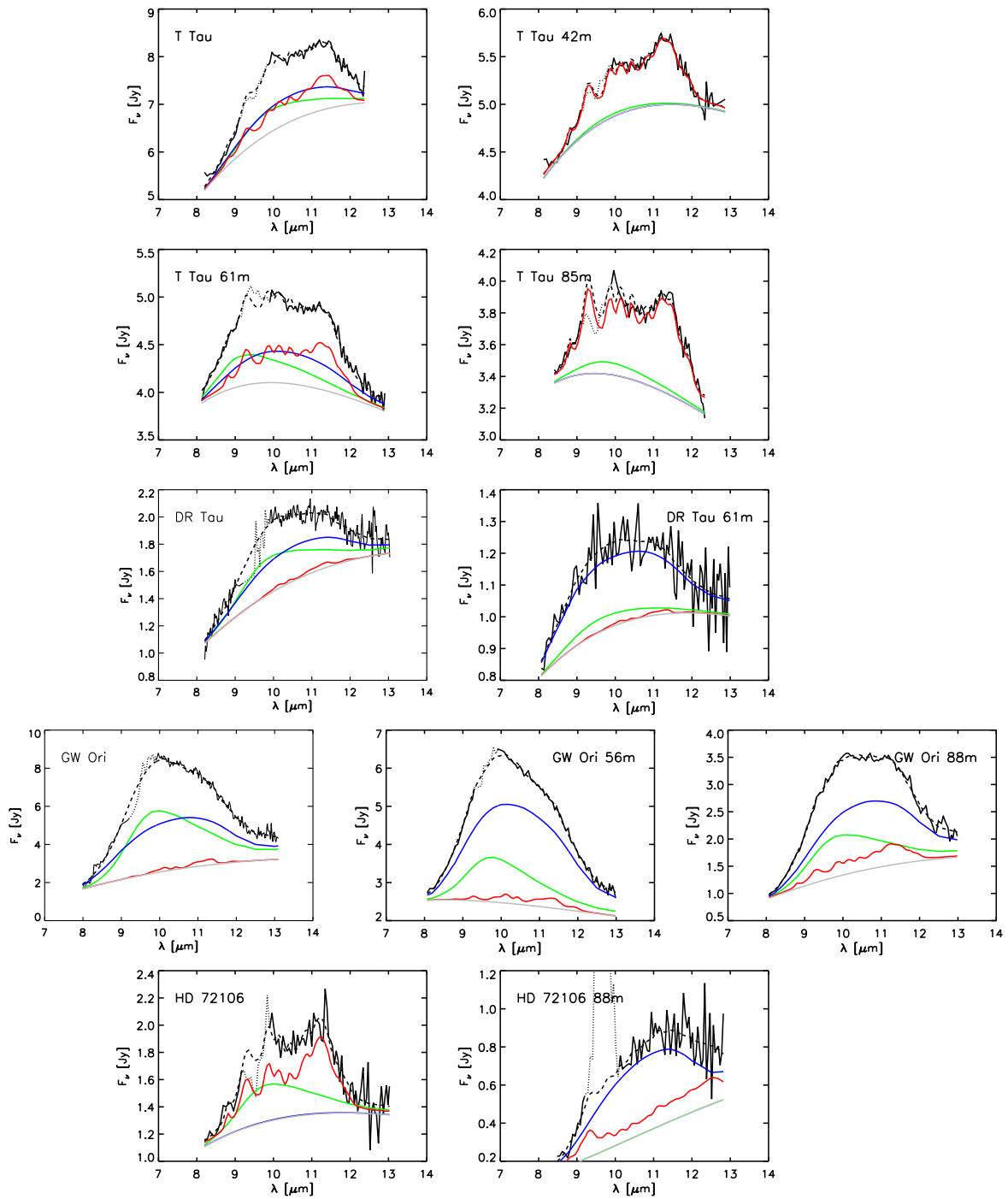


Abbildung 6.17: (Korrelierte) N-Band Spektren der Objekte, die in dieser Studie mit MIDI beobachtet wurden (durchgezogene, schwarze Linien). Die Modellspektren mit den kleinsten χ^2 -Werten sind in den Abb. gestrichelt eingezeichnet (s. Kap. 2). Aufgrund des in einigen Spektren vorliegenden tellurischen Ozonbandes ging das Wellenlängenintervall zwischen $\sim 9,0\mu\text{m}$ und $\sim 9,7\mu\text{m}$ nicht in die Modellierung ein (gepunktete schwarze Linie). Die grünen, blauen und roten Kurven entsprechen den kumulierten Massenanteilen von $0,1\mu\text{m}$ - und $1,5\mu\text{m}$ -großen, amorphen sowie von kristallinen ($0,1\mu\text{m}$ - und $1,5\mu\text{m}$ -großen) Silikatkörnern. Bei den korrelierten Spektren von HD 72106 B, HBC 639 und S CrA N, die aus den Beobachtungen mit den längsten Basislinien resultieren und hier nicht gezeigt werden, liegen keine Emissionsbanden vor.

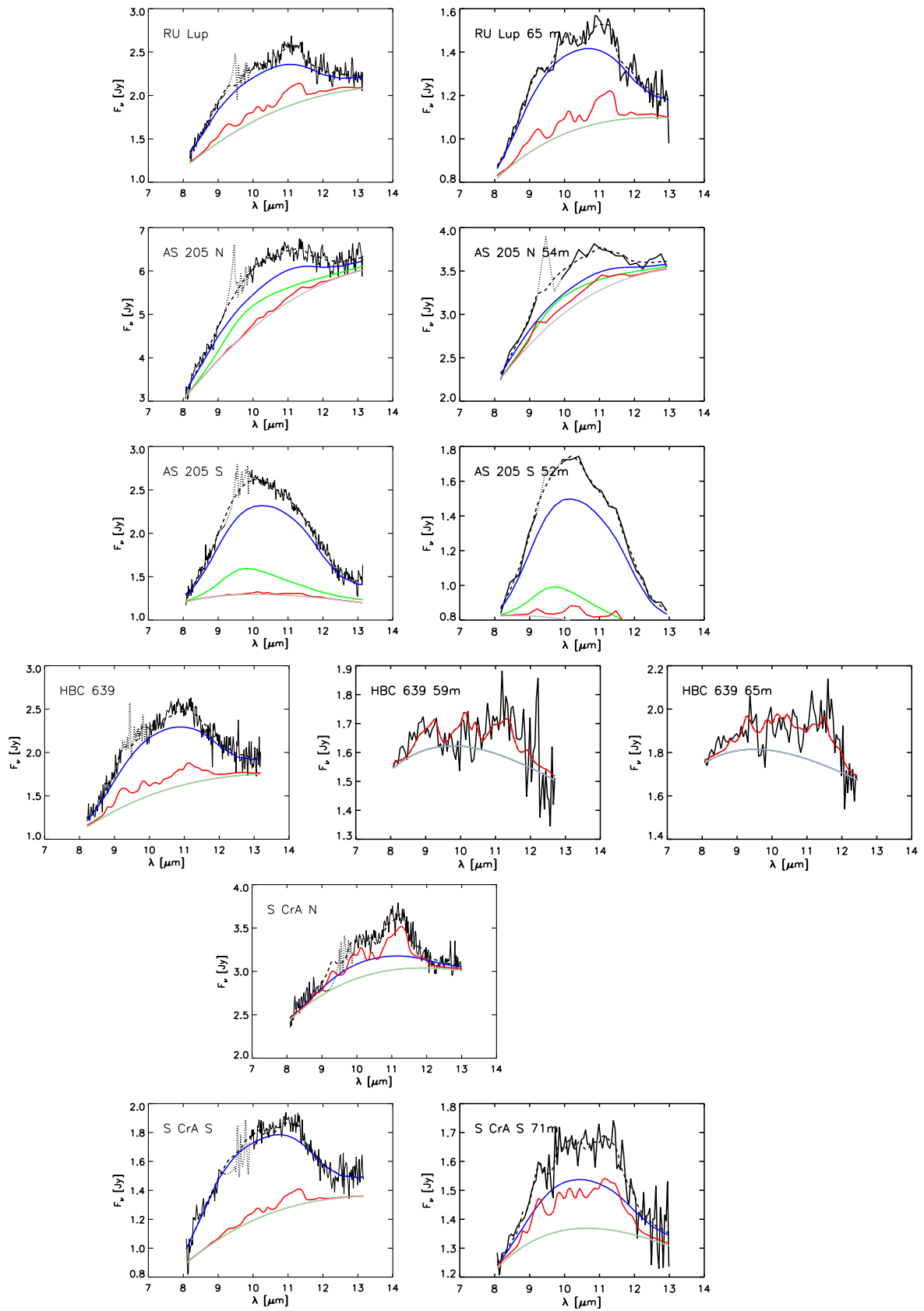


Abbildung 6.18: Fortsetzung von Abb. 6.17.

7

Die innersten Strukturen zirkumstellarer Scheiben

7.1 Entwicklung am Scheibeninnenrand

Beobachtungen der inneren Randstrukturen zirkumstellarer Scheiben werden durch die Annahme motiviert, daß die dort vorliegenden hohen Teilchendichten die Entwicklung von Planetesimalen und Planeten begünstigen (Klahr et al. 2003; Wünsch et al. 2005). Der Staub besitzt, zumindest in den oberflächennahen Scheibenlagen dieser Regionen, Temperaturen von weit über 1000 K und strahlt gemäß des Wienschen Verschiebungsgesetzes größtenteils im NIR- und MIR-Bereich. In der Regel wird der dominierende Anteil des NIR-Exzesses einem Grenzwall am Innenrand der zirkumstellaren Scheibe zugeschrieben (Dullemond & Dominik 2004; s. Kap. 5.4.2). Erste interferometrische Beobachtungen junger stellarer Objekte im NIR-Bereich (Millan-Gabet et al. 2001) und die daran anschließende Modellierung der Meßergebnisse mit Hilfe einfacher Ringmodelle gaben den Anstoß zur Entstehung der Idee des Grenzwalls.

Der Innenradius der zirkumstellaren (Staub-)Scheibe ist selbst eine wichtige Systemgröße. Generell wird vermutet, daß die Sublimationstemperatur des vorliegenden Staubes den Innenradius der Scheibe festlegt. Spektrophotometrische Messungen von älteren jungen stellaren Objekten (Alter > 6 Millionen Jahre; Haisch et al. 2001; Carpenter et al. 2005) haben aber gezeigt, daß sich das Scheibeninnere radial, von innen nach außen auflöst (z.B. Weinberger et al. 1999; Grady et al. 2001). Eine homologe Weiterentwicklung der Scheibe, bei der zwar die Scheibenmasse aufgrund von Akkretion abnimmt, jedoch die Dichtestruktur am Scheibenrand, wie es von Wood et al. (2002b) vorgeschlagen wurde, erhalten bleibt, ist demnach auszuschließen. Bisher sind verschiedene Theorien entwickelt worden, die eine Verschiebung des Scheibeninnenradius zu größeren Radien zu erklären versuchen. Hier sind u.a. zu nennen: Akkretionsprozesse, einschließlich der Wechselwirkung von zirkumstellarer Materie mit dem stellaren Magnetfeld (Hartmann et al. 1998; Armitage et al. 1999), Akkumulation kleinerer Staubkörner zu Teilchenclustern (z.B. Weidenschilling & Cuzzi 1993; Blum & Wurm 2000) oder die durch UV-Einstrahlung des Sterns verursachte Photoverdampfung (Hollenbach et al. 1994). Zum gegenwärtigen Zeitpunkt wird insbesondere ein von der Photoverdampfung ausgelöster Mechanismus im Zusammenspiel mit Teilchenwachstum und einem kontinuierlich abnehmenden Akkretionsfluß favorisiert (Dullemond et al. 2006). Bei der Photoverdampfung werden oberflächennahe Moleküle und Teilchen der Scheibe (Gasmoleküle und kleine Staubteilchen) durch UV-Einstrahlung des Sterns augenblicklich derart stark aufgeheizt, daß sie dabei Geschwindigkeiten erreichen können, die ausreichen, dem gravi-

tativen Einflußgebiet von Stern und Scheibe zu entkommen. Auch der stellare Strahlungsdruck und der Poynting-Robertson-Effekt spielen eine herausragende Rolle bei der Auflösung innerster Randstrukturen (Takeuchi & Lin 2003). Ist der nach innen gerichtete Massenakkretionsfluß kleiner als der durch die Photoverdampfung ausgelöste, nach außen gerichtete Teilchenfluß, so kann sich über einen sehr kurzen Zeitraum von ca. 100.000 Jahren das Scheibeninnere bis zu einem Radius weniger Astronomischen Einheiten auflösen. Nur Teilchenwachstum kann verhindern, daß zu große Mengen an Staubteilchen aus dem Scheibeninneren entweichen und somit bei der Planetenbildung fehlen.

Abgesehen von den Hinweisen aus der direkten Abbildung gibt es auch einen indirekten Hinweis, der für die Auflösung innerer Scheibenstrukturen spricht. Ein solcher indirekter Hinweis wurzelt im Flußexzeß des NIR- und MIR-Bereichs. Nimmt am Scheibeninnenrand, nahe der Sublimationsgrenze, die Menge an kleinsten ($< 0,01 \mu\text{m}$) Staubteilchen ab, mangelt es an Teilchen, die effektiv NIR-Strahlung emittieren. Die NIR- und MIR-Emission geht dadurch kontinuierlich zurück bis nur noch der stellare Strahlungsfluß übrigbleibt. In der Regel erfüllen Klasse-II-Objekte die Bedingungen $K-N > 2 \text{ mag}$ und $K-L > 0,4 \text{ mag}$ (Kenyon & Hartmann 1995). Es existieren nun aber auch wenige Klasse-II-Objekte mit $K-N > 2 \text{ mag}$, aber $K-L < 0,4 \text{ mag}$. Sofern dann noch Hinweise fehlen sollten, die für Akkretionsprozesse in der Scheibe sprechen, vermuteten McCabe et al. (2006), daß diese zuletzt erwähnten Farbbeziehungen ein Indiz für die Verschiebung des Scheibeninnenrandes zu größeren Radien sein könnte. In Kap. 7.4 kommt man nochmals auf diesen Sachverhalt zurück.

7.2 Beobachtungen mit dem Interferometer AMBER

Der T Tauri-Stern HD 143006 wurde in der Nacht vom 6. auf den 7. August 2006 mit dem Interferometer AMBER am VLTI beobachtet (Petrov et al. 2005)^a. Im Gegensatz zu MIDI ist AMBER ein Interferometer, das im NIR-Bereich arbeitet ($\lambda \in [1,1 \mu\text{m}; 2,4 \mu\text{m}]$). Darüberhinaus wird bei AMBER mit drei Teleskopen gleichzeitig beobachtet, wodurch man neben drei Visibilitätsmessungen zusätzliche Phaseninformationen erhalten kann. Solche Phaseninformationen sind neben der Visibilität Voraussetzung dafür, ein Bild des Objektes rekonstruieren zu können (z.B. Jennison 1958; Leinert 1992; s. Kap. 9).

Um HD 143006 noch räumlich aufzulösen, wurde für die Beobachtung mit AMBER das Teleskoptripler UT2-UT3-UT4 verwendet (s. Abb. 7.1). Die Basislinie UT2-UT4 kann eine Länge von maximal 89 m erreichen, was im K-Band einer Winkelauflösung von 2,5 Millibogensekunden bzw. bei einer Entfernung von $d = 145 \text{ pc}$ einer räumlichen Auflösung von 0,37 AE entspricht. Die räumliche Auflösung von AMBER, die man mit den beiden verbleibenden Teleskoppaaren UT2-UT3 und UT3-UT4 maximal erzielen kann, nämlich 5,4 und 4,2 Millibogensekunden bei Basislinien von $B = 47 \text{ m}$ und 62 m , ist nur um einen Faktor 2 größer als die Auflösung, die mit MIDI bei einer Wellenlänge um $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$ maximal erzielt wird.

Obwohl die interferometrische Beobachtung mit AMBER gleichzeitig mit drei Teleskopen durchgeführt wird, ist der Ablauf mit MIDI vergleichbar (s. Kap. 5.2). Die Beobachtung beginnt mit Aufnahmen, die der Wellenlängenkalibration und der Messung des photometrischen Flusses dienen, woran sich Dunkelstrombildaufnahmen sowie Aufnahmen des Objektes und des Himmelshintergrunds anschließen (s. Kap. 3.3). Analog zu MIDI wird das Licht mit Hilfe eines Prismas spektral zerlegt ($\lambda/\Delta\lambda \approx 35$). Da das für diese Studie beobachtete Objekt HD 143006 eine für AMBER grenzwertige Helligkeit von knapp 7 mag im K-Band besitzt, benutzte man zur Unterstützung der Aquisition des Objektes das Instrument IRIS (VLTI InfraRed Image Sensor; Gitton et al. 2004). IRIS verwendet den Fluß im J- und H-Band dafür, das Objekt über den Beobachtungszeitraum hinweg stabil auf dem Detektor zu halten. Nachteil dieser Technik ist aber, daß zur späteren wissenschaftlichen Analyse nur der K-Band-Fluß zur Verfügung steht. Wie

^aim Rahmen von „Service Mode“-Beobachtungen und in „offener Beobachtungszeit“

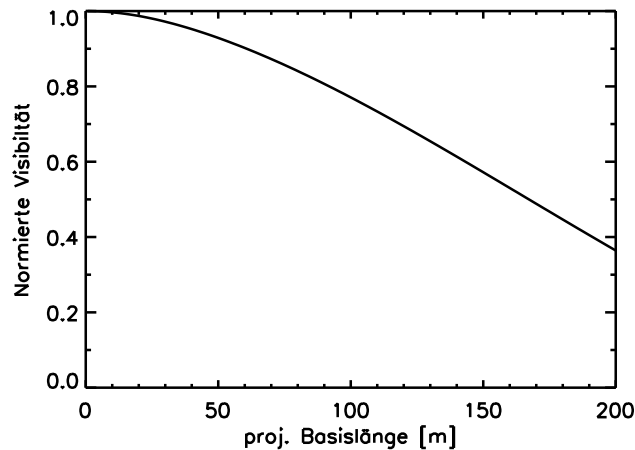


Abbildung 7.1: Normierte Visibilität V als Funktion der effektiven Länge der Basislinie aufgetragen und für eine Wellenlänge von $\lambda = 2,3\mu\text{m}$ berechnet. Bei der Berechnung dieser Kurve ging man von einem Scheibenmodell von Objekt HD 143006 aus. Um die innerste Region der zirkumstellaren Scheibe ($\approx 1\text{ AE}$) auflösen zu können, muß eine Winkelauflösung von mindestens 6 Millibogensekunden erzielt werden, was einer Basislinie von $B \approx 40\text{ m}$ entspricht.

auch bei den Beobachtungen mit MIDI kam hier zum Ausgleich atmosphärischer Turbulenzen die adaptive Optik MACAO zum Einsatz. Mit einer Helligkeit von 10,2 mag im visuellen Wellenlängenbereich konnte das Objekt HD 143006 selbst als Referenzstern (Coudé Guiding Star) herangezogen werden. Generell dient dieser Stern, dessen Lichtwellen den gleichen Deformationen in der Atmosphäre wie die Wellen des Objektes ausgesetzt sind, als Referenz zur Korrektur der atmosphärischen Turbulenzen. Die Tabelle 7.1 faßt unsere Beobachtung mit AMBER zusammen.

7.3 Reduktion von AMBER-Daten

Die Visibilität V erhält man durch Lösen der linearen Gleichung:

$$\vec{I} = \mathbf{M}_{V2P} \cdot \vec{V}. \quad (7.1)$$

Hier stellt \vec{I} das auf dem Detektor gemessene vektorielle Interferogramm, d.h. die Messung selbst dar, nachdem der aus der photometrischen Kalibration erhaltene Gesamtfluß subtrahiert wurde. Der Vektor \vec{V} ist die gesuchte Visibilität.^b Die Matrix \mathbf{M}_{V2P} ^c bildet das lineare Bindeglied zwischen Visibilität und Messung.

Die Beobachtung eines Standardsterns mit bekanntem Durchmesser und homogener Oberflächenhelligkeit, d.h. mit bekannter Visibilität, dient der Bestimmung der \mathbf{M}_{V2P} -Modulationsübertragungsmatrix (s. Coudé du Foresto et al. 1997). Bei unseren Beobachtungen wurde als Standardstern der K2 III-Hauptreihenstern HD 143009 ausgewählt, der einen Durchmesser von $(1,25 \pm 0,02)$ Millibogensekunden und eine Helligkeit von 3,11 mag im K-Band besitzt.^d Mit Hilfe einer Inversion der Matrix \mathbf{M}_{V2P} , die eine der Hauptaufgaben der Datenreduktion ist, kann \vec{V} bestimmt werden (s. Tatulli et al. 1996). Hier erfolgt die Datenreduktion mit Hilfe des frei erhältlichen „Ammyorick-AMBER-Datenreduktionspaketes“^e (Millour et al. 2004). Auf-

^bGenau genommen stellt \vec{V} das Produkt der Durchmesser zweier Strahlengänge i und j und des korrelierten Flusses $F_{\text{corr}} \propto \sqrt{t^i t^j} V^{ij}$ dar. Dabei ist $t^i \in [0; 1]$ die Transmission von Strahlengang i und V^{ij} die entsprechende Visibilität.

^cengl.: Visibility to Pixel Matrix

^ds. Kalibratorenliste CalVin: <http://www.eso.org/instruments/amber/tools/>

^e<http://amber.obs.ujf-grenoble.fr/>

Tabelle 7.1: Überblick über die Beobachtung von HD 143006 mit AMBER. Beobachtungsdatum und -zeit (UT), die effektive Länge (L), der Positionswinkel (PA) der drei Basislinien (UT2-UT3/UT3-UT4/UT2-UT4) und die mittlere Luftmasse (AM) sind angegeben.

Datum	UT	Objekt	L [m]	PA [°]	AM
07.08.2006	01 : 54 – 03 : 58	HD 143006	36/45/52	51/152/110	1,8

grund mechanischer Vibrationen, die stets während den Messungen am VLTI auftreten (Milour et al. 2007), ist es wichtig, nur die Einzelaufnahmen mit den höchsten Signal-zu-Rausch-Verhältnissen zur Berechnung der Visibilität heranzuziehen. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist hier definiert als das Produkt der Signal-zu-Rausch-Verhältnisse von Gesamtfluß und Interferenzsignal (s. Gl. 20 in Tatulli et al. 1996). Insgesamt wurden nur 25 % aller Einzelaufnahmen mit den niedrigsten Signal-zu-Rausch-Verhältnissen zur Berechnung der Visibilität herangezogen. In vorangehenden Studien (Weigelt et al. 2007) wurde der gleiche Prozentsatz aller Einzelaufnahmen bei der weiteren Auswertung berücksichtigt. Wird ein zu geringer Prozentsatz gewählt, so verringert sich die statistische Signifikanz der Fehlerabschätzung. Wird bei der Reduktion hingegen ein zu hoher Prozentsatz an Einzelmessungen berücksichtigt, so werden auch Einzelaufnahmen miteinbezogen, die aufgrund der vorliegenden mechanischen Vibrationen nur noch ein schwaches Signal zeigen und dadurch das Gesamtsignal im Mittel verschlechtern.

7.4 Meßergebnis und Modellierung

Eine kurze Übersicht von vorangegangenen Modellstudien über HD 143006 präsentieren das Kap. G.8 sowie Tabelle 7.2. Es sei erwähnt, daß HD 143006 im Rahmen des FEPS-Programms^f mit dem Spektrographen IRS (InfraRed Spectrograph) am Spitzer Weltraumteleskop beobachtet wurde. Das Spektrum umfaßt den Wellenlängenbereich von $5,2 \mu\text{m}$ bis $38,0 \mu\text{m}$, wobei eine spektrale Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda \approx 60$ erzielt werden konnte. Dieses Spektrum wurde bei der Modellierung der spektralen Energieverteilung ebenfalls berücksichtigt. Bei der Analyse der $10 \mu\text{m}$ - und $18 \mu\text{m}$ -Banden gemäß Kap. 2 zeigte es sich^g, daß die Reemissionseigenschaften der Scheibe im MIR-Bereich von großen Mengen an kristallinen und großen Staubteilchen dominiert werden. Unter Berücksichtigung des Sternalters von über 8 Millionen Jahren erwuchs daraus die Annahme, die Entwicklung der Scheibe könnte derart fortgeschritten sein, daß eine nach außen gerichtete Verschiebung des Innenradius der Scheibe schon eingesetzt hat.

Wie oben erwähnt, stand für unsere interferometrische Messung mit AMBER nur der K-Band-Fluß zur Verfügung. In diesem Spektralbereich konnte das Objekt HD 143006 letztendlich nur auf der Basislinie UT3-UT4 räumlich aufgelöst werden (s. Abb. 7.2). Auf der längsten Basislinie UT2-UT4 hingegen wurde das Objekt nicht aufgelöst, was am Positionswinkel dieser Basislinie während der Messung liegen kann (s. Tabelle 7.1). Ist der Inklinationwinkel des Objektes deutlich größer als 0° und liegt die Basislinie parallel zur großen Halbachse der Projektion des Objektes, so erzielt man die höchste räumliche Auflösung mit dem Interferometer. Liegt hingegen die Basislinie senkrecht zur großen Halbachse, also parallel zur kleinsten Ausdehnung der Projektion des Objektes, so ist die räumliche Auflösung reduziert. Dadurch kann die geringe räumliche Auflösung der Basislinie UT2-UT4 erklärt werden. Die Tabelle 7.3 gibt in Abhängigkeit von der Ortszeit (5 Stunden Zeitunterschied zu UT) die Höhe von HD 143006 über dem Horizont, die Positionswinkel und die effektiven Längen der verwendeten Basislinien wieder. Sie zeigt, daß unter Berücksichtigung der Längen der Basislinien der Tag für eine

^fengl.: Formation and Evolution of Planetary Systems; Spitzer Legacy Program

^ghier nicht abgebildet; s. Bouwman et al. 2007, in Vorbereitung

Tabelle 7.2: *Eigenschaften von HD 143006. Anstatt bei der Modellierung einen Wert von $0,6L_{\odot}$ für die stellare Leuchtkraft zu verwenden, wird der Wert $3,5L_{\odot}$ eingesetzt. Nur diese Leuchtkraft ist in der Lage, den UV-Bereich des Spektrums, der überwiegend vom Stern vorgegeben wird, zu reproduzieren .*

Parameter	Wert	Referenz
RA (J2000,0)	15 58 36,9	1
DEC (J2000,0)	−22 57 15,3	1
Entfernung d	145 pc	2
Visuelle Extinktion A_V	0,8 mag	3
Spektraltyp	G6/8	4
Sternmasse M_{\star}	$1,1M_{\odot}$	5
Effektive Sterntemperatur T_{\star}	5900 K	5
Stellare Leuchtkraft L_{\star}	$0,6L_{\odot}$ ($3,5L_{\odot}$)	5
Alter A	8 Ma	5

Referenzen – **1:** Cutri et al. (2003); **2:** FEPS-Datenbasis; **3:** Pottasch & Parthasarathy (1988); **4:** Houk et al. (1988); **5:** Valenti & Fischer (2005)

Beobachtung des Objektes nicht optimal gewählt wurde. Nachdem das Objekt nur auf einer Basislinie räumlich aufgelöst werden konnte, können aus den Phaseninformationen, die man aus den Beobachtungen mit AMBER erhält, auch keine weiteren räumlichen Informationen extrahiert werden (s. Kap. 9).

Die Abb. 7.2 präsentiert zusammen mit den in vorangegangenen Beobachtungen gemessenen photometrischen Flüssen von HD 143006 das kalibrierte Ergebnis unserer Messung mit AMBER. Gleichzeitig werden in dieser Abb. die spektrale Energieverteilung und die Visibilitäten, die aus unserem besten Scheibenmodell für HD 143006 gewonnen werden, vorgestellt. Die Parameter desjenigen Scheibenmodells, das am besten die photometrischen Flüsse und Visibilitäten reproduziert, sind in der Tabelle 7.4 aufgelistet. Analog zum vorangehenden Kap. 6 dient der Modellierung der Scheibe eine Dichteverteilung, die mit Hilfe des parametrisierten Ansatzes Gl. 4.1 vorgegeben wird. Zum Einsatz kommt hier auch das Zwei-Schichten-Scheibenmodell aus Kap. 5.3.2.

Tabelle 7.3: *Ortszeit t und Höhe h von HD 143006 über dem Horizont, Positionswinkel PA und die effektiven Längen L der Basislinien UT2-UT4, UT2-UT3 und UT3-UT4 in der Nacht vom 6. auf den 7. August 2006. Die Beobachtung wird einerseits begrenzt von der einsetzenden Abenddämmerung um 18:00 Uhr Ortszeit und von einer Objekthöhe um 30° , bei der ein Objekt aufgrund technischer Gründe gerade noch vom VLTI beobachtet werden kann. Zur Berechnung dieser Daten wurde das von R. Köhler bereitgestellte Programm „Cheddar“ verwendet. „Cheddar“ ist frei erhältlich unter <http://www.lsw.uni-heidelberg.de/users/rkoehler/Cheddar/>.*

t	UT2-UT3			UT3-UT4			UT2-UT4		
	h [°]	PA [°]	L [m]	h [°]	PA [°]	L [m]	h [°]	PA [°]	L [m]
18 : 00	76	33	46	76	105	61	76	75	87
19 : 00	88	40	47	87	111	62	88	81	89
20 : 00	75	45	46	76	117	61	76	87	87
21 : 00	62	49	44	62	126	57	62	93	79
22 : 00	49	51	41	49	137	51	49	100	67
23 : 00	35	51	36	35	152	45	35	110	52

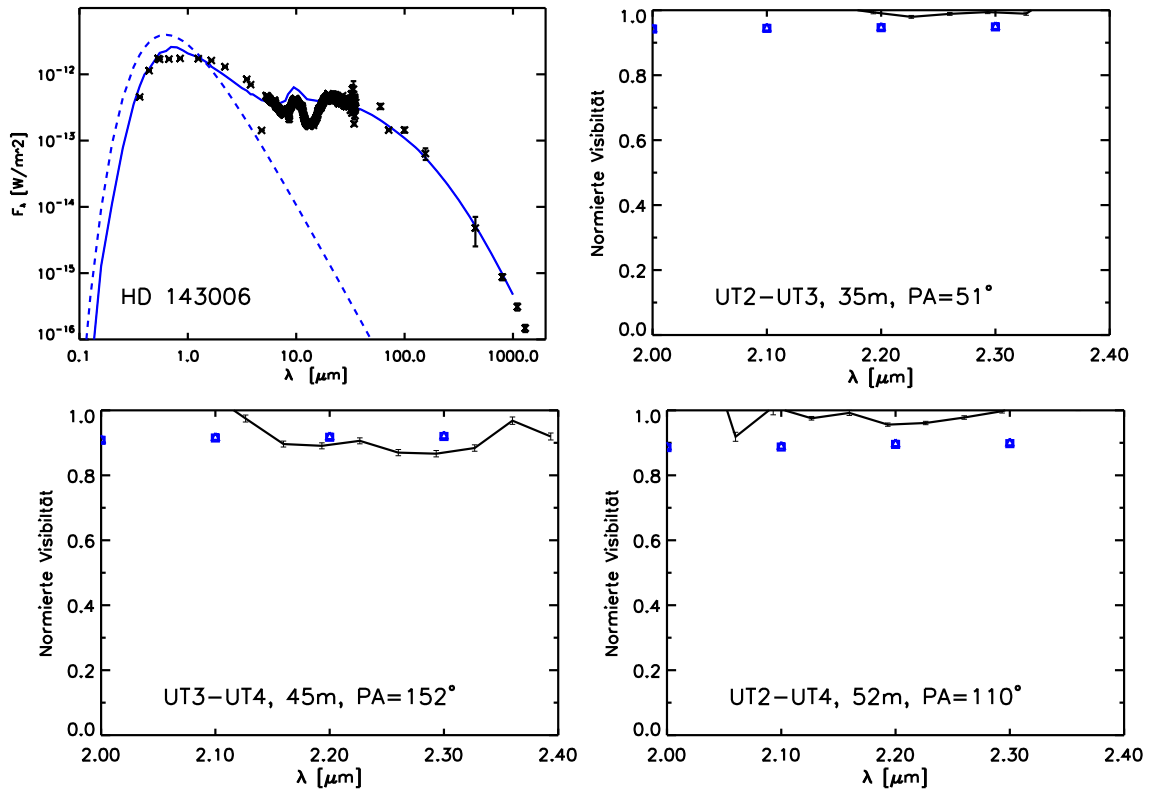


Abbildung 7.2: Spektrale Energieverteilung von HD 143006 (oberes linkes Bild). Eingezeichnet sind die photometrischen Meßwerte sowie die zugehörigen 1σ -Fehler aus vorangegangenen Publikationen (s. Kap. G.8) und die aus unserem besten Scheibenmodell für HD 143006 resultierende spektrale Energieverteilung (blaue Kurve). Gestrichelt ist das Spektrum des Sterns eingezeichnet, bei dem im Gegensatz zum Gesamtspektrum keine visuelle Extinktion von $A_V = 0,8 \text{ mag}$ berücksichtigt wurde. Die anderen Abb. geben unsere interferometrischen Messungen sowie die aus dem Scheibenmodell resultierenden Visibilitäten (blau) wieder. Die interferometrischen Messungen bei den Basislinien von $B=35 \text{ m}$ und 52 m sind unaufgelöst.

Die aus unserem Modell von HD 143006 resultierende stellare Leuchtkraft stimmt nicht mit dem von Valenti & Fischer (2005) prognostizierten Wert überein. Unter Berücksichtigung einer visuellen Extinktion von $A_V = 0,8 \text{ mag}$ und einer Entfernung von $d = 145 \text{ pc}$ ist eine stellare Leuchtkraft von $L_\star < 3,5 L_\odot$ auszuschließen, da die aus dem Modell ermittelten UV-Flüsse ansonsten unter den gemessenen Werten liegen würden. Auch ist anzuzweifeln, daß bei einem 8 Millionen Jahre alten Objekt die Massenakkretion noch eine genügend hohe Akkretionsleuchtkraft im visuellen Wellenlängenbereich freisetzen kann, um von einer stellaren Leuchtkraft von $L_\star = 0,61 L_\odot$ ausgehen zu können. Die Akkretionsleuchtkraft in unserem Modell liegt bei $L_{\text{acc}} = 0,2 L_\odot$, die Hüllenmasse bei $1 \cdot 10^8 M_\odot$.

Der aus dem Modell resultierende Innenradius der zirkumstellaren Modellscheibe wird mit $R_{\text{in}} = 0,1 \text{ AE}$ derart gewählt, daß $R_{\text{in}} = R_{\text{sub}}$ gilt. Unser Modell kann demnach nicht unsere ursprüngliche Annahme bestätigen, bei HD 143006 läge der Scheibeninnenrand R_{in} bei deutlich größeren Radien als der Sublimationsradius vorgibt. Dies wäre ansonsten ein Indiz für die strukturelle Auflösung des Scheibeninneren gewesen. Auch der Farbexzeß von $K-N = 3,4 \text{ mag}$ und $K-L = 0,9 \text{ mag}$ spricht gegen eine Auflösung der inneren Scheibenbereiche (Kap. 7.1; McCabe et al. 2006). Sicherlich ist die mit AMBER erzielte Auflösung von maximal $0,68 \text{ AE}$ (5 Millibogensekunden) noch zu klein, um eine endgültige Aussage treffen zu können.

Tabelle 7.4: Parametersatz für das beste Hüllen-Scheibenmodell von HD 143006.

Parameter	Wert
Gesamtmasse M_{disk}	$0,1 M_{\odot}$
Äußerer Scheibenradius R_{out}	100 AE
Innerer Scheibenradius R_{in}	0,1 AE
β	1,05
h_{100}	12 AE
Inklination ϑ	30°
c_1	$5,0 \cdot 10^{-5}$
c_2	3,0
Massenakkretionsrate \dot{M}	$1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{a}^{-1}$
Grenztemperatur T_{BL}	6000 K
Akkretionsscheiben-Innenradius R_{bnd}	$3 R_{\star}$

7.5 Beobachtungen mit dem Interferometer IOTA

Das Instrument IOTA am Smithsonian F. L. Whipple Observatorium auf dem Mount Hopkins, Arizona, gehört zu den ersten Michelson-Interferometern, die im NIR-Wellenlängenbereich arbeiteten (Carleton et al. 1994; Traub 1998; Traub 2003). Die Beobachtungen werden im H-Band bei einer Zentralwellenlänge von $1,65 \mu\text{m}$ ($\Delta\lambda = 0,30 \mu\text{m}$) durchgeführt. Eine spektrale Zerlegung des Lichts wie bei AMBER erfolgt nicht. IOTA besteht aus einer L-förmigen Anordnung ($15 \text{ m} \cdot 35 \text{ m}$) von drei, auf Schienen verschiebbaren $0,45 \text{ m}$ -Cassegrain-Teleskopen, wodurch die Längen der Basislinien variabel einstellbar sind. Es kann eine Auflösung von bis zu 5 Millibogensekunden bei einer Basislinie von maximal $B = 38 \text{ m}$ erzielt werden.

Atmosphärische Turbulenzen werden durch die Kippbewegungen eines mit einem Piezokristall bewegten Tertiärspiegels ausgeglichen. Nachdem die Differenzen der drei Strahlengänge durch eine Aneinanderreihung von Spiegelungen in einem evakuierten Metalltank ausgeglichen werden, erfolgt eine Überlagerung von jeweils zwei Strahlen mit Hilfe des „IONIC 3 Beam Combiner“ (Berger et al. 2003). Die Effizienz der Lichtkopplung im Vakuumtank und am „IONIC 3 Beam Combiner“, die sich mit den Sichtverhältnissen und den Wegstrecken der Teleskopstrahlen ändert, muß manuell optimiert werden.

Jede Einzelaufnahme mit IOTA umfaßt i.d.R. ein ca. vierminütiges, 200- bis 300-maliges Auslesen des Detektors, um das Interferenzmuster aufzuzeichnen. Daraufhin folgen an jedem einzelnen Teleskop photometrische Messungen sowie eine Aufnahme des Dunkelstroms mit verschlossenem Detektorverschluß. Wie bei MIDI und AMBER erfolgt vor und nach der eigentlichen Beobachtung des Objektes die Kalibration des Instruments anhand der Beobachtung eines nicht veränderlichen Hauptreihensterns mit bekanntem Durchmesser. Die Modulationsübertragungsfunktion Gl. 7.1, die z.Z. der Beobachtung des Objektes vorlag, kann dann mittels einer linearen Interpolation der beiden Kalibrationsmessungen bestimmt werden. Der atmosphärische und instrumentelle Hintergrund wird mit Hilfe dieser Kalibrationsmessungen ebenfalls beseitigt.

In den Nächten vom 6. bis 13. Dezember 2005 (erster Beobachtungslauf) sowie vom 4. bis 9. Mai 2006 (zweiter Beobachtungslauf) wurden mit IOTA einige leuchtkräftige T Tauri- und HAeBe-Sterne beobachtet. Dafür wurde die Teleskop-Konfiguration mit den größten zur Verfügung stehenden Basislinien verwendet. Das entspricht einer Auflösung von maximal $0,68 \text{ AE}$ bei einer Entfernung von $d = 140 \text{ pc}$ für die Taurus-Auriga-Sternentstehungsregion. Abgesehen

Tabelle 7.5: Überblick über unsere Beobachtungen mit IOTA. Angegeben sind neben den Koordinaten ($J2000,0$) und den Helligkeiten im V- und H-Band, auch der Spektraltyp ($SpTyp$) und der jeweilige Beobachtungslauf (Dezember 2005 oder Mai 2006). Das Symbol ✓ kennzeichnet Objekte, die mit MIDI im voraus schon beobachtet wurden. Die Koordinaten und H-Band-Magnituden sind dem HIPPARCOS-Katalog (1997) bzw. 2 MASS-Sternkatalog (Cutri et al. 2003) entnommen. Spektralklassifikationen und V-Magnituden stammen aus der astronomischen Datenbank SIMBAD (2007). Siehe auch die Tabellen 5.1, 6.1 und Anhang G.

Objekt	RA	DEC	V [mag]	H [mag]	SpTyp	B-Lauf	MIDI?
RY Tau	04 21 57,4	+28 26 36,6	10	6,6	F8 III	12 05	✓
CQ Tau	05 35 58,5	+24 44 54,1	11	7,1	F2	12 05	✓
HD 98800	11 22 05,3	-24 46 39,8	9,1	5,8	K5 V	05 06	
HD 123160	14 06 12,9	-11 49 57,9	8,6	5,0	K5	05 06	
HD 142666	15 56 40,0	-22 01 40,0	8,8	6,7	A7 III	05 06	✓
HD 144432	16 06 58,0	-27 43 09,8	8,2	6,5	A9	05 06	✓
AS 205	16 11 31,3	-18 38 25,9	13	7,2	K5	05 06	✓
51 Oph	17 31 25,0	-23 57 45,5	4,8	4,7	A0 V	05 06	✓
HD 184761	19 34 59,0	+27 13 31,2	6,7	6,1	A3	05 06	
MWC 349	20 32 45,4	+40 39 36,8	13	4,8	B	05 06	

von ihren Himmelspositionen^h sowie Helligkeiten im H- und I-Bandⁱ wurden bevorzugt solche jungen stellaren Objekte ausgesucht, die mit MIDI schon beobachtet worden waren. Dadurch sollte die Möglichkeit geschaffen werden, Visibilitäten im NIR-Bereich mit den Visibilitäten im MIR-Bereich vergleichen zu können. Darüberhinaus können Informationen über die räumliche Verteilung von Staub aus einem sehr großen Temperaturbereich gewonnen werden, nämlich von wenigen 100 K (MIDI) bis weit über 1000 K (IOTA). Die Tabelle 7.5 stellt die Liste der Objekte zusammen, die für diese Studie mit IOTA beobachtet wurden.

7.6 Reduktion von IOTA-Daten

Die Reduktion von IOTA-Daten wird unter Zuhilfenahme der Version 0.7 des IDRS-Programmpakets („IOTA Data Reduction Software“) und zum Vergleich mit Hilfe der Version 0.8 durchgeführt (Kraus et al. 2005). Das IDRS-Programmpaket stellt zwei verschiedene, voneinander unabhängige Verfahren zur Verfügung mit deren Hilfe die Visibilität V berechnet werden kann. Im ersten Verfahren wird die lineare Beziehung zwischen dem Leistungsspektrum $\int P(\nu)d\nu$ und dem Realteil der Visibilität V ausgenutzt (s. Gl. 1.3). Vorteil dieser Standardreduktionsmethode ist, daß Interferenzsignale konstruktiv aufaddiert werden können, wodurch diese besonders bei Datensätzen mit geringem Signal-zu-Rausch-Verhältnis zum Einsatz kommt. Rauscharme Beobachtungen erzeugen ein gaußförmiges, schlankes Profil im Leistungsspektrum. Das Rauschen selbst ist u.a. als Untergrundkurve im Leistungsspektrum erkennbar. Eine lineare Funktion, die an die Ausläufer des gaußförmigen Leistungsprofils angepaßt wird, dient der Subtraktion des Untergrundrauschens. Darüberhinaus wird bei der Datenreduktion ein Intervall um das gaußförmige Leistungsprofil erzeugt, um störende Rauschsignale mit sehr kleinen oder großen Frequenzen ν bei der späteren Integration über das Leistungsspektrum auszuschließen. Bei den dieser Studie zugrunde liegenden Datensätzen mit geringen Signal-zu-Rausch-Verhältnissen ist das Leistungsprofil der Messung sehr breit. Daher muß im Leistungsspektrum ein großes Intervall^j zur Extraktion gewählt werden. Gleichzeitig ist zu vermeiden, Untergrundrauschen miteinzubeziehen.

^hDie Höhe des Objektes über dem Horizont sollte größer als 30° sein.

ⁱDie Grenzhelligkeiten im I-(V-) und H-Band liegen für die Beobachtungen mit IOTA bei 11 mag bzw. 7 mag.

^j2 · 17 Pixel im Leistungsspektrum

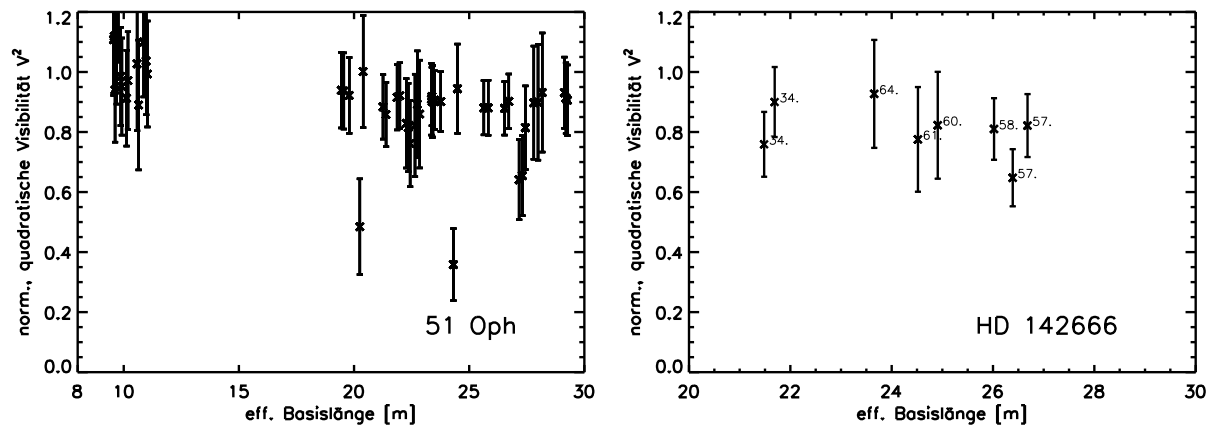


Abbildung 7.3: Das Quadrat der mit IOTA gemessenen, kalibrierten Visibilitäten von den Objekten 51 Oph und HD 142666, aufgetragen gegen die effektive Basislinie des Interferometers. Zusätzlich sind in der rechten Abb. die Positionswinkel der Basislinien jeder einzelnen Messung eingetragen.

Ein zweites, verbessertes Reduktionsverfahren ist die „CWT-Methode“ (Continuous Wavelet Transform). Sie beruht auf einer Faltung des Interferenzsignals mit einer Morlet-Funktion und daran anschließender Berechnung des Leistungsspektrums. Sowohl atmosphärische Störungen als auch instrumentelle Vibrationen können dadurch beseitigt werden (s. Kraus et al. 2005), wobei nur 35 % aller Einzelaufnahmen mit den besten Signal-zu-Rausch-Verhältnissen bei der weiteren Datenreduktion berücksichtigt werden. Insbesondere bei den leuchtschwachen Objekten, die hier studiert werden, gelingt es der CWT-Methode, Hintergrundrauschen effektiv zu beseitigen.

7.7 Meßergebnisse

Gemessen an der effektiven Länge der an den Himmel projizierten Basislinie des Interferometers resultiert aus dem niedrigen oberen Kulminationspunkt einiger ausgewählter Objekte eine kurze Basislinie und damit ein zu geringes räumliches Auflösungsvermögen des Interferometers (s. Gl. 1.2). Dadurch konnten insbesondere die Objekte HD 98800 und HD 144432 nicht aufgelöst werden. Die Tatsache, daß ebenfalls die Objekte HD 109085, HD 123160, 51 Oph und HD 184761 nicht aufgelöst werden konnten, kann dadurch erklärt werden, daß deren zirkumstellare Scheiben, im Vergleich zur Zentralquelle, nicht mehr genügend NIR-Fluß emittieren. Der zugehörige Stern mit einem Radius von $R_{\star} < 0,1$ AE verhält sich aber gegenüber der interferometrischen Messung mit IOTA wie eine punktförmige Quelle und die Emission bleibt daher unaufgelöst. Obwohl der genaue Entwicklungsstand von 51 Oph, beispielsweise, bisher noch nicht gesichert ist (Meeus et al. 2001), gibt es Anzeichen für einen staubfreien, inneren Scheibenbereich bis $r \approx 2,5$ AE, wo sich, wahrscheinlich durch stellare Gasausbrüche verursacht, große Mengen an heißem Gas angesammelt haben (van den Ancker et al. 2001; Thi et al. 2005). Die Temperatur des Staubes am Innenrand der verbleibenden zirkumstellaren Scheibe ist aufgrund der größeren Entfernung zum Stern zu niedrig, um im NIR-Bereich noch effektiv strahlen zu können. Zu dieser Übergangsklasse gehören auch die Objekte HD 98800, HD 123160 und HD 184761 (z.B. Soderblom et al. 1998; Kamp et al. 2004; Miroshnichenko et al. 1999).

Nur die Quelle HD 142666 konnte letztendlich räumlich aufgelöst werden. Als Standardsterne wurden bei den Kalibrationsmessungen bzgl. HD 142666 die Hauptreihensterne HD 134758, HD 143033 sowie HD 139663 verwendet. In der linken Abb. von 7.3 sind – stellvertretend für die anderen, unaufgelösten Objekte – die gemessenen Visibilitäten vom Objekt 51 Oph wiedergege-

Tabelle 7.6: Überblick über die Beobachtungen von HD 142666 mit MIDI. Das zugehörige Datum, die Beobachtungszeit (UT), die effektive Länge (L) und der Positionswinkel (PA , von Norden aus ostwärts gemessen) der an den Himmel projizierten Basislinie sowie die bei den Messungen im Mittel auftretenden Luftmassen AM sind aufgelistet.

Datum	UT	Objekt	L [m]	PA [°]	AM
8. 6. 2004	4 : 19 – 4 : 26	HD 142666	102	37	1,0
8. 6. 2004	7 : 01 – 7 : 05	HD 142666	89	44	1,5

ben. Gleichzeitig sind aber auch die Meßergebnisse bzgl. HD 142666 abgebildet (rechte Abb. in 7.3). Bei der Beobachtung von HD 142666 im H-Band konnte mit IOTA eine räumliche Auflösung von maximal 0,72 AE bei einer Entfernung von $d = 114$ pc erzielt werden.

7.8 Beobachtung von HD 142666 mit MIDI

Das junge stellare Objekt HD 142666 wurde im Rahmen von „garantierter Beobachtungszeit“ mit MIDI beobachtet. Die Tabelle 7.6 faßt diese Beobachtungen zusammen. Die Messungen zeigen die Quelle im gesamten N-Band räumlich aufgelöst. Die Abschnitte 5.2f. geben zusätzliche Informationen über Beobachtungen mit MIDI und der Reduktion der erhaltenen Daten. MIDI erzielte hier bei Basislinien von $B = 89$ m und $B = 102$ m eine räumliche Auflösung von 1,4 AE und 1,2 AE.

7.9 Die Modellierung des jungen stellaren Objektes HD 142666

HD 142666 ist ein reichlich studiertes HAeBe-Objekt und befindet sich in der Sternentstehungsregion R1 im Skorpion. Die Tabelle 7.9 sowie der Anhang G.7 listen die Eigenschaften dieses Objektes sowie vorangegangene, photometrische Messungen auf.

Wie in den vorangehenden Modellstudien dieser Arbeit durchgeführt wurde, wird hier zur Modellierung das aktive Scheibenmodell mit einer zirkumstellaren Hülle herangezogen. Die Schwierigkeit liegt nun darin, mit einem einzigen Modell die spektrale Energieverteilung und gleichzeitig die mit IOTA und MIDI erhaltenen Visibilitätsmessungen zu reproduzieren.

Nachdem in dieser Studie kein endgültiger Parametersatz gefunden werden kann, der gleichzeitig alle drei Datensätze zu reproduzieren vermag, werden in der Tabelle 7.8 und der Abb. 7.4 zwei verschiedene Modellergebnisse gegenübergestellt und miteinander verglichen. Die Ergebnisse resultieren aus Modellen, die sich nur in ihren Scheibeninnenradien R_{in} voneinander unterscheiden. Alle anderen Modellparameter werden ansonsten beibehalten. Folgende Innenradien werden verwendet: $R_{\text{in}} = 0,2$ AE und $R_{\text{in}} = 1,0$ AE.

Am Verlauf der aus den Modellen hervorgehenden spektralen Energieverteilungen erkennt man, daß mit anwachsendem Innenradius der NIR-Fluß abnimmt. Der dominierende Anteil des NIR-Flusses wird vom Scheibeninnenrand abgestrahlt (vgl. Abb. 5.3). Ist der Innenrand aber zu weit von der zentralen Heizquelle entfernt, dann sind die dort vorliegenden Temperaturen nicht hoch genug, um noch effektiv im NIR-Bereich strahlen zu können. Die aus dem Modell resultierende Visibilität im N-Band nimmt mit größer werdendem Scheibeninnenradius ab, da sich das Flußmaximum dann entsprechend zu größeren Radien verschiebt und das Modell dem Beobachter räumlich aufgelöster erscheint. Die Visibilität im H-Band erfährt mit zunehmendem R_{in} prinzipiell die gleichen Modifikationen wie die Visibilität im N-Band, obwohl der Sprung zu kleineren Visibilitätswerten hier deutlich stärker ausfällt.

Tabelle 7.7: *Eigenschaften von HD 142666, die in vorangegangenen Messungen bestimmt wurden.*

Parameter	Wert	Referenz
Entfernung d	114 pc	1
Visuelle Extinktion A_V	0,8 mag	2
Spektraltyp	A7 III	3
Effektive Sterntemperatur T_{eff}	7600 K	2
Stellare Leuchtkraft L_{\odot}	8 L_{\odot}	2
Stellare Masse M_{\odot}	1,6 M_{\odot}	2
Alter A	6,3 Ma	4

Referenzen – **1:** Sylvester et al. (1996); **2:** Garcia-Lopez et al. (2006); **3:** Blondel et al (2006); **4:** van Boekel et al. (2005)

Aus einem Vergleich der spektralen Energieverteilungen und Visibilitäten im NIR-Bereich, die aus den beiden Modellen resultieren, ist ersichtlich, daß Scheibeninnenradien von $R_{\text{in}} \approx 1,0 \text{ AE}$ ausgeschlossen werden können, da sowohl der NIR-Fluß als auch die betreffenden Visibilitäten dann deutlich unter den Meßwerten liegen würden. Die Visibilitätsmessungen im MIR-Bereich hingegen favorisieren einen Scheibeninnenradius von $R_{\text{in}} > 0,2 \text{ AE}$. Dieses Ergebnis deutet darauf hin, daß der Scheibeninnenradius zwischen $R_{\text{in}} = 0,2 \text{ AE}$ und $R_{\text{in}} = 1,0 \text{ AE}$ liegen müßte. Berücksichtigt man die Tatsache, daß der Sublimationsradius von HD 142666 bei $R_{\text{sub}} \approx 0,18 \text{ AE}$ liegt, so liefert dies ein Indiz dafür, daß sich der Scheibeninnenrand womöglich schon zu größeren Radien als von R_{sub} vorgegeben verschoben hat. Auch für den T Tauri-Stern TW Hya konnte erst kürzlich bestätigt werden, daß $R_{\text{in}} > R_{\text{sub}}$ (Ratzka et al. 2007), nachdem schon frühere Messungen im NIR-Bereich darauf verwiesen hatten (Calvet et al. 2002). In diesem Zusammenhang sei aber noch darauf verwiesen, daß die Bestimmung des Scheibeninnenradius auch vom Staubmodell abhängt, das bei der Modellierung zum Einsatz kommt. So haben Thi et al. (2005) gezeigt, daß große Staubteilchen in der Größenordnung von $1 \mu\text{m}$ im Gegensatz zu sehr kleinen Teilchen ($< 0,1 \mu\text{m}$) am gleichen Scheibeninnenradius weniger effektiv geheizt werden können. Aus einem Staubmodell mit diesen großen Teilchen würde demnach automatisch ein kleinerer Scheibeninnenradius resultieren als aus einem Staubmodell, das auch kleinere Teilchen

Tabelle 7.8: *Parametersatz für die Hüllen-Scheibenmodelle von HD 142666. Es werden zwei Scheibenmodelle mit verschiedenen Innenradien aufgestellt. Die im Modell verwendete Akkretionsrate \dot{M} stammt aus einer Messung von Garcia-Lopez et al. (2006).*

Parameter	Wert
Scheibenmasse M_{disk}	0,4 M_{\odot}
Äußerer Scheibenradius R_{out}	100 AE
Innerer Scheibenradius R_{in}	0,2 AE/1,0 AE
β	1,00
h_{100}	12 AE
Inklination ϑ	0° – 50°
c_1	$1,0 \cdot 10^{-6}$
c_2	1,0
Massenakkretionsrate \dot{M}	$1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$
Grenztemperatur T_{BL}	8000 K
Akkretionsscheiben-Innenradius R_{bnd}	5 R_{\star}

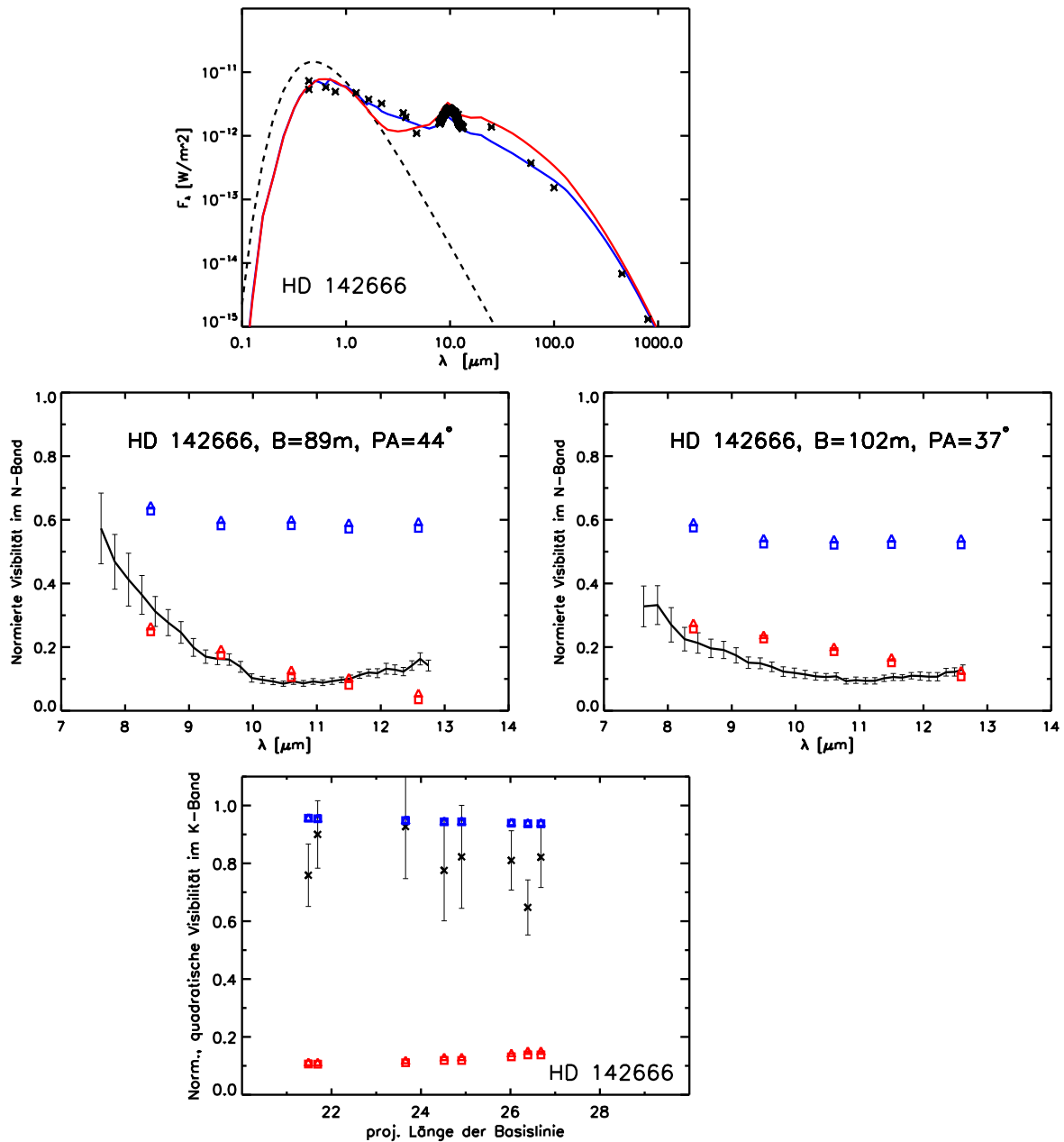


Abbildung 7.4: Spektrale Energieverteilung und Visibilitäten, die aus unseren Beobachtungen und Modellen für HD 142666 hervorgehen.

Obere Zeile: In dieser Abb. sind schwarz gepunktet die photometrischen Messungen vorangegangener Studien eingefügt. Gleichzeitig sind die aus zwei verschiedenen Modellen resultierenden spektralen Energieverteilungen eingezeichnet. Die Modelle unterscheiden sich nur durch die Verwendung verschiedener Scheibeninnenradien (blau: $R_{in}=0,2$ AE; rot: $R_{in}=1,0$ AE).

Mittlere Zeile: Neben den interferometrischen Meßergebnissen, die bei den Basislinien von $B=89$ m und 102 m von MIDI erhalten wurden (schwarz), sind hier gleichzeitig auch die aus den beiden Modellen gewonnenen Visibilitäten eingezeichnet.

Untere Zeile: Ergebnisse aus den Beobachtungen mit IOTA, die gegen die effektive Länge der Basislinie aufgetragen sind. Mit IOTA wurde bei einer Wellenlänge von $\lambda=(1,65\pm 0,15)$ μ m beobachtet. Die Punkte kennzeichnen die Ergebnisse aus dem Modell mit $R_{in}=0,2$ AE (blau) und $R_{in}=1,0$ AE (rot).

enthält. In unserem Modell für HD 142666 wird das Zwei-Schichten-Scheibenmodell mit dem kanonischen MRN-Staubdatensatz in der oberen Scheibenlage verwendet (s. Kap. 5.3.2).

Insbesondere können vier mögliche Modifikationen unseres Modells in Betracht gezogen werden, die eine Erhöhung der Visibilitäten und des Flusses im NIR-Bereich auch bei einem Scheibeninnenradius von $R_{\text{in}} > 0,2 \text{ AE}$ nach sich ziehen könnten:

- i. Wie in Kap. 5 besprochen wurde, erzeugt die gasförmige Materie innerhalb des Innenradius der Staubscheibe, also in einer Region, die auch von IOTA nicht aufgelöst werden kann, zusätzlich NIR-Strahlung. Eine Erhöhung der Massenakkretionsrate um einen Faktor 5, beispielsweise, erzeugt im Modell für HD 142666 zwar einen um 33 % erhöhten NIR-Fluß, die Visibilitäten im NIR-Bereich bei Modellen mit $R_{\text{in}} > 0,2 \text{ AE}$ werden aber dadurch um weniger als 1 % modifiziert. Unter Berücksichtigung eines Alters von 6,3 Millionen Jahren und der aktuellen Messung von Garcia-Lopez et al. (2006), die anhand der Halbwertsbreite der Br γ -Linie eine Akkretionsrate von $\dot{M} \approx 1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ bestimmen konnten, wird jedoch eine Rate, die deutlich größer als der im Modell verwendete Wert ist, ausgeschlossen.
- ii. Auch ein Grenzwall am Scheibeninnenrand, der vom zentralen Stern frontal angestrahlt wird, kann einen Anstieg des NIR-Flusses aus einem Bereich, der von den Interferometern nicht aufgelöst werden kann, nach sich ziehen. Nachdem aber die stellare Leuchtkraft und die Sterntemperatur von HD 142666 von gleicher Größenordnung wie die Leuchtkraft und die Temperatur von RY Tau sind (vgl. Tabelle 7.9 mit Tabelle 5.1), sollte ein Grenzwall aufgrund der Studie aus Kap. 5.4.2 vernachlässigbar sein. Nur eine weiterführende Modellstudie, bei der das hydrostatische Gleichgewicht zur Bestimmung der Dichteverteilung in der Scheibe um HD 142666 herangezogen wird, kann für weitere Klärung sorgen.
- iii. Ein potentieller stellarer Begleiter von HD 142666, der seine Bahn um die Hauptkomponente innerhalb des Innenradius der Scheibe zieht, erzeugt zusätzlich NIR-Fluß aus einer Region, die ebenfalls mit IOTA räumlich nicht aufgelöst werden kann. Die NIR-Visibilität und auch der NIR-Fluß würden demnach steigen.
- iv. Eine vierte Möglichkeit, einen Anstieg der Visibilitäten und des Flusses im K-Band für $R_{\text{in}} > R_{\text{sub}}$ zu bewirken, ist eine optisch dünne Staubscheibe, die einerseits von R_{in} und andererseits von R_{sub} begrenzt wird. Eisner et al. (2006) haben eine solche optisch dünne Staubscheibe für das T Tauri-Objekt TW Hya vorgeschlagen, um die spektrale Energieverteilung im NIR-Bereich und die Visibilitäten, die sie im K-Band mit dem Keck-Interferometer erhalten haben, reproduzieren zu können. Der Staub in der optisch dünnen Schicht besteht – so Eisner et al. (2006) – aus kleinsten Staubteilchen, die im Mittel eine Größe von $\lesssim 0,01 \mu\text{m}$ besitzen müssen. Nachdem diese Staubteilchen in einem im Vergleich zur Lebensdauer der Scheibe relativ kurzen Zeitraum vom stellaren Strahlungsdruck nach außen befördert werden (~ 1 Million Jahre), müssen diese kleinsten Teilchen stets vom Akkretionsfluß aus der optisch dicken (Staub-)Scheibe erneuert werden.

Eine hier ansetzende, weiterführende Modellstudie sowie eine Überprüfung der gemessenen NIR-Visibilitäten mit Hilfe weiterer Beobachtungen können die Morphologie der Innenstrukturen von HD 142666 letztendlich offenlegen.

7.10 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Ergebnisse räumlich hochauflösender Beobachtungen vorgestellt, die von zwei jungen stellaren Objekten, nämlich HD 143006 und HD 142666, mit Hilfe der Interferometer AMBER, IOTA und MIDI gewonnen wurden. AMBER und IOTA arbeiten im NIR-Bereich des elektromagnetischen Spektrums. Diese Instrumente sind demnach für heiße Materie

mit Temperaturen von ca. 1000 K sensitiv, die überwiegend in der Region um den Innenrand der zirkumstellaren Scheibe vorliegt ($\sim 0,1$ AE). Die Beobachtung dieser inneren Scheibenregionen und die nachfolgende Modellierung der Meßergebnisse diente der Bestimmung des Innenradius der Scheibe und der Untersuchung ihrer Struktur. Insbesondere sollte geklärt werden, ob sich am Scheibeninnenrand ein Grenzwall ausbildet, wie es schon in Kap. 5.4.2 diskutiert wurde.

Das Objekt HD 143006 konnte mit AMBER nur auf einer Basislinie räumlich aufgelöst werden ($V_K \gtrsim 0,9$). Eine Modellierung der spektralen Energieverteilung und der Meßergebnisse, die mit AMBER gewonnen wurden, ergab keine Hinweise, die dafür sprechen, daß der Scheibeninnenrand dieses T Tauri-Objektes merklich größer als der Sublimationsradius ist. Die erhaltenen Meßergebnisse konnten mit dem Modellansatz der aktiven Scheibe mit Hülle, ohne einen Grenzwall am Scheibeninnenrand berücksichtigen zu müssen, reproduziert werden.

Vom Objekt HD 142666 standen uns sowohl interferometrische Messungen im H-Band als auch interferometrische Messungen im N-Band zur Verfügung. Das Objekt konnte mit Hilfe von MIDI räumlich aufgelöst werden ($\overline{V}_N \approx 0,15$), während die NIR-Visibilitäten, die mit IOTA gewonnen wurden, das Objekt nur knapp räumlich aufgelöst zeigen ($\overline{V}_H^2 \approx 0,85$). Es gelang nicht, die beiden interferometrischen Messungen sowohl im N- als auch im H-Band zusammen mit der spektralen Energieverteilung mit einem einzigen Modell zu reproduzieren. Ein Vergleich der Ergebnisse aus zwei verschiedenen Modellen, die sich nur in ihrem Scheibeninnenradius voneinander unterscheiden, verweist darauf, daß der Scheibeninnenradius von HD 142666 größer als der Sublimationsradius R_{sub} sein könnte. Dies kann als ein Indiz für eine entwickeltere Scheibe um HD 142666 gewertet werden. Vier Lösungsmöglichkeiten wurden vorgeschlagen, die dazu dienen sollen, zusätzlichen NIR-Fluß in einer Scheibenregion zu generieren, die das IOTA-Interferometer nicht auflösen kann, um so einen Anstieg der Visibilitäten im NIR-Bereich auch für $R_{\text{in}} > R_{\text{sub}}$ zu bewirken. Nur weiterführende Modellierungsversuche und gegebenenfalls zusätzliche interferometrische Messungen können die in dieser Studie vorgestellten Meßergebnisse erklären.

Teil IV

**Rückblick
und
Ausblick**

8

Zusammenfassung

Im Zentrum dieser Arbeit stand die Analyse der Entwicklung von Silikatstaub und von Wassereis sowie der Dichtestrukturen, die u.a. diese Substanzen um junge stellare Objekte bilden. T Tauri-Objekte sind massearme, junge stellare Objekte. Die Bedeutung dieser Objektklasse wird dadurch unterstrichen, daß sie Vorläufer von Planetensystemen darstellen, die die größten Ähnlichkeiten mit dem Sonnensystem aufweisen.

Sofern es möglich ist, die Erkenntnisse, die man aus den Untersuchungen des Sonnensystems gewonnen hat, auf andere Planetensysteme und protoplanetare Scheiben zu übertragen, ist Silikatstaub das Material, aus dem sich Gesteinsplaneten überwiegend bilden. Mit Hilfe einer Analyse der $10\ \mu\text{m}$ -Emissionsbande, die in den Spektren vieler T Tauri-Objekte zu finden ist und ihren Ursprung in einer Vibrationsanregung der SiO-Bindung im Silikatmolekül hat, können Aussagen über die Struktur und die Größe der Staubkörner, die effektiv zu dieser Bande beitragen, getroffen werden. In dieser Studie wurden die N-Band-Spektren von 27 T Tauri-Sternen untersucht. Dabei fanden sich Hinweise, die für Kornwachstum (bis zu einer Größe weniger Mikrometer) und Kristallisation des Staubmaterials in allen dieser Studie zugrunde liegenden T Tauri-Objekten sprechen. Mögliche Mängel der gewählten Analyseverfahren wurden besprochen. Korrelationen zwischen den relativen Massenbeiträgen der einzelnen Staubsorten (amorph – kristallin; $0,1\ \mu\text{m}$ - und $1,5\ \mu\text{m}$ -große Körner) und den Eigenschaften des zentralen Sterns, wie Leuchtkraft und Alter, sind schwach. Ein entsprechendes Ergebnis wurde schon in einer vorangegangenen Studie bzgl. den HAeBe-Objekten gefunden.

Wasser, das in den Vorläufern von Planetensystemen vorwiegend im festen Aggregatzustand vorherrscht, nimmt eine besondere Stellung bei der Entstehung von Planeten ein. Reichhaltige Vorkommen sind Voraussetzung dafür, daß sich Leben, wie wir es kennen, erst entwickeln kann. Große Mengen an Wassereis wurden bisher nur in den Hüllen protostellarer Klasse-0-Sterne beobachtet, die noch tief in zirkumstellarer Materie eingebettet sind. Hingegen gelang es bisher nur vereinzelt, Spuren von Wassereis in T Tauri-Objekten zu finden. In dieser Studie wurden die L-Band-Spektren von insgesamt sieben T Tauri-Objekten untersucht. In allen Objekten konnte Wassereis nachgewiesen werden. Obwohl keine Hinweise vorliegen, die für Eiskornwachstum sprechen, konnte insbesondere bei einem Objekt, nämlich YLW 16 A, gezeigt werden, daß amorphes Wassereis in den optisch tiefen Scheibenregionen vorliegt, während sich in den optisch dünneren Regionen kristallines Wassereis gebildet haben. Diese Studie präsentiert die erste Entdeckung von kristallinem Wassereis in einem T Tauri-Objekt.

Die Dichtestruktur einer zirkumstellaren Scheibe ist Abbild der Entwicklungsphase, in der sie sich befindet, da sie externe Einflüsse (z.B. die Wechselwirkung mit außen liegenden Planeten und stellaren Begleitern) sowie intern ablaufende Prozesse (z.B. Turbulenzen) widerspiegelt. In erster Näherung aber gibt das Kräftegleichgewicht zwischen dem stellaren Gravitationsfeld und dem thermischen Druck, den das Gas der zirkumstellaren Materie aufrechterhält, die Dichtestruktur der zirkumstellaren Scheibe vor. Dieses Kräftegleichgewicht kommt in der hydrostatischen Gleichgewichtsbeziehung zum Ausdruck. In dieser Arbeit wurde diese Beziehung dafür verwendet, die Dichtestruktur zirkumstellarer Scheiben in Strahlungstransportsimulationen selbstkonsistent, d.h. in Abhängigkeit von der Temperaturverteilung, zu berechnen. Dazu wurde das Strahlungstransportprogramm MC3D erweitert. Mit Hilfe von Testrechnungen wurde die korrekte numerische Umsetzung des neuen Ansatzes verifiziert.

Aufgrund der direkten Sterneinstrahlung, der hohen vorliegenden Temperaturen und der Materiedichten ist die Entwicklung der inneren Regionen zirkumstellarer Scheiben beschleunigt. Nur interferometrische Meßmethoden bei Wellenlängen im NIR- und MIR-Bereich sind in der Lage, diese Regionen räumlich aufzulösen. In einer Fallstudie wurden unterschiedliche Modellansätze dafür aufgestellt, die spektrale Energieverteilung sowie die interferometrischen Messungen, die mit MIDI für das klassische T Tauri-Objekt RY Tau gewonnen wurden, zu reproduzieren. Zum Einsatz kam das Modell der passiven Scheibe, das Modell der aktiven Scheibe sowie das Modell der aktiven Scheibe, das von einer optisch dünnen Hülle umgeben ist. Es zeigte sich, daß v.a. das Modell der aktiven Scheibe mit Hülle die Meßergebnisse am besten wiedergeben konnte. Im Vergleich zur Messung war das Modell der aktiven Scheibe ohne Hülle nämlich räumlich stets zu stark aufgelöst. Auch bei der Modellierung zwölf weiterer junger stellarer Objekte stellte es sich heraus, daß der Modellansatz der aktiven Scheibe mit Hülle der geeignetste war. Anders stellte es sich bei älteren, hochentwickelten Objekten und bei „Weak-Line T Tauri-Sternen“ dar: Hier reichte das Modell der passiven Scheibe zur Reproduktion der spektralen Energieverteilung und der MIDI-Messungen aus.

Die Anzahl der Modelle, die für sich alleine die spektrale Energieverteilung reproduzieren, konnte durch die interferometrischen Messungen reduziert werden. Darüberhinaus konnten die Ergebnisse vorangegangener Parameterstudien, denen keine räumlichen Informationen über das Objekt zur Verfügung standen, von den interferometrischen Messungen weitgehend bestätigt werden.

Mit Hilfe unserer Messungen mit MIDI fanden sich erstmals bei T Tauri-Objekten Hinweise dafür, daß sich die lokale Zusammensetzung des (Silikat-)Staubgemisches in der zirkumstellaren Scheibe mit abnehmendem Sternabstand zugunsten des kristallinen Staubes verändert. Gleichzeitig nimmt der relative Massenbeitrag kleiner, amorpher Staubteilchen ab. Ein entsprechendes Ergebnis war schon für die HAeBe-Objekte bekannt. Dieses Ergebnis deutet darauf hin, daß sich der Staub auch bei den kühleren und leuchtschwächeren T Tauri-Objekten im Inneren der zirkumstellaren Scheiben schneller weiterentwickelt als in Regionen, die vom Stern weiter entfernt sind.

Die Entwicklung zirkumstellarer Scheiben geht mit einer Modifikation der Dichtestrukturen innerer Scheibenregionen einher. Nur interferometrische Beobachtungen im NIR-Bereich vermögen den Innenbereich der Scheibe aufzulösen. Unsere Beobachtungen mit AMBER und IOTA konnten zwei junge stellare Objekte räumlich auflösen. Obwohl Hinweise für ein älteres T Tauri-Objekt vorliegen (hoher kristalliner Massenanteil, hohes Alter, geringe Akkretionsrate), bei dem sich der Innenrand der Scheibe schon zu größeren Radien verschoben haben könnte, konnte diese Annahme mit Hilfe der Modellierung der Beobachtungsergebnisse des ersten Objektes nicht aufrechterhalten werden. Insbesondere stimmte der aus dem Modell resultierende Innenradius mit dem Sublimationsradius, der den kleinsten Innenradius der Staubscheibe vorgibt, überein. Beim zweiten Objekt dieser Studie, das von den Interferometern IOTA und MIDI im NIR- und MIR-Bereich beobachtet wurde, konnte kein endgültiges Modell gefunden wer-

den, das alle Meßergebnisse gleichzeitig zu reproduzieren vermag. Jedoch deuteten die interferometrischen Messungen mit MIDI darauf hin, daß der Scheibeninnenradius größer als der sog. Sublimationsradius ist, was für eine entwickeltere Scheibe spricht.

9

Bisherige Grenzen und zukünftige Beobachtungstechniken

In dieser Arbeit wurden u.a. die lokale Staubzusammensetzung und die Dichtestrukturen zirkumstellarer Scheiben untersucht. Dabei wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen versucht, räumlich hochauflösende Messungen zu reproduzieren und zu erklären. Das Augenmerk richtete sich dabei auf Bereiche zirkumstellarer Scheiben, die Temperaturen von wenigen 100 K bis zu 1500 K besitzen und daher hauptsächlich im NIR- und MIR-Bereich strahlen. Die Grenzen der durchgeführten, interferometrischen Messungen waren (i) einerseits die Beschränkung auf das H-/K- bzw. N-Band des elektromagnetischen Spektrums und (ii) die Tatsache, keine Abbildung vom beobachteten Objekt zu erhalten. Im Detail sei zu erwähnen:

- i. Eine Analyse der räumlichen Verteilung von amorphem und kristallinem Wassereis in jungen stellaren Objekten ist, wie in Kap. 3 deutlich wurde, mit Hilfe der z.Z. zur Verfügung stehenden Instrumente nur schwerlich möglich. Interferometrische Meßmethoden im L-Band können hier Abhilfe schaffen.

Im Q-Band des elektromagnetischen Spektrums^a liegen weitere Emissionsbanden von Silikatverbindungen vor. Insbesondere kristalline Silikate können auch dann noch im Q-Band detektiert werden, wenn deren Massenanteil klein ist. Im Mittel besitzen Teilchen, die überwiegend im Q-Band leuchten, Temperaturen von ~ 100 K. Diese Teilchen liegen demnach in tieferen bzw. weiter außerhalb liegenden Scheibenregionen, die mit MIDI aber nicht beobachtet werden können.

Der dominierende Massenanteil zirkumstellarer Scheiben liegt, vor externer Strahlung geschützt, tief im Scheibeninneren nahe der Scheibenmittelebene bzw. im sternfernen Ausenbereich. Mit Temperaturen von 1 bis 10 K strahlt dieses Material überwiegend im FIR- und Millimeterbereich des elektromagnetischen Spektrums und war demnach mit Hilfe der in dieser Arbeit vorgestellten interferometrischen Messungen nicht zu detektieren.

- ii. Anhand der in dieser Studie vorgestellten, interferometrischen Messungen waren bisher nur Aussagen über die radiale Intensitätsverteilung möglich. Informationen über die winkelabhängige Struktur der Helligkeitsverteilung erhielt man von diesen Messungen jedoch nicht. Eine Modellierung dieser interferometrischen Messungen war demnach nur

^aQ-Band: $16 \mu\text{m} - 24 \mu\text{m}$

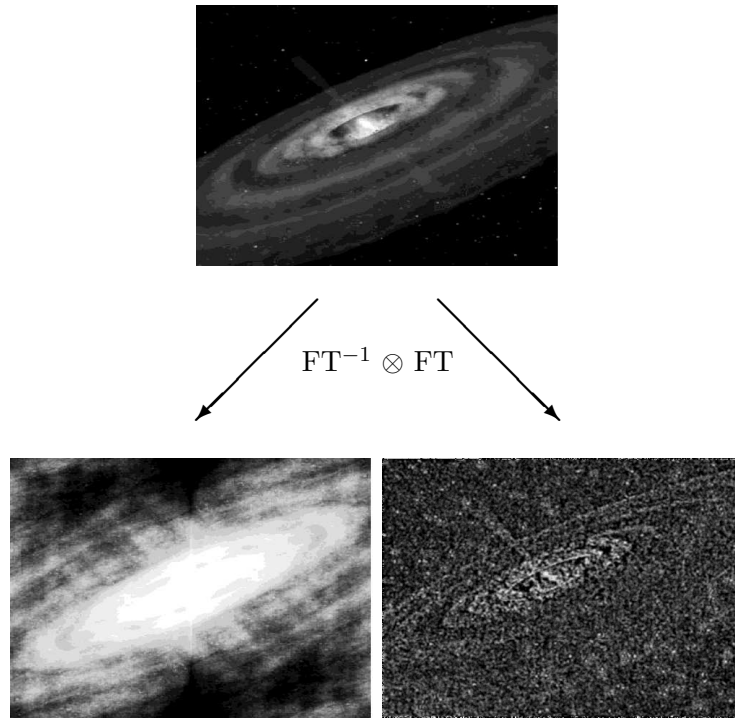


Abbildung 9.1: **Oben:** Modellbild einer zirkumstellaren Scheibe. Mit Hilfe der Fouriertransformation FT kann daraus die Phase Φ_{intr} und die Visibilität V gewonnen werden. **Unten links:** Unter Anwendung des van Cittert-Zernicke-Theorems Gl. 1.6 (FT^{-1}) erhält man wieder das Modellbild der zirkumstellaren Scheibe, wobei hier $\Phi_{\text{intr}}=0$ gesetzt wurde. **Unten rechts:** Unter Anwendung des van Cittert-Zernicke-Theorems Gl. 1.6 (FT^{-1}) erhält man wieder das Modellbild der zirkumstellaren Scheibe, wobei hier $V=1$ gesetzt wurde.

möglich, da von einer rotationssymmetrischen Morphologie ausgegangen wurde. Informationen über kleinskalige, zweidimensionale Strukturen liefert hingegen die Phase $\Phi_{\text{intr}} = \vec{k} \cdot \vec{B}$ (s. Gl. 1.6)^b. Die Phase Φ_{intr} bestimmt das Erscheinungsbild des Objektes und ermöglicht erst die Bildrekonstruktion nach den interferometrischen Messungen. Die Abb. 9.1 zeigt nochmals anhand eines Modellbildes einer zirkumstellaren Scheibe, welche physikalische Bedeutung die Visibilität und die Phase haben. Nachdem in der Erdatmosphäre eine von Ort und Zeit abhängige Phase Φ_{atm} zur intrinsischen Phase Φ_{intr} hinzuaddiert wird, bleibt letztere eine Unbekannte bei Messungen mit nur zwei Teleskopen. Hingegen mit Hilfe einer gleichzeitig durchgeführten Beobachtung eines Referenzobjektes mit bekannter Phase im Fourierraum (z.B. ein unaufgelöster Stern, wobei $\Phi_{\text{intr}} = 0$ gilt), können zwischen den einzelnen Teleskopen die gemessenen Phasendifferenzen dafür ausgenutzt werden, Φ_{atm} und damit Φ_{intr} zu ermitteln. Die Installation des Instrumentes PRIMA (Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry) ist am VLTI in Planung, wodurch gleichzeitig die Beobachtung eines Referenzsterns ermöglicht wird. Bei der „Closure Phase-Methode“ hingegen wird mit mindestens drei Teleskopen gleichzeitig beobachtet, woraus die Phasendifferenzen und schließlich Φ_{intr} abgeleitet werden können. Diese Phaseninformationen erlauben es, bei der bisherigen Interpretation der interferometrischen Meßergebnisse Mehrdeutigkeiten auszuräumen und auch komplexe, dreidimensionale Modellansätze zur Analyse zuzulassen. Dies ist notwendig, seit man in zahlreichen großskaligen Aufnahmen junger stellarer Objekte asymmetrische Strukturen entdeckt hat (Fukagawa et al. 2004; Lagage

^bHier ist die Phase im Fourierraum gemeint, die man aus einer Fouriertransformation der Helligkeitsverteilung am Himmel erhält.

et al. 2006). Von theoretischen hydrodynamischen Modellstudien weiß man auch, daß in zirkumstellaren Scheiben potentiell vorliegende Planeten oder langlebige „Wirbelstürme“ asymmetrische Strukturen hervorrufen (Klahr 2003).

Im folgenden werden zwei Instrumente vorgestellt, die unter Ausnutzung interferometrischer Techniken räumlich hochauflösende Beobachtungen im Infrarot- bzw. Millimeterbereich des elektromagnetischen Spektrums mit anschließender Bildkonstruktion ermöglichen. Beide Instrumente werden um das Jahr 2010 zur Verfügung stehen. Deren Konstruktion schließt multinationale Aufwendungen und eine nationale Grenzen überschreitende Teamarbeit mit ein.

9.1 MATISSE

Das Instrument MATISSE (Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment) ist ein Nachfolgeinstrument von MIDI und AMBER am VLTI (Lopez et al. 2006). Neben interferometrischen Beobachtungen im N-Band können darüberhinaus auch das L-, M- und evtl. auch das Q-Band mit einbezogen werden. Dabei werden photometrische Aufnahmen sowie spektrophotometrische Beobachtungen mit verschiedenen spektralen Auflösungsvermögen ($\lambda/\Delta\lambda = 30-1500$) durchführbar sein. Mit MATISSE wird man wie mit AMBER gleichzeitig mit drei Teleskopen beobachten. Standardmäßig stehen dafür die vier feststehenden Teleskope des VLT mit einem Durchmesser von 8,2 m (UT) und vier verschiebbare, kleinere Teleskope mit einem Durchmesser von 1,5 m (AT) zur Verfügung.^c Mit Hilfe der „Closure Phase-Methode“ ist eine Bildrekonstruktion möglich, bei der zweidimensionale Strukturen im Objekt sichtbar gemacht werden können.^d Die wissenschaftlichen Arbeitsbereiche von MATISSE sind vielschichtig. Neben dem Studium von (kleinskaligen) Dichtestrukturen gehört dazu die Untersuchung der räumlichen Verteilung verschiedener fester bzw. gasförmiger Materialien (Silikate, Eis, Kohlenstoffverbindungen wie Diamant sowie PAH, Pfl, CO, HCN, CH₄, SiO, H₂). Die Untersuchung der Entwicklung protoplanetarer Scheiben um Einzel- oder Mehrfachsternsysteme ist ein weiterer Arbeitsschwerpunkt von MATISSE.

9.2 ALMA

Das „Atacama Large Millimeter Array“ (ALMA) wird von einem Konsortium aus europäischen, nordamerikanischen, japanischen, taiwanesischen und chilenischen Arbeitsgruppen auf der über 5000 m gelegenen Ebene „Llano de Chajnantor“ in der nordchilenischen Atacama-Wüste gebaut. Man erwartet, daß ALMA die gleiche wissenschaftliche Bedeutung erlangen wird wie das Hubble-Teleskop, das VLT(I) oder das VLA. In seiner Endkonfiguration wird ALMA aus 64 verschiebbaren 12 m-Teleskopen bestehen, mit denen man gleichzeitig beobachten kann. Dadurch wird eine Bildrekonstruktion nach relativ kurzer Meßdauer möglich sein. Bei einer einstündigen Beobachtung rechnet man bei ALMA mit einer instrumentellen Sensitivität von $60 \mu\text{Jy}$. Die Basislinien können dabei – je nach Konfiguration der Teleskope – Längen zwischen 150 m und 14 km annehmen. ALMA wird im Millimeterbereich, genauer im Frequenzintervall von 84 GHz (3,5 mm) bis 720 GHz (0,42 mm), das in vier Bänder unterteilt ist, arbeiten. Bei einer Entfernung von 140 pc kann ALMA dann noch eine räumliche Auflösung von ca. 1 AE erzielen. Die spektrale Auflösung bei 100 GHz liegt bei $\sim 0,1 \text{ km/s}$ ($\approx 1 \text{ \AA}$). Hochauflösende Strukturanalysen von zirkumstellaren Scheiben, die Identifizierung kompakter Dichtestrukturen sowie das Studium des gravitativen Kollapses zirkumstellarer Hüllen gehören genauso zu den Arbeitsfeldern von ALMA wie die Untersuchung von Fragmentationsprozessen in protostellaren Wolken und die Entstehung

^cDie Anzahl der ATs (Auxiliary Telescopes) soll noch erhöht werden.

^dMan nennt das Verfahren der Bildrekonstruktion interferometrischer Messungen „Apertur Synthese“.

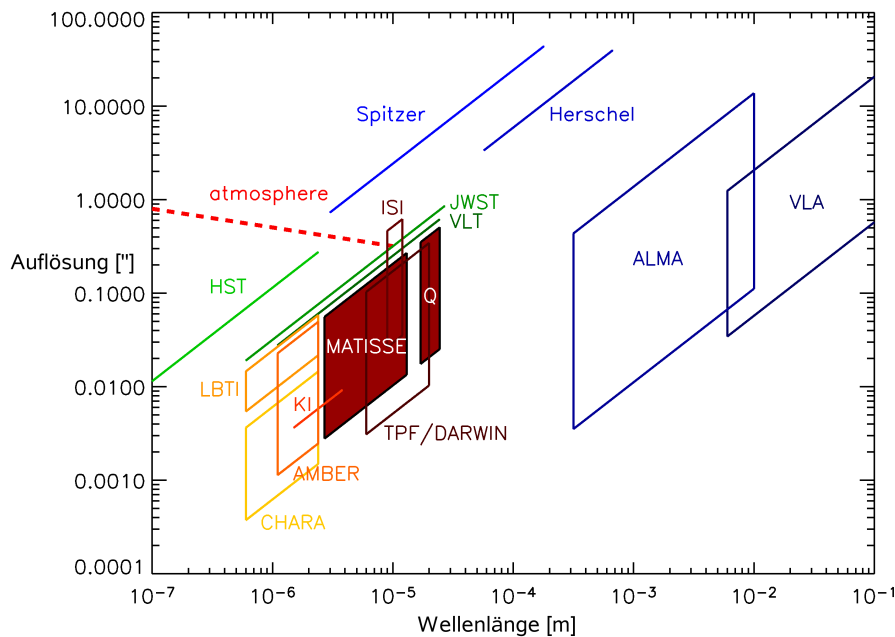


Abbildung 9.2: Das von der Wellenlänge abhängige räumliche Auflösungsvermögen, mit dem heute schon existierende (HST, VLT, Chara, AMBER, Spitzer, VLA) bzw. zukünftige (JWST, LBT, MATISSE, DARWIN, Herschel, ALMA) Instrumente arbeiten. Die rot-gestrichelte Linie stellt die von der Erdatmosphäre vorgegebene Grenze für das Auflösungsvermögen dar. Darunter kann die räumliche Auflösung nur unter dem Einsatz adaptiver optischer Systeme erhöht werden. (aus Wolf, S., Antonelli P. & Lopez, B.: *Very Large Telescope: MATISSE, Science Cases, 2007, Doc. No. VLT-TRE-MAT-15860-0002*)

von Doppel- und Mehrfachsternsystemen. Darüberhinaus werden auch polarimetrische Messungen möglich sein, so daß u.a. stellare Magnetfeldstärken untersucht werden können. Zu weiteren wichtigen Aufgabenstellungen von ALMA gehören die Untersuchung der Staubsedimentierung und der Staubkoagulation im Scheibeninneren, wie auch die Verschiebung des Scheibeninnenradius zu größeren Radien. Weiterhin erhofft man sich mit Hilfe von ALMA Spuren zu finden, die für die Präsenz von Planeten sprechen. Zu diesen Spuren gehören u.a. ringförmige Scheibenlücken, die sich der vermeintliche Planet oder ein stellarer Begleiter während ihres Umlaufs „freiräumen“ (Guilloteau et al. 1999). Machbarkeitsstudien haben ergeben, daß solche Lücken durch deren Randbereich sichtbar werden. Dieser Rand wird direkt angestrahlt und aufgeheizt, so daß er schließlich eine ringförmige Intensitätserscheinung hervorruft (Wolf & D’Angelo 2005; Varnière et al. 2006).

Dies ist nur eine kleine Auswahl potentieller Arbeitsfelder, die mit ALMA abgedeckt werden können. Die Abb. 9.2 stellt nochmals das räumliche Auflösungsvermögen heute schon arbeitender und in näherer Zukunft fertig gestellter Teleskope bzw. Instrumente zusammen, das sie in den entsprechenden Wellenlängenbereichen erzielen. Man erkennt, daß ALMA die bisher noch bestehende Lücke im Millimeterbereich abdeckt.

Literaturverzeichnis

Die Abkürzungen der verschiedenen Journale (ApJ, A&A usw.) sind die gebräuchlichen Abkürzungen wie sie auch in A&A (Astronomy & Astrophysics) verwendet werden.

- Acke, B. & van den Ancker, M. E., *ISO spectroscopy of disks around Herbig Ae/Be stars*, 2004, A&A, 426, 151
- Adams, F. C., Lada, C. J. & Shu, F. H., *Spectral evolution of young stellar objects*, 1987, ApJ, 312, 788
- Akeson, R. L., Walker, C. H., Wood, K., et al., *Observations and Modeling of the Inner Disk Region of T Tauri Stars*, 2005, ApJ, 622, 440
- Allen, C. W., *Allen's Astrophysical Quantities*, 2000, Hrsg: A. N. Cox (Springer)
- Allen, L. E., Myers, P. C., Di Francesco, J., et al., *Hubble Space Telescope/NICMOS Imaging Survey of the Ophiuchus (Lynds 1688) Cluster*, 2002, ApJ, 566, 993
- Ambartsumian, J. A., in *Stellar Evolution and Astrophysics*, 1947, Hrsg: Yerevan, Acad. Sci. Armenian SSR
- Andersen, A. C., Sotelo, J. A., Pustovit, V. N. & Niklasson, G. A., *Extinction calculations of multi-sphere polycrystalline graphitic clusters. A comparison with the 2175Å peak and between a rigorous solution and discrete-dipole approximations*, 2002, A&A, 386, 296
- Andersen, A. C., Sotelo, J. A., Pustovit, V. N. & Niklasson, G. A., *Erratum: Extinction calculations of multi-sphere polycrystalline graphitic clusters. A comparison with the 2175Å peak and between a rigorous solution and discrete-dipole approximations.*, 2003, A&A, 411, 481
- André, P., Ward-Thompson, D. & Barsony, M., *Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps*, 1993, ApJ, 406, 122
- Andrews, S. M. & Williams, J. P., *Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective*, 2005, ApJ, 631, 1134
- Andrews, S. M. & Williams, J. P., *High Resolution Submillimeter Constraints on Circumstellar Disk Structure*, 2006, astro-ph, 0610813
- Appenzeller, I. & Mundt, R., *T Tauri Stars*, 1989, A&ARev., 1, 291
- Armitage, P. J., Clarke, C. J. & Tout, C. A., *Accretion disc evolution in single and binary T Tauri stars*, 1999, MNRAS, 304, 425
- Artymowicz, P. & Lubow, S. H., *Dynamics of Binary-Disk Interaction. I. Resonances and Disk Gap Sizes*, 1994, ApJ, 421, 651
- Bastien, P. & Landstreet, J. D., *Polarization observations of the T Tauri stars RY Tauri, T Tauri, and V866 Scorpii*, 1979, ApJ, 229, 137
- Basri, G., Martin, E. L. & Bertout, C., *The lithium resonance line in T Tauri stars*, 1991, A&A, 252, 625
- Beck, T. L., Schaefer, G. H., Simon, et al., *A High Spatial Resolution Infrared View of the T Tauri Multiple System*, 2004, ApJ, 614, 235

- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S. & Güsten, R., *A survey for circumstellar disks around young stellar objects*, 1990, AJ, 99, 924
- Beckwith, S. V. W., Henning, Th. & Nakagawa, Y., in *Protostars and Planets IV*, 1999, Hrsg: Mannings, V., Boss, A. P., Russell, S. S., 533
- Berger, J.-P., Haguenaue, P., Kern, P. Y., et al., *An integrated-optics 3-way beam combiner for IOTA*, 2003, SPIE Proc., 4838, 1099
- Bernstein, M. P., Elsila, J. E., Dworkin, J. P., et al., *Side Group Addition to the Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Coronene by Ultraviolet Photolysis in Cosmic Ice Analogs*, 2002, ApJ, 576, 1115
- Bertout, C., Basri, G. & Bouvier, J., *Accretion disks around T Tauri stars*, 1988, ApJ, 330, 350
- Bertout, C., Robichon, N. & Arenou, F., *Revisiting Hipparcos data for pre-main sequence stars*, 1999, A&A, 352, 574
- Bjorkman, J. E. & Wood, K., *Radiative Equilibrium and Temperature Correction in Monte Carlo Radiation Transfer*, 2001, ApJ, 554, 615
- Bjorkman, J. E., Whitney, B. & Wood, K., *Monte Carlo Radiation Transfer in Very Optically Thick Circumstellar Disks*, 2002, AAS, 201, 4910
- Blondel, P. F. C., Djie, H. R. E. & Tjin, A., *Modeling of PMS Ae/Fe stars using UV spectra*, 2006, A&A, 456, 1045
- Blum, J. & Wurm, G., *Experiments on Sticking, Restructuring, and Fragmentation of Preplanetary Dust Aggregates*, 2000, Icarus, 143, 128
- Bodenheimer, P., *Studies in Stellar Evolution. II. Lithium Depletion during the Pre-Main Contraction*, 1965, ApJ, 142, 451
- Boogert, A. C. A., Pontoppidan, K. M., Lahuis, F., et al., *Spitzer Space Telescope Spectroscopy of Ices toward Low-Mass Embedded Protostars*, 2004, ApJS, 154, 359
- Born, M. & Wolf, E., in *Principles of optics*, 1999 (Cambridge University Press), 572ff.
- Boss, A. P., *Rapid Formation of Gas Giant Protoplanets by Disk Instability*, 2000, ApJ, 536, 101
- Bouvier, J. & Appenzeller, I., *A magnitude-limited spectroscopic and photometric survey of ρ Ophiuchus X-ray sources*, 1992, A&ASS, 92, 481
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M., *Protostars and Planets V*, 2006, Hrsg.: B. Reipurth, D. Jewitt & K. Keil
- Bouwman, J., de Koter, A., Dominik, C. & Waters, L. B. F. M., *The composition of the circumstellar dust around the Herbig Ae stars AB Aur and HD 163296*, 2000, A&A, 360, 213
- Bouwman, J., Meeus, G., de Koter, A., et al., *Processing of silicate dust grains in Herbig Ae/Be systems*, 2001, A&A, 375, 950
- Bouwman, J., de Koter, A., Dominik, C. & Waters, L. B. F. M., *The origin of crystalline silicates in the Herbig Be star HD 100546 and in comet Hale-Bopp*, 2003, 401, 577
- Bradley, J. P., Keller, L. P., Snow, T. P., et al., *An infrared spectral match between GEMS and interstellar grains*, 1999, Sci, 285, 1716
- Brandner, W., Sheppard, S., Zinnecker, H., et al., *VLT-detection of two edge-on Circumstellar Disks in the ρ Oph dark cloud*, 2000, A&A, 364, 13
- Brooke, T. Y., Sellgren, K. & Geballe, T. R., *New 3 Micron Spectra of Young Stellar Objects with H₂O Ice Bands*, 1999, ApJ, 517, 883

- Brüggemann, D. A. G., 1935, *Ann. Phys.*, 24, 636
- Burrows, Ch. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al., *Hubble Space Telescope Observations of the Disk and Jet of HH 30*, 1996, *ApJ*, 473, 437
- Calvet, N., Hartmann, L. & Strom, S. E., *Near-Infrared Emission of Protostars*, 1997, *ApJ*, 481, 912
- Calvet, N. & Gullbring, E., *The Structure and Emission of the Accretion Shock in T Tauri Stars*, 1998, *ApJ*, 509, 802
- Calvet, N., D'Alessio, P., Hartmann, L., et al., *Evidence for a Developing Gap in a 10 Myr Old Protoplanetary Disk*, 2002, *ApJ*, 568, 1008
- Calvet, N., Muzerolle, J., Briceño, C., et al., *The Mass Accretion Rates of Intermediate-Mass T Tauri Stars*, 2004, *AJ*, 128, 1294
- Carleton, N. P., Traub, W. A., Lacasse, M. G., et al., *Current status of the IOTA interferometer*, 1994, *SPIE Proc.*, 2200, 152
- Carpenter, J. M., Wolf, S., Schreyer, K., Launhardt, R. & Henning, Th., *Evolution of Cold Circumstellar Dust around Solar-type Stars*, 2005, *AJ*, 129, 1049
- Chelli, A., Zinnecker, H., Carrasco, L., Cruz-Gonzalez, I. & Perrier, C., *Infrared companions to T Tauri stars*, 1988, *A&A*, 207, 46
- Chen, H., Myers, P. C., Ladd, E. F. & Wood, D. O. S., *Bolometric temperature and young stars in the Taurus and Ophiuchus complexes*, 1995, *ApJ*, 443, 625
- Chen, W. P. & Graham, J. A., *Ice grains in the Corona Australis molecular cloud*, 1993, *ApJ*, 409, 319
- Chiang, E. I. & Goldreich, P., *Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks*, 1997, *ApJ*, 490, 368
- Chiang, E. I., Joungh, M. K., Creech-Eakman, M. J., Qi, C., Kessler, J. E., et al., *Spectral Energy Distributions of Passive T Tauri and Herbig Ae Disks: Grain Mineralogy, Parameter Dependences, and Comparison with Infrared Space Observatory LWS Observatorium*, 2001, *ApJ*, 547, 1077
- Chiar, J. E., Adamson, A. J., Pendleton, Y. J., et al., *Hydrocarbons, Ices, and "XCN" in the Line of Sight toward the Galactic Center*, 2002, *ApJ*, 570, 198
- Chini, R., Kämpgen, K., Reipurth, B., et al., *SIMBA observations of the R Corona Australis molecular cloud*, 2003, *A&A*, 409, 235
- Chýlek, P., Videen, G., Geldart, D. J. W., Dobbie, J. S. & Tso, H. C. W., in *Light Scattering by Nonspherical Particles*, 2000 (Academic Press)
- Cohen, M., *Infra-red observations of young stars - II. T Tauri stars and the Orion population*, 1973, *MNRAS*, 161, 97
- Cohen, M., *Infrared observations of young stars. VI- A 2- to 4-micron search for molecular features*, 1975, *MNRAS*, 173, 279
- Cohen, M. & Kuhl, L. V., *Observational studies of pre-main-sequence evolution*, 1979, *ApJS*, 41, 743
- Collison, A. J. & Fix, J. D., *1612 MHz OH Maser Emission from Axisymmetric Circumstellar Envelopes*, 1991, *ApJ*, 368, 545
- Cotera, A. S., Whitney, B. A., Young, E., et al., *High-Resolution Near-Infrared Images and Models of the Circumstellar disk in HH 30*, 2001, *ApJ*, 556, 958
- Coudé du Foresto, V., Ridgway, S. & Mariotti, J.-M., *Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer*, 1997, *A&AS*, 121, 379

- Creech-Eakman, M. J., Chiang, E. I., Joungh, R. M. K., Blake, G. A. & van Dishoeck, E. F., *ISO LWS Spectra of T Tauri and Herbig AeBe stars*, 2002, A&A, 385, 546
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al., *2MASS All Sky Catalog of point sources*, 2003
- D'Alessio, P., Calvet, N. & Hartmann, L., *Accretion Disks around Young Objects. III. Grain Growth*, 2001, ApJ, 553, 321
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I., *New pre-main-sequence tracks for M less than or equal to 2.5 solar mass as tests of opacities and convection model*, 1994, ApJS, 90, 467
- Dartois, E. & d'Hendecourt, L., *Search for NH₃ ice in cold dust envelopes around YSOs*, 2001, A&A, 365, 144
- Dartois, E., d'Hendecourt, L., Thi, W., Pontoppidan, K. M. & van Dishoeck, E. F., *Combined VLT ISAAC/ISO SWS spectroscopy of two protostellar sources*, 2002, A&A, 394, 1057
- Dartois, E., *Dust Formation, Composition and Evolution*, 2005, ASP Conf., 344, 113
- Davis, S. S., *Ice Formation in Radiated Accretion Disks*, 2007, ApJ, 660, 1580
- Denis Databasis, Denis Konsortium 2005
- d'Hendecourt, L. B., Allamandola, L. J. & Greenberg, J. M., *Time dependent chemistry in dense molecular clouds. I - Grain surface reactions, gas/grain interactions and infrared spectroscopy*, 1985, A&A, 152, 130
- Djouadi, Z., d'Hendecourt, L., Leroux, H., et al., *First determination of the (re)crystallization activation energy of an irradiated olivine-type silicate*, 2005, A&A, 440, 179
- Dohnanyi, J. S., *Collisional Model of Asteroids and Their Debris*, 1968, IAU Symposium, 33, 468
- Dolan, Ch. J. & Mathieu, R. D., *The Spatial Distribution of the λ Orionis Pre-Main-Sequence Population*, 2001, AJ, 121, 2124
- Dominik, C., Sedlmayr, E. & Gail, H.-P., *Dust formation in stellar winds. VI. Moment equations for the formation of heterogeneous and core-mantle grains*, 1993, A&A, 277, 578
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M. & Walch, S., *Understanding the spectra of isolated Herbig stars in the frame of a passive disk model*, 2003, A&A, 398, 607
- Dorschner, J., Friedmann, C., Gürtler, J. & Henning, Th., *Optical properties of glassy bronzite and the interstellar silicate bands*, 1988, A&A, 198, 223
- Dorschner, J., Begemann, B., Henning, Th., Jäger, C. & Mutschke, H., *Steps toward interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition*, 1995, A&A, 300, 503
- Dorschner, J., in *Astromineralogy*, 2003, Hrsg.: Th. Henning (Berlin: Springer), 1
- Downes, R. A. & Keyes, Ch. D., *Spectroscopic observations of H-alpha emission stars from the Stephenson and Stephenson-Sanduleak lists*, 1988, AJ, 96, 2
- Draine, B. T. & Lee, H. M., *Optical properties of interstellar graphite and silicate grains*, 1984, ApJ, 285, 89
- Draine, B. T. & Malhotra, S., *On graphite and the 2175 Å extinction profile*, 1993, ApJ, 414, 632
- Duchêne, G., *Binary fraction in low-mass star forming regions: a reexamination of the possible excesses and implications*, 1999, A&A, 341, 547
- Duchêne, G., Ghez, A. M., McCabe, C. & Ceccarelli, C., *The Circumstellar Environment of T Tauri S at High Spatial and Spectral Resolution*, 2005, ApJ, 628, 832

- Duschl, W. J., Gail, H.-P. & Tscharnuter, W. M., *Destruction processes for dust in protoplanetary accretion disks*, 1996, A&A, 312, 624
- Duley, W. W. & Williams, D. A., *Book-Review – Interstellar Chemistry*, Nat., 311, 685
- Dullemond, C. P., Dominik, C. & Natta, A., *Passive Irradiated Circumstellar Disks with an Inner Hole*, 2001, ApJ, 560, 967
- Dullemond, C. P. & Dominik, C., *The Globale Structure of Protoplanetary Disks*, 2004, A&A, 421, 1075
- Dullemond, C. P. & Dominik, C., *Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains*, 2005, A&A, 434, 971
- Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I. & D'Alessio, P., in *Protostars and Planets V*, 2006, Hrsg.: B. Reipurth, D. Jewitt & K. Keil
- Dunkin, S. K., Barlow, M. J. & Ryan, S. G., *High-resolution spectroscopy of Vega-like stars - II. Age indicators, activity and circumstellar gas*, 1997, MNRAS, 290, 165
- Duquennoy, A. & Mayor, M., *Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II. Distribution of the orbital elements in an unbiased sample.*, 1991, A&A, 248, 485
- Dyck, H. M., Simon, Th. & Zuckerman, B., *Discovery of an Infrared Companion to T Tauri*, 1982, ApJ, 255, 103
- Edwards, S., Ray, T. P. & Mundt, R., in *Protostars and Planets III*, 1993, Hrsg.: E. H. Levy & J. I. Lunine, 567
- Ehrenfreund, P., Gerakines, P. A., Schutte, W. A., van Hemert, M. C. & van Dishoeck, E. F., *Infrared properties of isolated water ice*, 1996, A&A, 312, 263
- Eiroa, C., Oudmaijer, R. D., Davies, J. K., et al., *On the simultaneous optical and near-infrared variability of pre-main sequence stars*, 2002, A&A, 384, 1038
- Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., White, R. J., et al., *Observations of T Tauri Disks at Sub-AU Radii: Implications for Magnetospheric Accretion and Planet Formation*, 2005a, ApJ, 623, 952
- Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M. & Wolf, S., *Constraining the Evolutionary Stage of Class I Protostars: Multiwavelength Observations and Modeling*, 2005b, ApJ, 635, 396
- Eisner, J. A., Chiang, E. I. & Hillenbrand, L. A., *Spatially Resolving the Inner Disk of TW Hya*, 2006, ApJ, 637, 133
- Elias, J. H., *An infrared study of the Ophiuchus dark cloud*, 1978a, ApJ, 224, 453
- Elias, J. H., *A study of the Taurus dark cloud complex*, 1978b, ApJ, 224, 857
- Fabircius, C. & Makarov, V. V., *Two-color photometry for 9473 components of close Hipparcos double and multiple stars*, 2000, A&A, 365, 141
- Folha, D. F. M. & Emerson, J. P., *Near infrared hydrogen lines as diagnostic of accretion and winds in T Tauri stars*, 2001, A&A, 365, 90
- Fukagawa, M., Hayashi, M., Tamura, M., et al., *Spiral Structure in the Circumstellar Disk around AB Aurigae*, 2004, ApJ, 605, 53
- Gahm, G. F., in *Formation and Evolution of Low Mass Stars*, 1988, Hrsg.: A. Dupree und M.T.V.T. Lago (D. Reidel, Dordrecht), 295
- Gahm, G. F., Gullbring, E., Fischertröm, C., Lindroos, K. P. & Lodén, K., *A decade of photometric observations of young stars - With special comments on periodicities*, 1993, AAS, 100, 371

- Gail, H.-P., *Chemical reactions in protoplanetary accretion disks. IV. Multicomponent dust mixture*, 1998, A&A, 332, 1099
- Gail, H.-P., in *Astromineralogy*, 2003, LNP, Hrsg.: Th. Henning, 609, 55
- Gail, H.-P., *Radial mixing in protoplanetary accretion disks. IV. Metamorphosis of the silicate dust complex*, 2004, A&A, 413, 571
- Garcia-Lopez, R., Natta, A., Testi, L. & Habart, E., *Accretion rates in Herbig Ae stars*, 2006, A&A, 459, 837
- Geoffray, H. & Monin, J.-L., *Circumstellar medium around close southern PMS binaries. New results with the ESO ADONIS + COMIC/SHARP infrared system*, 2001, A&A, 369, 239
- Gezari, D. Y., Pitts, P. S. & Schmitt, M., *Catalog of Infrared Observations*, 1999, 5
- Ghez, A. M., Neugebauer, G. & Matthews, K., *The multiplicity of T Tauri stars in the star forming regions Taurus-Auriga and Ophiuchus-Scorpius: A 2.2 micron speckle imaging survey*, 1993, AJ, 106, 2005
- Ghez, A. M., McCarthy, D. W., Patience, J. L. & Beck, T. L., *The multiplicity of pre-main-sequence stars in southern star-forming regions*, 1997, ApJ, 481, 295
- Gillett, F. C. & Forrest, W. J., *Spectra of the Becklin-Neugebauer point source and the Kleinmann-low nebula from 2.8 to 13.5 microns*, 1973, ApJ, 179, 483
- Gillett, F. C., Jones, T. W., Merrill, K. M. & Stein, W. A., *Anisotropy of Constituents of Interstellar Grains*, 1975, A&A, 45, 77
- Giovannelli, F., Vittone, A. A., Rossi, C., et al., *Multifrequency monitoring of RU Lupi. I. Observations*, 1995, A&AS, 114, 269
- Gitton, P. B., Lèvêque, B., Samuel, A., Avila, G. & Phan Duc, T., *IRIS: an infrared tilt sensor for the VLTI*, 2004, SPIE Proc., 5491, 944
- Gómez, M. & Mardones, D., *Near-Infrared Spectra of Chamaeleon I Stars*, 2003, AJ, 125, 2134
- Grady, C. A., Polomski, E. F., Henning, Th., et al., *The Disk and Environment of the Herbig Be Star HD 100546*, 2001, AJ, 122, 3396
- Graham, J. A., *Clumpy accretion onto pre-main-sequence stars*, 1992, PASP, 104, 479
- Grankin, K. N., Melnikov, S. Yu., Bouvier, J., Herbst, W. & Shevchenko, V. S., *Results of the ROTOR-program. I. The long-term photometric variability of classical T Tauri stars*, 2007, A&A, 461, 183
- Gras-Velázquez, A. & Ray, T. P., *Weak-line T Tauri stars: circumstellar disks and companions. I. Spectral energy distributions and infrared excesses*, 2005, A&A, 443, 541
- Greaves, J. S., *Dense gas discs around T Tauri stars*, 2004, MNRAS, 351, 99
- Gregorio-Hetem, J., Lepine, J. R. D., Quast, G. R., Torres, C. A. O. & de La Reza, R., *A search for T Tauri stars based on the IRAS point source catalog*, 1992, AJ, 103, 549
- Gry, C., Swinyard, B., Harwood, A., et al., *The ISO Handbook: LWS – The Long-Wavelength Spectrometer*, 1998, ESA, SAI/99-077/Dc, Volume III
- Guilloteau, S., Dutrey, A. & Simon, M., *GG Tauri: the ring world*, 1999, A&A, 348, 570
- Günther, R. & Kley, W., *Circumbinary disk evolution*, 2002, A&A, 387, 550
- Günther, R., Schäfer, C. & Kley, W., *Evolution of irradiated circumbinary disks*, 2004, A&A, 423, 559
- Gullbring, E., Calvet, N., Muzerolle, J. & Hartmann, L., *The Structure and Emission of the Accretion Shock in T Tauri Stars. II. The Ultraviolet-Continuum Emission*, 2000, ApJ, 544, 927

- Habart, E., Natta, A. & Krügel, E., *PAHs in circumstellar disks around Herbig Ae/Be stars*, 2004, A&A, 427, 179
- Hagen, W., Tielens, A. G. G. M. & Greenberg, J. M., *The infrared spectra of amorphous solid water and ice I. c. between 10K and 140K*, 1981a, Chem. Phys., 56, 367
- Hagen, W. & Tielens, A. G. G. M., *Infrared spectrum of H₂O matrix isolated in CO at 10K: Evidence for bifurcated dimers*, 1981b, Chem. Phys., 75, 4198
- Haisch, K. E., Lada, E. A. & Lada, C. J., *Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters*, 2001, ApJ, 553, 153
- Haisch, K. E., Jr., Barsony, M., Greene, T. P. & Ressler, M. E., *An Infrared Multiplicity Survey of Class I/Flat-Spectrum System in the ρ Ophiuchi and Serpens Molecular Clouds*, 2002, ApJ, 124, 2841
- Hales, A. S., Gledhill, T. M., Barlow, M. J. & Lowe, K. T. E., *Near-infrared imaging polarimetry of dusty young stars*, 2006, MNRAS, 365, 1348
- Hanner, M. S., Brooke, T. Y. & Tokunaga, A. T., *10 micron spectroscopy of younger stars in the rho Ophiuchi cloud*, 1995, ApJ, 438, 250
- Hanner, M. S., Brooke, T. Y. & Tokunaga, A. T., *8-13 Micron Spectroscopy of Young Stars*, 1998, ApJ, 502, 871
- Hartkopf, W. I., Mason, B. D., McAlister, H. A., et al., *ICCD Speckle Observations of Binary Stars. XIII. Measurements During 1989-1994 From the Cerro Tololo 4m Telescope*, 1996, AJ, 111, 936
- Hartigan, P., Edwards, S. & Ghandour, L., *Accretion and Outflow from Young Stars*, 1995, ApJ, 452, 736
- Hartquist, T. W. & Wolf, M., *Cosmic-Ray Induced Desorption and High Depletions in Dense Cores*, 1990, MNRAS, 247, 343
- Harvey, P. M., Thronson, H. A. & Gatley, I., *Far-infrared observations of optical emission-line stars - Evidence for extensive cool dust clouds*, 1979, ApJ, 231, 115
- Hartmann, L., Kenyon, S. J. & Calvet, N., *The excess infrared emission of Herbig Ae/Be stars - Disks or envelopes?*, 1993, ApJ, 407, 219
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E. & D'Alessio, P., *Accretion and the Evolution of T Tauri Disks*, 1998, ApJ, 495, 385
- Hartmann, L., *Accretion Disks (Invited Review)*, 2000, ASP Conf., 219, 95
- Hartmann, L., *Astrophysical Observations of Disk Evolution around Solar Mass Stars*, 2005a, ASP Conf., 341, 131
- Hartmann, L., Megeath, S. T., Allen, L., et al., *IRAC Observations of Taurus Pre-Main-Sequence Stars*, 2005b, ApJ, 629, 881
- Herbig, G. H., *The Spectra of Be- and Ae-Type Stars Associated with Nebulosity*, 1960, ApJS, 4, 337
- Herbig, G. H. & Rao, N. K., *Second catalog of emission-line stars of the Orion population*, 1974, ApJ, 174, 401
- Herbst, W. & Stine, P. C., *Photometric variations of Orion population stars. III - RY Tau, T Ori, NV Ori, and HH Aur*, 1984, AJ, 89, 1716
- Herbst, W. & Shevchenko, V. S., *A Photometric Catalog of Herbig Ae/Be Stars and Discussion of the Nature and Cause of the Variations of UX Orionis Stars*, 1999, ApJ, 118, 1043
- Hersant, F., Dubrulle, B. & Huré, J.-M., *Turbulence in circumstellar disks*, 2005, A&A, 429, 531

- Herczeg, G. J., Walter, F. M., Linsky, J. L., et al., *The loopy ultraviolet line profiles of RU Lupi: accretion, outflows, and fluorescence*, 2005, AJ, 129, 2777
- Hildebrand, R. H., *The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission*, 1983, QJRAS, 24, 247
- European Space Agency (ESA), *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, 1997, Vol. 1-17
- Hogerheijde, M. R., van Langevelde, H. J., Mundy, L. G., Blake, G. A. & van Dishoeck, E. F., *Subarcsecond Imaging at 267 GHz of a Young Binary System: Detection of a Dust Disk of Radius Less than 70 AU around T Tauri N*, 1997, ApJ, 490, 99
- Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S. & Shu, F., *Photoevaporation of disks around massive stars and application to ultracompact H II regions*, 1994, ApJ, 428, 654
- Honda, M., Kataza, H., Okamoto, Y. K., et al., *Silicate dust crystallization around low-mass young stars*, 2003, A&A, 585, 59
- Houk, N., Evans, A. & Sowell, J. R., *Results from Volumes 1-4 ($\delta = -90^\circ$ to -12°) of the Michigan Catalogue of Two-Dimensional Spectral Types for the HD Stars*, 1988, BAAS, 20, 695
- Indebetouw, R., Mathis, J. S., Babler, B. L., et al., *The Wavelength Dependence of Interstellar Extinction from 1.25 to 8.0 μm Using GLIMPSE Data*, 2005, ApJ, 619, 931
- IRAS Explanatory Supplement to the Catalogs and Atlases 1985, Hrsg.: C. Beichmann, G. Neugebauer, H. J. Habing, P. E. Clegg & T. J. Chester, NASA RP-1190, 1
- Isella, A. & Natta, A., *The shape of the inner rim in proto-planetary disks*, 2005, A&A, 438, 899
- Data Archive of the Infrared Space Observatory, European Space Agency (ESA)
- Ivezic, Z., Groenewegen, M. A. T., Men'shchikov, A. & Szczerba, R., *Benchmark problems for dust radiative transfer*, 1997, MNRAS, 291, 121
- Jackson, J. D., in *Klassische Elektrodynamik*, 1983 (Walter de Gruyter)
- Jaffe, W. J., *Coherent fringe tracking and visibility estimation for MIDI*, 2004, SPIE Proc., 5491, 715
- Jäger, C., Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J. & Henning, Th., *Steps toward interstellar silicate mineralogy. 1: Laboratory results of a silicate glass of mean cosmic composition*, 1994, A&A, 292, 641
- Jäger, C., Mutschke, H. & Henning, Th., *Optical properties of carbonaceous dust analogues*, 1998a, A&A, 332, 291
- Jäger, C., Molster, F. J., Dorschner, J., Henning, Th., Mutschke, H., et al., *Steps toward interstellar silicate mineralogy. IV. The crystalline revolution*, 1998b, A&A, 339, 904
- Jennison, R. C., *A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent*, 1958, MNRAS, 118, 276
- Jensen, E. L. N., Mathieu, R. D. & Fuller, G. A., *The Connection between Submillimeter Continuum Flux and Binary Separation in Young Binaries: Evidence of Interaction between Stars and Disks*, 1996, ApJ, 458, 312
- Jensen, E. L. N., Mathieu, R. D., Donar, A. X. & Dullaghan, A., *Testing protoplanetary disk alignment in young binaries*, 2004, ApJ, 600, 789
- Johansen, A. & Klahr, H., *Dust Diffusion in Protoplanetary Disks by Magnetorotational Turbulence*, 2005, ApJ, 634, 1353
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A. & Linsky, J. L., *An IUE Atlas of Pre-Main-Sequence Stars. II. Far-Ultraviolet Accretion Diagnostics in T Tauri Stars*, 2000, ApJ, 539, 815

- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A. & Gafford, A. D., *Magnetic Accretion Onto T Tauri Stars*, 2003, RevMexAA, 18, 38
- Jones, T. W. & Merrill, K. M., *Model dust envelopes around late-type stars*, 1976, ApJ, 209, 509
- Jonkheid, B., Faas, F. G. A., van Zadelhoff, G.-J. & Dishoeck, E. F., *The gas temperature in flaring disks around pre-main sequence stars*, 2004, A&A, 428, 511
- Joy, A. H. & Biesbrock, G., *Five New Double Stars among Variables of the T Tauri Class*, 1944, PASP, 56, 123
- Joy, A. H., *T Tauri Variable Star*, 1945, ApJ, 102, 168
- Kamp, I. & Sammar, F., *Modeling the gas reservoir of circumstellar disks around young G-type stars*, 2004, A&A, 427, 561
- Kemper, F., Vriend, W. J. & Tielens, A. G. G. M., *The Absence of Crystalline Silicates in the Diffuse Interstellar Medium*, 2004, ApJ, 609, 826
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L., *Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars: Disk Flaring and Limits on Accretion*, 1987, ApJ, 323, 714
- Kenyon, S. J., Dobrzycky, D. & Hartmann, L., *A new Optical Extinction Law and Distance Estimate for the Taurus-Auriga Molecular Cloud*, 1994, AJ, 108, 5
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L., *Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud*, 1995, ApJS, 101, 117
- Kessler-Silacci, J. E., Hillenbrand, L. A., Blake, A. G. & Meyer, M. R., *8 – 13 μ m Spectroscopy of Young Stellar Objects: Evolution of the Silicate Feature*, 2005, ApJ, 622, 404
- Kessler-Silacci, J. E., Augereau, J.-C., Dullemond, C. P., et al., *c2d Spitzer IRS Spectra of Disks around T Tauri Stars. I. Silicate Emission and Grain Growth*, 2006, ApJ, 639, 275
- Kitamura, Y., Momose, M., Yokogawa, S., et al., *Investigation of the Physical Properties of Protoplanetary Disks around T Tauri Stars by a 1 Arcsecond Imaging Survey: Evolution and Diversity of the Disks in their Accretion Stage*, 2002, ApJ, 581, 357
- Klahr, H. & Henning, Th., *Particle-Trapping Eddies in Protoplanetary Accretion Disks*, 1997, Icarus, 128, 213
- Klahr, H. & Bodenheimer, P., *Turbulence in Accretion Disks: Vorticity Generation and Angular Momentum Transport via the Global Baroclinic Instability*, 2003, ApJ, 582, 869
- Köhler, R. & Leinert, Ch., *Multiplicity of T Tauri stars in Taurus after ROSAT*, 1998, A&A, 331, 977
- Königl, A., *Disk accretion onto magnetic T Tauri stars*, 1991, ApJ, 370, 39
- Koerner, D. W., *Evolution of Gas and Dust in Circumstellar Disks*, 2000, IAU Symposium, 197, 393
- Koresko, C. D., Herbst, T. M. & Leinert, Ch., *The Infrared Companions of T Tauri Stars*, 1997, ApJ, 480, 741
- Koresko, C. D., *A Third Star in the T Tauri System*, 2000, ApJ, 531, 147
- Koresko, C. D., *Imaging the circumstellar environments of young binaries in southern star-forming regions*, 2002, AJ, 124, 1082
- Kouchi, A. & Kuroda, T., *Amorphization of cubic ice by ultraviolet irradiation*, 1990, Nat., 344, 134
- Krautter, J., Appenzeller, I. & Jankovics, I., *High-resolution spectroscopy of YY Orionis stars*, 1990, A&A, 236, 416

- Kraus, S., Schloerb, F. P., Traub, W. A., et al., *Infrared Imaging of Capella with the IOTA Closure Phase Interferometer*, 2005, AJ, 130, 246
- Krügel, E. & Walmsley, C. M., *Dust and gas temperatures in dense molecular clouds*, 1984, AAP, 130, 5
- Kuhi, L. V., *Spectral energy distributions of T Tauri stars*, 1974, A&AS, 15, 47
- Kurucz, R. L., *Solar abundance model atmospheres for 0,1,2,4,8 km/s*, 1994, Kurucz CD-ROM, 19
- Kwan, J. & Tadamaru, E., *Jets from T Tauri stars - Spectroscopic evidence and collimation mechanism*, 1988, ApJ, 332, 41
- Kwan, J., Edwards, S. & Fischer, W., *Modeling T Tauri Winds from He I $\lambda 10830$ Profiles*, 2007, ApJ, 657, 897
- Lachaume, R., Malbet, F. & Monin, J.-L., *The vertical structure of T Tauri discs. III. Consistent interpretation of spectra and visibilities with a two-layer model*, 2003, A&A, 400, 185
- Lada, C. J. & Wilking, B. A., *The nature of the embedded population in the Rho Ophiuchi dark cloud - Mid-infrared observations*, 1984, ApJ, 287, 610
- Lada, C. J., in *Star Forming Regions*, 1987, IAE Symposium 115, Hrsg.: M. Peimbert & J. Jugaku, 1
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J.-L., et al., *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Contribution to the Infrared Output Energy of the Universe at $z \approx 2$* , 2004, ApJ, 154, 112
- Lagache, P.-O., Doucet, C., Pantin, E., et al., *Anatomy of a Flaring Proto-Planetary Disk Around a Young Intermediate-Mass Star*, 2006, Sci, 314, 621
- Landau, L. D. & Lifschitz, E. M., in *Lehrbuch der Theoretischen Physik*, 1966, Hrsg.: G. Heber & W. Weller
- Lamzin, S. A., Bisnovatyi-Kogan, G. S., Errico, L., et al., *Multifrequency monitoring of RU Lupi. II. The model*, 1996, A&A, 306, 877
- Laughlin, G. & Bodenheimer, P., *Nonaxisymmetric evolution in protostellar disks*, 1994, ApJ, 436, 335
- Lawson, C. L. & Hanson, R. J., in *Solving Least Squares Problems*, 1974
- Lazareff, B., Monin, J.-L. & Pudritz, R. E., *Infrared images of protostellar accretion disks - Theoretical models*, 1990, ApJ, 358, 170
- Léger, A., Jura, M. & Omont, A., *Desorption from interstellar grains*, 1985, A&A, 144, 147
- Leggett, S. K., Hawarden, T. G., Currie, M. J., et al., *L' and M' standard stars for the Mauna Kea Observatories Near-Infrared system*, 2003, MNRAS, 345, 144
- Leinert, Ch., in *Star Formation and Techniques in Infrared and mm-Wave Astronomy*, 1992, LNP, Hrsg.: T. P. Ray & S. V. W. Beckwith, Springer (Berlin), 431, 215
- Leinert, Ch., Zinnecker, H., Weitzel, N., et al., *A systematic approach for young binaries in Taurus*, 1993, A&A, 278, 129
- Leinert, Ch., Bowyer, S., Haikala, L. K., et al., *The 1997 reference of diffuse night sky brightness*, 1998, A&AS, 127, 1
- Leinert, Ch., Beck, T. L., Ligorì, S., et al., *The near-infrared and ice-band variability of Haro 6-10*, 2001, A&A, 369, 215
- Leinert, Ch., Graser, U., Przygodda, F., et al., *MIDI - the 10 μ m instrument on the VLTI*, 2003b, ApJSS, 286, 73
- Leinert, Ch., Graser, U., Waters, L. B. F. M., et al., *Ten-micron instrument MIDI: getting ready for observations on the VLTI*, 2003c, SPIE Proc., 4838, 893

- Leinert, Ch., van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., et al., *Mid-infrared sizes of circumstellar disks around Herbig Ae/Be stars measured with MIDI on the VLTI*, 2004, A&A, 423, 537
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al., *NAOS-CONICA first on sky result in a variety of observing modes*, 2003, SPIE Proc., 4841, 944
- Levermore, C. D. & Pomraning, G., *A flux-limited diffusion theory*, 1981, ApJ, 248, 321
- Lissauer, J. J., *Planet formation*, 1993, ARA&A, 31, 129
- Liu, M. C., Graham, J. R., Ghez, A. M., et al., *Mid-Infrared Imaging of Young Stellar Objects*, 1996, ApJ, 461, 334
- Lodato, G. & Bertin, G., *The spectral energy distribution of self-gravitating protostellar disks*, 2001, A&A, 375, 455
- Loinard, L., Mioduszewski, A. J., Rodríguez, L. F., et al., *Multiepoch VLBA Observations of T Tauri South*, 2005, ApJ, 619, 179
- Loinard, L., Rodríguez, L. F., D'Alessio, P., Rodríguez, M. I. & González, R. F., *On the Nature of the Extended Radio Emission Surrounding T Tauri South*, 2007, ApJ, 657, 916
- Lommen, D., Wright, C. M., Maddison, S. T., et al., *Investigating grain growth in disks around southern T Tauri stars at millimetre wavelengths*, 2007, A&A, 462, 211
- Lopez, B., Wolf, S., Lagarde, S., et al., *MATISSE: perspective of imaging in the mid-infrared at the VLTI*, 2006, SPIE Proc., 6268, 31
- Lucas, P. W. & Roche, P. F., *Butterfly star in Taurus: structures of young stellar objects*, 1997, MNRAS, 286, 895
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E., *The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables*, 1974, MNRAS, 168, 603
- Malbet, F., Lachaume, R. & Monin, J.-L., *The vertical structure of T Tauri accretion disks. II. Physical conditions in the disk*, 2001, A&A, 379, 515
- Mamaĵek, E. E., Meyer, M. R., Hinz, P. M., et al., *Constraining the Lifetime of Circumstellar Disks in the Terrestrial Planet Zone: A Mid-Infrared Survey of the 30Myr old Tucana-Horologium*, 2004, ApJ, 612, 496
- Manset, N., Bastien, P. & Bertout, C., *Polarimetric Variations of Binary Stars. VI. Orbit-Induced Variations in the Pre-Main-Sequence Binary AK Scorpii*, 2005, AJ, 129, 480
- Marler, B. W., Jones, B., Pina, R. K. & Puetter, R. C., *Electronics imaging system overview and performance for the Keck long-wavelength spectrometer*, 1995, SPIE Proc., 2475, 162
- Martin, P. G., in *Cosmic Dust*, 1978 (Clarendon Press)
- Mathieu, R. D., Adams, F. C. & Latham, D. W., *The T Tauri Spectroscopic Binary GW Orionis*, 1991, AJ, 101, 6
- Mathieu, R. D., Adams, F. C., Fuller, G. A., et al., *Submillimeter Continuum Observations of the T Tauri Spectroscopic Binary GW Orionis*, 1995, AJ, 109, 2655
- Mathieu, R. D., Stassen, K., Basri, G., et al., *The Classical T Tauri Spectroscopic Binary DQ Tau. I. Orbital Elements and Light Curves*, 1997, AJ, 113, 1841
- Mathis, J. S., Rumpl, W. & Nordsieck, K. H., *The size distribution of interstellar grains*, 1977, ApJ, 217, 425
- McCabe, C., Duchêne, G. & Ghez, A. M., *The First Detection of Spatially Resolved Mid-Infrared Scattered Light from Protoplanetary Disks*, 2003, ApJ, 588, 113

- McCabe, C., Ghez, A. M., Prato, L., et al., *Investigation Disk Evolution: A High Spatial Resolution Mid-Infrared Survey of T Tauri Stars*, 2006, ApJ, 636, 932
- Meeus, G., Waelkens, C. & Malfait, K., *HD 139614, HD 142666, and HD 144432: evidence for circumstellar disks*, 1998, A&A, 329, 131
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al., *ISO spectroscopy of circumstellar dust in 14 Herbig Ae/Be systems: Towards an understanding of dust processing*, 2001, A&A, 365, 476
- Meeus, G., Sterzik, M., Bouwman, J. & Natta, A., *Mid-IR spectroscopy of T Tauri stars in Chamealeon I: Evidence for processed dust at the earliest stages*, 2003, A&A, 409, 25
- Men'shchikov, A. B. & Henning, Th., in *Circumstellar Dust Disks and Planet Formation*, 1994, Hrsg.: R. Ferlet & A. Vidal-Madjar (Editions Frontieres), 381
- Merrill, K. M., Russell, R. W. & Soifer, B. T., *Infrared Observations of ices and silicates in molecular clouds*, 1976, ApJ, 207, 763
- Metchev, S. A., Hillenbrand, L. A. & Meyer, M. R., *Ten Micron Observations of Nearby Young Stars*, 2004, ApJ, 600, 435
- Mihalas, D. & Mihalas, B. W., *On the Propagation of Acoustic Waves in a Radiative Fluid*, 1984, ApJ, 283, 469
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P. & Traub, W., *Spatially Resolved Circumstellar Structure of Herbig Ae/Be Stars in the Near-Infrared*, 2001, ApJ, 546, 358
- Millan-Gabet, R., Malbet, F., Akeson, R., et al., in *Protostars and Planets V*, 2006, Hrsg.: B. Reipurth, D. Jewitt & K. Keil
- Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A. E., et al., *Data reduction for the AMBER instrument*, 2004, SPIE Proc., 5491, 1222
- Millour, F., Petrov, R., Malbet, F., et al., *AMBER on the VLTI: data processing and calibration issues*, 2007, astro-ph, 07051636
- Min, M., Hovenier, J. W. & de Koter, A., *Modelling optical properties of cosmic dust grains using a distribution of hollow spheres*, 2005, A&A, 432, 909
- Min, M., Dominik, C., Hovenier, J. W., de Koter, A. & Waters, L. B. F. M., *The 10 μm amorphous silicate feature of fractal aggregates and compact particles with complex shapes*, 2006, A&A, 445, 1005
- Miroshnichenko, A. S., Mulliss, Ch. L., Bjorkmann, K. S., et al., *Six intermediate stars with far-infrared excess: a search for evolutionary connections*, 1999, MNRAS, 302, 612
- Miyake, K. & Nakagawa, Y., *Dust particle settling in passive disks around T Tauri stars: Models and IRAS observations*, 1995, ApJ, 441, 361
- Mohanty, S., Jayawardhana, R. & Basri, G., *The T Tauri Phase Down to Nearly Planetary Masses: Echelle Spectra of 82 Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs*, 2005, ApJ, 626, 498
- Molster, F. J. & Waters, L. B. F. M. 2003, in *Astromineralogy*, Hrsg.: Th. Henning (Berling: Springer), 121
- Monnier, J. D., Berger, J.-P., Millan-Gabet, R., et al., *Few Skewed Disks found in First Closure-Phase Survey of Herbig Ae/Be Stars*, 2006, ApJ, 647, 444
- Mora, A., Merín, B., Solano, E., et al., *EXPORT: Spectral classification and projected rotational velocities of Vega-type and pre-main sequence stars*, 2001, A&A, 378, 116
- Mukai, T., *Analysis of a dirty water-ice model for cometary dust*, 1986, A&A, 164, 397

- Muñoz Caro, G. M., Meierhenrich, U. J., Schutte, W. A., et al., *Amino acids from ultraviolet irradiation of interstellar ice analogues*, 2002, *Nat.*, 416, 403
- Murakawa, K., Tamura, M. & Nagata, T., *1-4 Micron Spectrophotometry of Dust in the Taurus Dark Cloud: Water Ice Distribution in Heiles Cloud 2*, 2000, *ApJS*, 128, 603
- Muzerolle, J., Hillenbrand, L., Calvet, N., Bričeno, C. & Hartmann, L., *Accretion in Young Stellar/Substellar Objects*, 2003a, *ApJ*, 592, 266
- Muzerolle, J., Calvet, N., Hartmann, L. & D'Alessio, P., *Unveiling the Inner Disk Structure of T Tauri Stars*, 2003b, *ApJ*, 597, 149
- Muzerolle, J., D'Alessio, P., Calvet, N. & Hartmann, L., *Magnetosphere and Disk Accretion in Herbig Ae/Be Stars*, 2004, *ApJ*, 617, 406
- Nagasawa, M., Thommes, E. W., Kenyon, S. J., Bromley, B. C. & Lin, D. N. C., in: *Protostars and Planets V*, 2005, Hrsg.: B. Reipurth, D. Jewitt & K. Keil
- Najita, T., Carr, J. S. & Mathieu, R. D., *Gas in the Terrestrial Planet Region of Disks: CO Fundamental Emission from T Tauri Stars*, 2003, *ApJ*, 589, 931
- Nakajima, T. & Golimowski, D. A., *Coronagraphic imaging of pre-main-sequence stars: Remnant envelopes of star formation seen in reflection*, 1995, *AJ*, 109, 1181
- Natta, A., Grinin, V. P., Mannings, V. & Ungerechts, H., *The Evolutionary Status of UX Orionis-Type Stars*, 1997, *ApJ*, 491, 885
- Natta, A., Meyer, M. R. & Beckwith, S. V., *Silicate Emission in T Tauri Stars: Evidence for Disk Atmosphere?*, 2000, *ApJ*, 534, 838
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., et al., *A reconsideration of disk properties in Herbig Ae stars*, 2001, *A&A*, 371, 186
- Natta, A., Testi, L., Neri, R., Shephard, D. S. & Wilner, D. J., *A search for evolved dust in Herbig Ae stars*, 2004a, *A&A*, 416, 179
- Natta, A., Testi, L., Muzerolle, J., et al., *Accretion in brown dwarfs: An infrared view*, 2004b, *A&A*, 424, 603
- Natta, A., Testi, L. & Randich, S., *Accretion in the ρ Ophiuchi pre-main sequence stars*, 2006, *A&A*, 447, 609
- Nürnbergger, D., Chini, R. & Zinnecker, H., *A 1.3mm dust continuum survey of H α selected T Tauri stars in Lupus*, 1997, *A&A*, 324, 1036
- Och, S. R., Lucy, L. B. & Rosa, M. R., *Diffuse radiation in models of photoionized nebulae*, 1998, *A&A*, 336, 301
- Ossenkopf, V., *Dust coagulation in dense molecular clouds: The formation of fluffy aggregates*, 1993, *A&A*, 280, 617
- Oudmaijer, R. D., van der Veen, W. E. C. J., Waters, L. B. F. M., Trams, N. R., Waelkens, C. & Engelsmann, E., *SAO stars with infrared excess in the IRAS Point source Catalog*, 1992, *A&AS*, 96, 625
- Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., Strom, S. E., Tereby, S. & Koerner, D., *Hubble Space Telescope/NICMOS Imaging of Disks and Envelopes around Very Young Stars*, 1999, *AJ*, 117, 1490
- Pascucci, I., Wolf, S., Steinacker, J., et al., *The 2D continuum radiative transfer problem. Benchmark results for disk configuration*, 2004, 417, 793
- Pavlyuchenkov, Ya. & Dullemond, C. P., *Dust crystallinity in protoplanetary disks: the effect of diffusion/viscosity ratio*, 2007, *astro-ph*, 07062614

- Peeters, E., Hony, S., van Kerckhoven, C., et al., *The rich 6 to 9 μm spectrum of interstellar PAHs*, 2002, A&A, 390, 1089
- Petrov, P. P., Zajtseva, G. V., Efimov, Y. S., et al., *Brightening of the T Tauri star RY Tauri in 1996. Photometry, polarimetry and high-resolution spectroscopy*, 1999, A&A, 341, 553
- Petrov, R. G., Millour, F., Chesneau, O., et al., *First AMBER/VLTI observations of hot massive stars*, 2005, astro-ph, 0509208
- Perryman, M. A. C., ESA, in *The Hipparcos and Tycho catalogues*, 1997, ESA SP Series, 1200
- Pickering, E. C., *71 new variable stars in Harvard Maps Nos. 9, 12, 21, 48 and 51*, 1907, AN, 175, 333
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., et al., *Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks*, 1994, ApJ, 257, 615
- Pontoppidan, K., van Dishoeck, E. F. & Dartois, E., *Mapping ices in protostellar environment on 1000 AE scales. Methanol-rich ice in the envelope of Serpens SMM-4*, 2004, A&A, 426, 925
- Pontoppidan, K. M., Dullemond, C. P., van Dishoeck, E. F., et al., *Ices in the Edge-on Disk CRBR 2422.8-3423: Spitzer Spectroscopy and Monte Carlo Radiative Transfer Modeling*, 2005, ApJ, 622, 463
- Poppe, T., Blum, J. & Henning, Th., *Analogous Experiments on the Stickiness of Micron-sized Preplanetary Dust*, 2000a, ApJ, 533, 454
- Poppe, T., Blum, J. & Henning, Th., *Experiments on Collisional Grain Charging of Micron-sized Preplanetary Dust*, 2000b, ApJ, 533, 472
- Pottasch, S. R. & Parthasarathy, M., *The far-infrared (IRAS) excess in luminous F-G stars*, 1988, A&A, 192, 182
- Prato, L. & Simon, M., *Are both stars in a classic T Tauri binary classic T Tauri stars?*, 1997, ApJ, 474, 455
- Prato, L., Greene, T. P. & Simon, M., *Astrophysics of young star binaries*, 2003, ApJ, 584, 853
- Preibisch, Th., Brown, A. G. A., Bridges, T., Günther, E. & Zinnecker, H. 2002, ApJ, 124, 404
- Preibisch, Th., Kraus, St., Driebe, Th., van Boekel, R. & Weigelt, G., *A compact dusty disk around the Herbig Ae star HR 5999 resolved with VLTI/MIDI*, 2006, A&A, 458, 235
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P. in *Numerical Recipes in FORTRAN*, 1986 (Cambridge University Press)
- Pringle, J. E., *Accretion discs in astrophysics*, 1981, ARA&A, 19, 137
- Przygodda, F., van Boekel, R., Ábráham, P., et al., *Evidence for grain growth in T Tauri disks*, 2003, A&A, 412, 43
- Przygodda, F., *Spektroskopische und interferometrische Untersuchungen an T Tauri-Sternen im mittleren Infrarotbereich*, 2004, Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg
- Ratzka, Th., *High Spatial Resolution Observations of Young Stellar Binaries*, 2005, Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg
- Ratzka, T., Köhler, R. & Leinert, Ch., *A multiplicity survey of the ρ Ophiuchi molecular clouds*, 2005, A&A, 437, 611
- Ratzka, Th., Leinert, Ch., Henning, Th., et al., *High Spatial Resolution Mid-Infrared Observations of the Low-Mass Young Star TW Hya*, 2007, A&A, 471, 173

- Reimann, H., Weinert, U. & Wagner, S., *TIMMI2: a new MIR multimode instrument for ESO*, 1998, SPIE Proc., 3354, 865
- Reimann, H., Linz, H., Wagner, R., et al., *TIMMI2: a new multimode mid-infrared instrument for the ESO 3.6-m telescope*, 2000, SPIE Proc., 4008, 1132
- Reipurth, B., Chini, R., Krügel, E., Kreysa, E. & Sievers, A., *Cold Dust around Herbig-Haro Energy Sources - a 1300-Micron Survey*, 1993, A&A, 273, 221
- Reipurth, B. & Zinnecker, H., *Visual binaries among pre-main sequence stars*, 1993, A&A, 278, 81
- Richer, J. S., Shephard, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R. & Churchwell, E., in *Protostars and Planets IV*, 2000, Hrsg.: V. Mannings, A. Boss & S. S. Russell
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J., *The Interstellar Extinction Law from 1 to 13 Microns*, 1985, ApJ, 288, 618
- Rietmeijer, F. J. M., Nuth, J. A. & MacKinnon, I. D. R., *Analytical electron microscopy of Mg-SiO smokes - A comparison with infrared and XRD studies*, 1986, Icarus, 65, 211
- Robitaille, Th. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R. & Wood, K., *Interpreting Spectral Energy Distribution from Young Stellar Objects. II. Fitting Observed SEDs Using a Large Grid of Precomputed Models*, 2007, ApJSS, 169, 328
- Rodmann, J., Henning, Th., Chandler, C. J., Mundy, L. G. & Wilner, D. J., *Large dust particles in disks around T Tauri stars*, 2006, A&A, 446, 211
- Rouleau, F. & Martin, P. G., *Shape and clustering effects on the optical properties of amorphous carbon*, 1991, ApJ, 377, 526
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al., *NAOS, the first AO system of the VLT: on-sky performance*, 2003, SPIE Proc., 4839, 140
- Rydgren, A. E., Strom, S. E. & Strom, K. M., *The nature of the objects of Joy - A study of the T Tauri phenomenon*, 1976, ApJS, 30, 30
- Rydgren, A. E. & Vrba, R. J., *Additional UBVRI and JHKL photometry of T Tauri stars in the Taurus region*, 1983, AJ, 88, 1017
- Sargent, A. I. & Beckwith, S., *Kinematics of the circumstellar gas of HL Tauri and R Monocerotis*, 1987, ApJ, 323, 294
- Scheegerer, A., Wolf, S., Voshchinnikov, N. V., Przygodda, F. & Kessler-Silacci, J. E., *Analysis of the dust evolution in the circumstellar disks of T Tauri stars*, 2006, A&A, 456, 535
- Schmitt, B., Quirico, E., Trotta, F. & Grundy, W. M., in *Solar System Ices*, 1998, Hrsg.: D. Kluwer (Academic Publishers), 199
- Schütz, O., Meeus, G. & Sterzik, M. F., *Mid-IR observations of circumstellar disks. II. Vega-type stars and a post-main sequence object*, 2005, A&A, 431, 165
- Servoin, J. L. & Piriou, B. 1973, Phys. Stat. Sol. (b), 55, 677
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A., *Black holes in binary systems: Observational appearance*, 1973, AAP, 24, 337
- Shevchenko, V. S., Grankin, K. N., Ibragimov, M. A. & Melnikov, S. Yu., *The Possible Eclipses in the T Tauri Spectroscopic Binary System GW Orionis*, 1992, IBVS, 3767, 1
- Shuping, R. Y., Bally, J., Morris, M. & Throop, H., *Evidence for Grain Growth in the Protostellar Disks of Orion*, 2003, ApJ, 587, 109

- Siess, L., Forestini, M. & Bertout, C., *Physics of accretion onto young stars. III. Comparison with observations*, 1999, A&A, 342, 480
- SIMBAD astronomical database, Centre de Données astronomiques de Strasbourg, 2007
- Smith, R. G., Sellgren, K. & Tokunaga, A. T., *A study of H₂O ice in the 3 micron spectrum of OH 231.8+4.2 (OH 0739-14)*, 1988, ApJ, 334, 209
- Smith, R. G., Sellgren, K. & Tokunaga, A. T., *Absorption features in the 3 micron spectra of protostars*, 1989, ApJ, 344, 413
- Smith, K. W., Lewis, G. F., Bonnell, I. A., Bunclark, P. S. & Emerson, J. P., *Rapid variations of T Tauri spectral features: clues to the morphology of the inner regions*, 1999, MNRAS, 304, 367
- Soderblom, D. R., King, J. R., Siess, L., et al., *HD 98800: A Unique Stellar System of Post-T Tauri Stars*, 1998, ApJ, 498, 385
- Šolc, M., *Acta Math.*, 1980, 21, 19
- Sonnhalter, C., *Frequenzabhängige Strahlungstransportrechnungen in zweidimensionalen Scheiben um junge stellare Objekte unter Verwendung der Flußlimitierten Diffusion*, 1993, Diplomarbeit, Julius-Maximilian-Universität, Würzburg
- Sonnhalter, C., Preibisch, Th. & Yorke, H. W., *Frequency dependent radiation transfer in protostellar disks*, 1995, A&A, 299, 545
- Spitzer, W. G. & Kleinman, D. A., *Infrared lattice bands of quartz*, 1960, Phys. Review, 121, 1324
- Stapelfeldt, K. R., Ménard, F., Watson, A. M., et al., *Hubble Space Telescope WFPC2 Imaging of the Disk and Jet of HV Tauri C*, 2003, ApJ, 589, 410
- Steinacker, J., Bacmann, A., Henning, Th., Klessen, R. & Stickel, M., *3D continuum radiative transfer in complex dust configuration. II. 3D structure of the dense molecular cloud ρ Oph D*, 2005, A&A, 434, 167
- Stempels, H. C. & Piskunov, N., *Spectroscopy of T Tauri stars with UVES. Observations and analysis of RU Lup*, 2003, A&A, 408, 693
- Stempels, H. C., Gahm, G. F. & Petrov, P. P., *Periodic radial velocity variations in RULupi*, 2007, A&A, 461, 253
- Stevenson, D. J. & Lunine, J. I., *Rapid formation of Jupiter by diffuse redistribution of water vapor in the solar nebula*, 1988, Icarus, 75, 146
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S. & Skrutskie, M. F., *Circumstellar material associated with solar-type pre-main sequence stars - A possible constraint on the timescale for planet building*, 1989, AJ, 97, 1451
- Suttner, G., Yorke, H. W. & Lin, D. N. C., *Dust Coagulation in Infalling Protostellar Envelopes. I. Compact Grains*, 1999, ApJ, 524, 857
- Suttner, G. & Yorke, H. W., *Early Dust Evolution in Protostellar Accretion Disks*, 2001, ApJ, 551, 461
- Sylvester, R. J., Skinner, C. J., Barlow, M. J. & Mannings, V., *Optical, infrared and millimetre-wave properties of Vega-like systems*, 1996, MNRAS, 279, 915
- Takami, M., Bailey, J. & Chrysostomou, A., *A spectro-astrometric study of southern pre-main sequence stars. Binaries, outflows, and disc structure down to AU scales*, 2003, A&A, 397, 675
- Takeuchi, T. & Lin, D. N. C., *Surface Outflow in Optically Thick Dust Disks by Radiation Pressure*, 2003, ApJ, 593, 524

- Tanaka, H., Inaba, S. & Nakazawa, K., *Steady-State Size Distribution for the Self-Similar Collision Cascade*, 1996, ICARUS, 123, 450
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al., *Interferometric data reduction with AMBER/VLTI. Principle, estimators and illustration*, 1996, astro-ph, 0603046
- Teixeira, T. C. & Emerson, J. P., *Ices and extinction through the Taurus and Ophiuchus clouds*, 1999, A&A, 351, 292
- Terada, H., Tokunaga, A. T., Kobayashi, N., et al., *Detection of Water Ice in Edge-on Protoplanetary Disks: HK Tauri B and HV Tauri C*, 2007, ApJ, im Druck
- Thamm, E., Steinacker, J. & Henning, Th., *Ambiguities of parametrized dust disk models for young stellar objects*, 1994, A&A, 287, 493
- Thi, W. F., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., et al., *H₂ and CO Emission from Disks around T Tauri and Herbig Ae Pre-Main-Sequence Stars and from Debris Disks around Young Stars: Warm and Cold Circumstellar Gas*, 2001, ApJ, 561, 1074
- Thi, W.-F., van Dalen, B., Bik, A. & Waters, L. B. F. M., *Evidence for a hot dust-free inner disk around 51 Oph*, 2005, A&A, 430, 61
- Thi, W.-F., van Dishoeck, E. F., Dartois, E., et al., *VLT-ISAAC 3 – 5 μ m spectroscopy of embedded young low-mass stars*, 2006, A&A, 449, 251
- Tielens, A. G. G. M. & Hagen, W., *Model calculations of the molecular composition of interstellar grain mantles*, 1982, A&A, 114, 245
- Traub, W. A., *Recent results from the IOTA interferometer*, 1998, SPIE Proc., 3350, 848
- Traub, W. A., Ahearn, A., Carleton, N. P., et al., *New Beam-Combination Techniques at IOTA*, 2003, SPIE Proc., 4838, 45
- Tokunaga, A. T., Nagata, T. & Smith, R. G., *Detection of a new emission band at 2.8 microns in Comet P/Halley*, 1987, A&A, 187, 519
- Torres, C. A. O., Quast, G., de la Reza, R., Gregorio-Hetem, J. & Lépine, J. R. D., *Search for T Tauri Stars Based on the IRAS Point Source Catalog. II*, 1995, AJ, 109, 2146
- Tscharnuter, W. M., *A collapse model of the turbulent presolar nebula*, 1987, A&A, 188, 55
- Uchida, Y. & Shibata, K., *Magnetically buffered accretion to a young star and the formation of bipolar flows*, 1984, PASJ, 36, 105
- Ulrich, R. K., *An infall model for the T Tauri phenomenon*, 1976, ApJ, 210, 377
- Ultchin, Y., Regev, O. & Bertout, C., *Diamagnetic Blob Interaction Model of T Tauri Variability*, 1997, ApJ, 486, 397
- Valenti, J. A. & Fischer, D. A., *Spectroscopic properties of cool stars. I*, 2005, ApJS, 159, 141
- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., et al., *Grain growth in the inner regions of Herbig Ae/Be star disks*, 2003, A&A, 400, 21
- van Boekel, R., Min, M., Leinert, Ch., et al., *The building blocks of planets within the terrestrial region of protoplanetary disks*, 2004, Nat., 432, 479
- van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., et al., *A 10 μ m spectroscopic survey of Herbig Ae star disks: Grain growth and crystallization*, 2005, A&A, 437, 189
- van de Bult, C. E. P. M., Mayo Greenberg, J. & Whittet, D. C. B., *Ice in Taurus molecular cloud - Modelling of the 3-microns profile*, 1985, MNRAS, 214, 289

- van den Ancker, M. E., Meeus, G., Cami, J., Waters, L. B. F. M. & Waelkens, C., *The composition of circumstellar gas and dust in 51 Oph*, 2001, A&A, 369, 17
- van der Blik, N. S., Manfroid, J. & Bouchet, P., *Infrared aperture photometry at ESO (1983-1994 and its future use.)*, 1996, A&ASS, 119, 547
- van der Veen, W. E. C. J., Waters, L. B. F. M., Trams, N. R. & Matthew, H. E., *The distribution of dust around Asymptotic Giant Branch stars*, 1994, A&A, 285, 551
- van Zadelhoff, G.-J., Aikawa, Y., Hogerheijde, M. R. & van Dishoeck, E. F., *Axi-symmetric models of ultraviolet radiative transfer with applications to circumstellar disk chemistry*, 2003, A&A, 397, 789
- Varnière, P., Bjorkman, J. E., Frank, A., et al., *Observational Properties, of Protoplanetary Disk Gaps*, 2006, ApJ, 637, 125
- Vieira, S. L. A., Corradi, W. J. B., Alencar, S. H. P., et al., *Investigation of 131 Herbig Ae/Be Candidate Stars*, 2003, AJ, 126, 2971
- Vink, J. S., Drew, J. E., Harries, T. J., Oudmaijer, R. D. & Unruh, Y. C., *Resolved polarization changes across H α in the classical T Tauri star RY Tauri*, 2003, A&A, 406, 703
- Vink, J. S., Drew, J. E., Harries, T. J., Oudmaijer, R. D. & Unruh, Y., *Probing the circumstellar structures of T Tauri stars and their relationship to those of Herbig stars*, 2005, MNRAS, 359, 1049
- Vinković, D., Ivezić, Z., Jurkić, T. & Elitzur, M., *Near-Infrared and the Inner Regions of Protoplanetary Disks*, 2006, ApJ, 636, 348
- Voshchinnikov, N. V., in *Optics of Cosmic Dust*, 2002, Hrsg.: G. Videen & M. Kocifaj (Kluwer), 1
- Voshchinnikov, N. V., Il'in, V. B. & Henning, Th., *Modelling the optical properties of composite and porous interstellar grains*, 2005, A&A, 429, 371
- Voshchinnikov, N. V., Il'in, V. B., Henning, Th. & Dubkova, D. N., *Dust extinction and absorption: the challenge of porous grains*, 2006, A&A, 445, 167
- Wade, G. A., Drouin, D., Bagnulo, S., et al., *Discovery of the pre-main sequence progenitors of the magnetic Ap/Bp stars?*, 2005, A&A, 442, 31
- Wallace, L. & Hinkle, K., *Medium-Resolution Stellar Spectra in the L Band from 2400 to 3000 cm⁻¹ (3.3 to 4.2 Microns)*, 2002, AJ, 124, 3396
- Walker, C. H., Wood, K. & Lada, C. J., *The structure of brown dwarf circumstellar discs*, 2004, MNRAS, 351, 607
- Wehrstedt, M. & Gail, H.-P., *Radial mixing in protoplanetary accretion disks. II. Time dependent disk models with annealing and carbon combustion*, 2002, A&A, 385, 181
- Weidenschilling, S. J., *The distribution of mass in the planetary system and solar nebular*, 1977, APSS, 51, 153
- Weidenschilling, S. J., in *From Stardust to Planetesimals*, 1997, Hrsg.: Y. J. Pendleton & A. G. G. M. Tielens, ASP Conf., 122, 281
- Weidenschilling, S. J. & Cuzzi, J., N., in *Protostar and Planets III*, 1993, Hrsg.: E. H. Levy & J. I. Lunine, 1031
- Weigelt, G., Kraus, S., Driebe, T., et al., *Near-infrared interferometry of η Carinae with spectral resolutions of 1500 and 12000 using AMBER/VLTI*, 2007, A&A, 464, 87
- Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Schneider, G., et al., *The Circumstellar Disk of HD 141569 Imaged with NICMOS*, 1999, ApJ, 525, 53

- Weingartner, J. C. & Draine, B. T., *Dust Grain Size Distribution and Extinction in the Milky Way, LMC, and SMC*, 2000, AAS, 197, 4207
- Welin, G., *Possible Properties of Pre-Outburst FU Orionis Stars*, 1976, A&A, 49, 145
- Westphal, A. J. & Bradley, J. P., *Formation of Glass with Embedded Metal and Sulfides from Shock-accelerated Crystalline Dust in Superbubbles*, 2004, ApJ, 617, 1131
- White, R. J. & Ghez, A. M., *Observational Constraints on the Formation and Evolution of Binary Stars*, 2001, ApJ, 556, 265
- Whittet, D. C. B., in *Dust In The Galactic Environment*, 2002, Hrsg.: M. Birkinshaw, M. Elvis, J. Silk, The Institute of Physics (London), 159
- Whitney, B. A., Wood, K., Bjorkman, J. E. & Cohen, M., *Two-dimensional Radiative Transfer in Protostellar Envelopes. II. An Evolutionary Sequence*, 2003, ApJ, 598, 1079
- Wielen, R., *Searching for VIMs: an astrometric method to detect the binary nature of double stars with a variable component*, 1996, A&A, 314, 679
- Wolf, S., Henning, Th. & Stecklum, B., *Multidimensional self-consistent radiative transfer simulations based on the Monte-Carlo method*, 1999, A&A, 349, 839
- Wolf, S., *Efficient Radiative Transfer in Dust Grain Mixtures*, 2003, ApJ, 582, 859
- Wolf, S., Padgett, D. L. & Stapelfeldt, K. R., *The Circumstellar Disk of the Butterfly Star in Taurus*, 2003, ApJ, 588, 373
- Wolf, S. & Hillenbrand, L. A., *Model Spectral Energy Distributions of Circumstellar Debris Disks. I. Analytic Disk Density Distributions*, 2003, ApJ, 596, 603
- Wolf, S. & Voshchinnikov, N. V., *Mie scattering by ensembles of particles with very large size parameters*, 2004, CoPhC, 162, 113
- Wolf, S. & D'Angelo, G., *On the Observability of Giant Protoplanets in Circumstellar Disks*, 2005, ApJ, 619, 1114
- Wolfe, W. L. & Zissis, G. J., *The Infrared Handbook*, 1989, Infrared Information Analysis Center, Environmental Research Institute of Michigan
- Wood, K., Wolff, M. J., Bjorkman, J. E. & Whitney, B., *The Spectral Energy Distribution of HH 30 IRS: Constraining the Circumstellar Dust Size Distribution*, 2002a, ApJ, 564, 887
- Wood, K., Lada, C. J., Bjorkman, J. E., et al., *Infrared Signatures of Protoplanetary Disk Evolution*, 2002b, ApJ, 567, 1183
- Wu, H., Cao, C., Hao, C.-N., et al., *PAH and Mid-Infrared Luminosities as Measures of Star Formation Rate in Spitzer First Look Survey Galaxies*, 2005, ApJ, 632, 79
- Wurm, G. & Krauss, O., *The Fundamental Role of Photophoresis for Dust in Planetary Systems*, 2005, LPI Contr., 1280, 161
- Wurm, G. & Krauss, O., *Dust Eruptions by Photophoresis and Solid State Greenhouse Effects*, 2006, Phys. Rev. Lett., 96, 4301
- Wünsch, R., Klahr, H. & Rózycka, M., *Two-dimensional models of layered protoplanetary discs - I. The ring instability*, 2005, MNRAS, 362, 361
- Yorke, H. W., Bodenheimer, P. & Laughlin, G., *The formation of protostellar disks. I - 1 M_⊙*, 1993, ApJ, 411, 274
- Zacharias, N., Monet, D. G., Levine, S. E., et al., *The Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD)*, 2005, AAS, 205, 4815
- Zajtseva, G., Kolotilov, E. A., Petrov, P. P., et al., *The 1953-1984 Bright State of RY-Tauri - Spectroscopy and Photometry*, 1985, SvA Lett. 11, 109



Verwendete Akronyme

Tabelle A.1: *Im Text häufig verwendete Akronyme.*

Akronym	Bedeutung/Erklärung
AMBER	Astronomical Multi-BEam combineR
CONICA	COudée Near Infrared CamerA
ESO	European Southern Observatory (Europäische Südsternwarte)
FIR	Wellenlängenbereich des Fernen InfraRoten ($\sim 40 \mu\text{m} \dots \sim 350 \mu\text{m}$)
HAeBe	Herbig Ae/Be Stern(e)
HIPPARCOS	HIgh Precision PARallax COllecting Satellite
HST	Hubble Space Telescope
IOTA	Infrared Optical Telescope Array
IRAS	InfraRed Astronomical Satellite
ISO	Infrared Space Observatory
MC3D	Programm zur Strahlungstransportsimulation in 3 Dimensionen mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode
MIDI	MID-infrared Interferometric instrument
MIR	Wellenlängenbereich des Mittleren InfraRoten ($\sim 5 \mu\text{m} \dots \sim 40 \mu\text{m}$)
MRN-Staubmodell	Staubmodell der interstellaren Materie, das ehemals von Mathis, Rumpl & Nordsieck (1977) entdeckt wurde.
NAOS	Nasmyth Adaptive OpticS
NIR	Wellenlängenbereich des Nahen InfraRoten ($\sim 0,9 \mu\text{m} \dots \sim 5 \mu\text{m}$)
PAH	Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (Polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe)
TIMMI 2	Thermal Infrared Multi Mode Instrument 2
VLA	Very Large Array
VLT	Very Large Telescope
VLTI	Very Large Telescope Interferometer

B

Konstanten und astrophysikalische Größen

Tabelle B.1: *Verwendete Konstanten und astrophysikalische Größen in SI-Einheiten.*

Größe	Symbol/Einheit	Wert
Kreiszahl	π	3,14159265
Vakuumlichtgeschwindigkeit	c	$2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Gravitationskonstante	G	$6,67259 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Atomare Masseneinheit	u	$1,66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Boltzmann-Konstante	k	$1,380658 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Stefan-Boltzmann-Konstante	σ	$5,67051 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
1 Astronomische Einheit	AE	$1,4959787 \cdot 10^{11} \text{ m}$
1 Parsec	pc	$3,0856775 \cdot 10^{16} \text{ m}$
1 Sonnenmasse	M_{\odot}	$1,9891 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
1 Sonnenleuchtkraft	L_{\odot}	$3,845 \cdot 10^{26} \text{ W}$
1 Sonnenradius	R_{\odot}	$6,96 \cdot 10^8 \text{ m}$
1 Jansky	Jy	$1 \cdot 10^{26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$



Konversionsfaktoren für Helligkeitseinheiten

Tabelle C.1: Konversionsfaktoren der Größen Fluß [Jy] und Helligkeit [mag] im visuellen und infraroten Wellenlängenbereich (Leinert et al. 1998). Die 1σ -Standardabweichung liegt hier zwischen 2% und 5%.

Band	Wellenlänge [μm]	$F_{\nu;0}$ [Jy] für $m_0 = 0$ mag
U	0,36	1810
B	0,44	4260
V	0,55	3640
R _C	0,64	3080
R _J	0,70	2840
I _C	0,79	2550
I _J	0,90	2250
J	1,25	1570
H	1,65	1020
K	2,20	636
L	3,50	281
L'	3,80	235
M	4,80	152
	8,40	58
N	10,6	36
Q	21,0	9,4

Die Umrechnung ergibt sich aus der Definition der Helligkeit:

$$m = -2,5 \log\left(\frac{F_{\nu}}{F_{\nu;0}}\right)$$

bzw.

$$F_{\nu} = F_{\nu;0} \cdot 10^{-m/2,5}.$$



Sternspektrum

Bei der Modellierung junger stellarer Objekte mit Hilfe des Strahlungstransportprogramms MC3D geht man davon aus, daß das Sternspektrum durch eine Planckfunktion $B_\lambda(T)$ beschrieben werden kann, wobei T die effektive Sterntemperatur ist. Genauso gut kann aber auch die Abstrahlcharakteristik des jungen Sterns von der spezifischen Sternatmosphäre eines Hauptreihensternes vorgegeben werden. Modelle von Sternatmosphären, die beispielsweise von Kurucz (1994) berechnet wurden, geben in Abhängigkeit von der effektiven Sterntemperatur T , der Fallbeschleunigung g und der Metallizität Z die Emissionseigenschaften von Hauptreihensternen wieder. Die Metallizität Z zeigt den stellaren Massenanteil metallischer Bestandteile, d.h. von Elementen mit der Ordnungszahl $Z > 2$ auf. Akkretionsprozesse, wie sie in Kap. F vorgestellt werden, bleiben hier unberücksichtigt.

Wird das in Kap. 6 für das Objekt DR Tau vorgestellte Modell nochmals mit gleichen Stern- und Scheibenparametern aufgestellt und nimmt man dabei an, daß der Spektralverlauf des Sterns nun durch eine Sternatmosphäre beschrieben werden kann, wie sie Kurucz (1994) eingeführt hat, so erhält man die in Abb. D.1 gezeigte spektrale Energieverteilung und Visibilität. Bei der spektralen Energieverteilung liegen hier Unterschiede im Wellenlängenbereich zwischen $0,1 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ vor. Die 1σ -Abweichung beträgt 9%. Die Sternatmosphäre nach dem Modell von Kurucz erzeugt mehr Fluß im H- und K-Band als der entsprechende Schwarzkörperstrahler. Die Visibilität aus diesem Modell unterscheidet sich nicht von derjenigen, die in Kap. 6 für das gleiche Objekt präsentiert wurde.

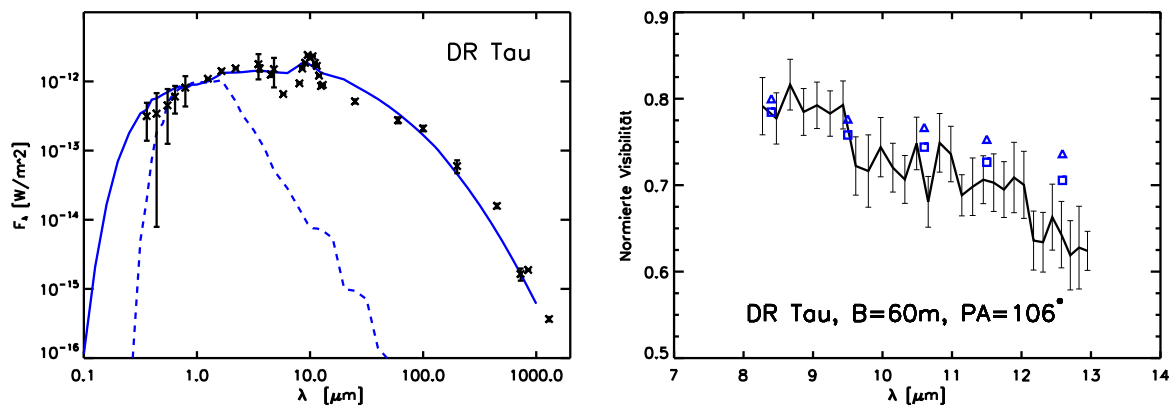


Abbildung D.1: Diese Abb. entspricht der Abb. 6.8. Anstatt die Abstrahlcharakteristik der Primärquelle durch eine Planckfunktion vorzugeben, wird hier in diesem Modellansatz ein Spektralverlauf herangezogen, der aus einem Atmosphärenmodell für Hauptreihensterne resultiert (Kurucz 1994).



Der Vielteilchenansatz

Beim Strahlungstransport mit dem MC3D-Programm wird das arithmetische Mittel von den optischen Eigenschaften der im Programm verwendeten Silikat- und Graphitteilchen gebildet (Kap. 5.3.2), um eine „mittlere“ Temperaturverteilung zu erhalten. Aufwendiger hingegen ist die separate Bestimmung der Temperaturverteilung für jede einzelne Teilchensorte.

Bei der selbstkonsistenten Berechnung der vertikalen Dichtestruktur zirkumstellarer Scheiben mit Hilfe der hydrostatischen Gleichgewichtsbeziehung geht man davon aus, daß sich Gas- und Staubteilchen im thermischen Gleichgewicht befinden (s. Kap. 4). Während die Temperaturverteilung in der Scheibe von den Absorptionseigenschaften der Staubteilchen vorgegeben wird, beruht die Dichtestruktur in der Scheibe auf dem thermischen Druck, den die Gasteilchen ausüben. In einem Vielteilchenansatz können die verschiedenen Staubteilchen sehr unterschiedliche Temperaturen besitzen. Sofern sich die gasförmige und feste Materie im thermischen Gleichgewicht befinden, kann die Gastemperatur lokal durch das arithmetische Mittel der Temperaturen vorliegender Staubteilchen berechnet werden (Krügel & Walmsley 1984). Anstatt nun aber diesen Ansatz zu verfolgen, kann die Gastemperatur auch unter direkter Einbeziehung der Energieerhaltung ermittelt werden.

Die Strahlungsleistung P , die von den Staubteilchen lokal abgegeben wird, ist nach dem Kirchhoffschen Satz:

$$P = \sum_{i=1}^N \left(n_i A_i \int_0^{\infty} \pi B_{\lambda}(T_i) Q_{\text{abs};i}(\lambda) d\lambda \right). \quad (\text{E.1})$$

Hier ist A_i die Oberfläche der Teilchensorte i , N die Gesamtzahl aller Teilchensorten, n_i die Teilchenzahl der Teilchensorte i und π die Kreiszahl. Die Abstrahlcharakteristik von Teilchensorte i mit der Temperatur T_i und dem materialspezifischen Absorptionskoeffizienten $Q_{\text{abs};i}(\lambda)$ kommt durch $Q_{\text{abs};i}(\lambda) \cdot B_{\lambda}(T_i)$ zum Ausdruck. Die Größe $B_{\lambda}(T_i)$ ist die zugehörige Planckfunktion. Für eine Staubkomponente, die die Abstrahlcharakteristiken der anderen Staubkomponenten im Mittel repräsentiert, ist die emittierte Strahlungsleistung P_{einzel} gleich dem Ausdruck:

$$P_{\text{einzel}} = A_{\text{tot}} \cdot \int_0^{\infty} \pi B_{\lambda}(T_{\text{einzel}}) \overline{Q_{\text{abs}}(\lambda)} d\lambda. \quad (\text{E.2})$$

Hier ist A_{tot} die Gesamtfläche aller Teilchen und $\overline{Q_{\text{abs}}(\lambda)}$ berechnet sich wie folgt:

$$\overline{Q_{\text{abs}}(\lambda)} = \frac{\sum_{i=1}^N (n_i \cdot Q_{\text{abs};i} \cdot A_i)}{A_{\text{tot}}}. \quad (\text{E.3})$$

Setzt man die Relationen E.1 und E.2 gleich, so erhält man die gesuchte Temperatur T_{einzel} des repräsentativen Staubteilchens, die der Gastemperatur gleichgesetzt wird. Das Gleichungssystem muß numerisch gelöst werden, was mit Hilfe der schnell konvergierenden Bisektionsmethode^a umgesetzt werden kann (Press et al. 1986). Alle Beziehungen sind lokal, innerhalb einer infinitesimalen Raumzelle definiert, d.h. obiges Gleichungssystem muß für jede einzelne Gitterzelle separat gelöst werden.

^aIn der Regel reichen dafür 20 Iterationsschritte aus.



Das Modell der aktiven Scheibe

Modelle aktiver Scheiben wurden mitsamt ihren charakteristischen Akkretionsparametern schon in vielen vorangegangenen, theoretischen Studien vorgestellt. Trotzdem finden sich nur wenige Studien, bei denen diese aktiven Scheibenmodelle zur Reproduktion astrophysikalischer Messungen, wie die spektrale Energieverteilung oder Visibilitäten, verwendet wurden (z.B. Akesson et al. 2005). Generell wird angenommen, daß eine passive Scheibe die dominierende Strahlungsquelle im Infrarotbereich des elektromagnetischen Spektrums darstellt. Diese Annahme wird auf großen räumlichen Skalen bestätigt ($\gtrsim 100$ AE), jedoch nicht für die inneren Scheibenregionen (< 1 AU), die erst neuerdings mit Hilfe interferometrischer Beobachtungstechniken aufgelöst werden können (z.B. D'Alessio et al. 2001). Im folgenden soll das Modell der aktiven Scheibe vorgestellt werden, das in dem uns zur Verfügung stehenden Strahlungstransportprogramm MC3D speziell für diese Arbeit implementiert wurde.

Akkretionsmodelle gründen auf der vereinfachten Annahme, daß sich die Massenakkretion in einer geometrisch dünnen Scheibe abspielt (Lynden-Bell & Pringle 1974; Pringle 1981). In diesem kanonischen Akkretionsmodell wird angenommen, daß die Viskosität zirkumstellarer Materie zwischen benachbarten Materiebahnen Scherkräfte erzeugt, die die Umlaufbewegung von Staub und Gas bremsen. Das zirkumstellare Material wird dadurch geheizt und die gewonnene thermische Energie daraufhin abgestrahlt. Der größte Anteil der Materie akkretiert sukzessiv nach innen, dem Stern zu. Geht man von einer dünnen und homogenen Scheibe aus, so erhält man unter Berücksichtigung der Energie- und Impulserhaltung die Rate D , mit der die Materie pro Einheitsfläche und -zeit und als Funktion des radialen Abstandes vom Stern r (Wärme-)Energie abstrahlt:

$$D(r) = \frac{3GM_*\dot{M}}{4\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{r} \right)^{1/2} \right]. \quad (\text{F.1})$$

Die Größen G , M_* , \dot{M} und R_* sind in dieser Reihenfolge die Gravitationskonstante, die Sternmasse, die Massenakkretionsrate der einfallenden Materie in der geometrisch dünnen Scheibe und der Sternradius. Die gesamte Energie, die außerhalb eines Radius R_{bnd} freigesetzt wird, ist dann

$$L_{\text{disk}} = \int_{R_{\text{bnd}}}^{\infty} D(r) 2\pi r dr = \frac{1}{2} \cdot \frac{GM_*\dot{M}}{R_{\text{bnd}}}. \quad (\text{F.2})$$

Während Lynden-Bell & Pringle (1974) noch von einer aktiven Scheibe ausgingen, die im

Innern vom Sternradius ($R_{\text{bnd}} = R_{\star}$) bzw. von einem Radius R_{cor} begrenzt wird,^a vermitteln aktuelle Studien ein Bild eines Akkretionsvorgangs, der in den inneren Scheibenregionen vom Magnetfeld des Sterns beeinflusst wird. Die Stärke des zirkumstellaren Magnetfeldes vergrößert sich mit abnehmendem Sternabstand und ist bei wenigen Sternradien $R_{\text{bnd}} = 2-5 R_{\star}$ in der Lage, Materie aus der Scheibe zu ziehen und die Scheibenstruktur dadurch aufzubrechen. Das akkretierende Material bewegt sich dann entlang magnetischer Feldlinien auf den Stern zu, um schließlich im freien Fall auf die Sternoberfläche zu treffen (z.B. Uchida & Shibata 1984; Bertout et al. 1988). Die magnetische Flußdichte B eines T Tauri-Sterns liegt in der Größenordnung von $\sim 1-3$ kG (Johns-Krull et al. 2003). Da man annimmt, daß der innere Radius der Akkretionsscheibe R_{bnd} kleiner als der Sublimationsradius ($\approx R_{\text{in}}$) ist, liegt das akkretierende Material in dieser Region im gasförmigen Aggregatzustand vor. Dieses freifallende Material wird schließlich an der Sternoberfläche abrupt gestoppt. In dieser Akkretionszone ist die gesamte, freiwerdende Energie gleich $\zeta GM_{\star} \dot{M} / R_{\star}$ mit $\zeta = 1 - R_{\star} / (2R_{\text{bnd}})$. Zusätzlich zur intrinsischen Sterntemperatur treten dadurch auf der stellaren Photosphäre Temperaturen von $T_{\text{BL}} = 5.700$ K bis zu 8.800 K auf, während in den darüber liegenden Schichten Temperaturen von 9.000 K bis 20.000 K erzielt werden (Calvet & Gullbring 1998). Muzerolle et al. (2004) konstatierten aber, daß der Energiebeitrag der Akkretionsprozesse aus den oberen Schichten, in denen Temperaturen von bis zu 20.000 K erreicht werden, für Akkretionsraten von $\dot{M} \leq 10^{-6} M_{\odot} \text{a}^{-1}$ vernachlässigbar sind. Die Photosphäre emittiert demnach sowohl den intrinsischen stellaren Fluß als auch den Großteil der Akkretionsenergie. Aufgrund des Dipolcharakters des Magnetfeldes wird standardmäßig vermutet, daß das Material nur auf einem Teilbereich der Sternoberfläche um die Pole akkretiert (s. auch Bouvier et al. 2006). Der dimensionslose Oberflächenfaktor f repräsentiert diese Fläche (Bertout et al. 1988; Lynden-Bell & Pringle 1974):

$$f 4\pi R_{\star}^2 \sigma T_{\text{BL}}^4 = \zeta GM_{\star} \dot{M} / R_{\star}. \quad (\text{F.3})$$

Der Parameter σ ist hier die Stefan-Boltzmann Konstante. Calvet & Gullbring (1998) bestimmten für HAeBe-Sterne $f \approx 0.1\% - 1.0\%$ und für T Tauri-Sterne $f \approx 10\%$. Das vorwiegend in den Spektren von T Tauri-Objekten präsente „Veiling“ ist ein Indiz, das für den verhältnismäßig großen Oberflächenfaktor f bei T Tauri-Sternen spricht.

In der Scheibenregion zwischen dem Innenradius der zirkumstellaren Scheibe R_{in} und dem vom stellaren Magnetfeld vorbestimmten Innenradius der Akkretionsscheibe R_{bnd} wird die abgegebene Akkretionsenergie mittels der Theorie von Lynden-Bell & Pringle (1974) und Pringle (1981) berechnet. Da die abgegebene Akkretionsenergie mit $D \propto r^{-3}$ abnimmt, werden in unseren aktiven Scheibenmodellen Akkretionseffekte nur für $r \leq R_{\text{in}}$ berücksichtigt. Die zwischen $r = R_{\text{bnd}}$ und $r = R_{\star}$ freiwerdende Gravitationsenergie des akkretierenden Materials wird an der Sternoberfläche als Schwarzkörperstrahlung mit einer Temperatur T_{BL} emittiert. Die Abb. F.1 stellt einen Querschnitt durch unser aktives Scheibenmodell dar.

^aDer Korotationsradius R_{cor} ist derjenige Radius, bei dem die Keplersche Bahngeschwindigkeit gleich der Rotationsgeschwindigkeit des Sterns ist.

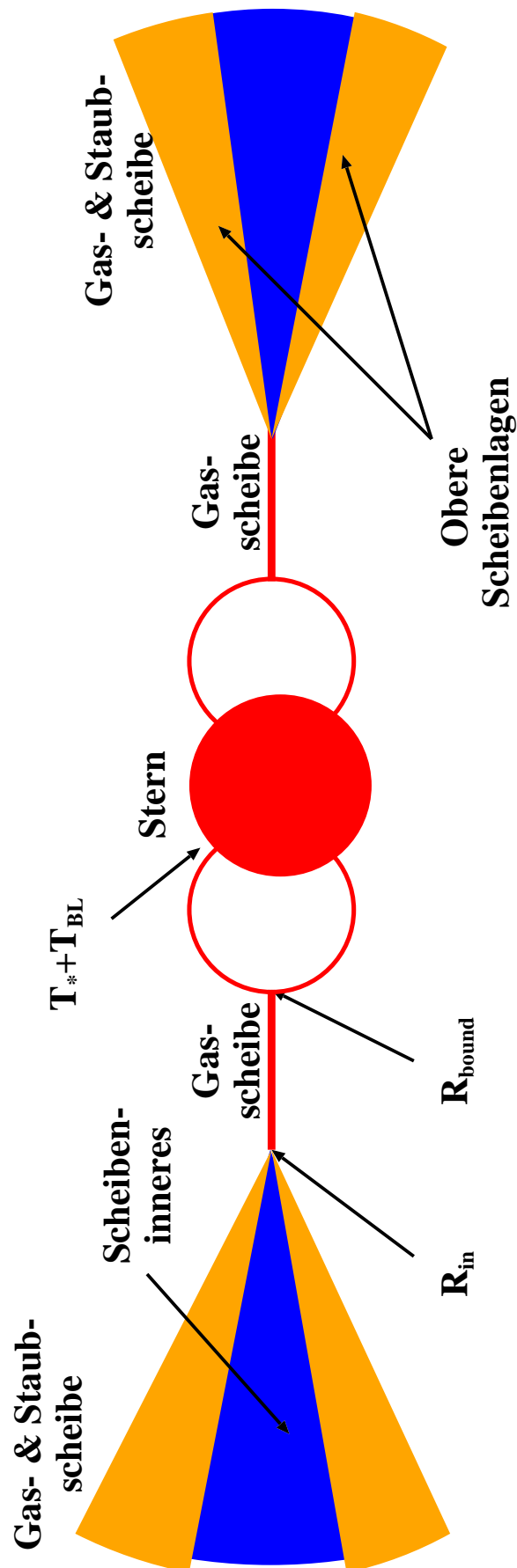


Abbildung F.1: Skizzierter Querschnitt unser aktives Scheibenmodells, in dem die für die Akkretion wichtigen Parameter T_{BL} , R_{bnd} und R_{in} eingezeichnet sind. In unserem Modellansatz kommt ein Zwei-Schichten-Scheibenmodell zum Einsatz (s. Kap. 5.3.2), bei dem sich das Scheibinnenres ($\tau_N > 1$) von einer oberen, im N-Band optisch dünnen Scheibenebene absetzt.



Vorangegangene Messungen

Tabellarisch werden in den folgenden Abschnitten die Ergebnisse vorangegangener photometrischer Messungen derjenigen Objekte zusammengetragen, die in den Kap. 5, 6 und 7 modelliert wurden. Zu einzelnen Werten ist dann kein Fehler angegeben, wenn entsprechende Informationen in den jeweiligen Publikationen fehlen. Weiterhin sollen Informationen, die aus weiteren Beobachtungen gewonnen wurden, stichpunktartig zusammengetragen werden, ohne dabei den Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben.

G.1 RY Tau

Das Objekt RY Tau, das zum ersten Mal im Jahre 1907 nachweislich beobachtet wurde (Pikering 1907), ist ein bekanntes klassisches T Tauri-Objekt (Joy 1945) aus der Taurus-Auriga Sternentstehungsregion mit einer mittleren Entfernung von ca. 140 pc. In den Tabellen 5.1 und G.1 werden die in den vorangegangenen Beobachtungen bestimmten Eigenschaften, einschließlich der gemessenen photometrischen Flüsse von RY Tau aufgelistet.

RY Tau ist ein T Tauri-Stern vom UX Ori-Typ, d.h. dieses Objekt zeigte bisher in unregelmäßigen Abständen starke photometrische Variabilitäten im visuellen und NIR-Wellenlängenbereich. Während weniger Monate in den Jahren 1983/84 und 1996/97 stieg die visuelle Helligkeit von RY Tau von 11 mag auf 9 mag, um daraufhin wieder auf den Ausgangswert zurückzufallen (Herbst & Stine 1984; Zajtseva et al. 1985; Petrov et al. 1999; Herbst & Shevchenko 1999). Verursacht durch die Scheibenneigung erklären sich solche Flußschwankungen durch eine kurzzeitig veränderte Sicht auf den zentralen Stern. Flußschwankungen geringen Ausmaßes und einer Periodendauer von wenigen Tagen wurden ebenfalls gemessen (Eiroa et al. 2002; $\Delta V \approx 0,1$, $\Delta K \approx 0,2$). Die photometrischen Messungen, die in Tabelle G.1 aufgelistet sind, liegen im Minimum der photometrischen Schwankungen. Allein aus einem Vergleich von MIR-Flüssen aus unterschiedlichen Perioden geht man auch in dieser Studie davon aus, daß der von RY Tau emittierte Fluß während unseren Beobachtungen mit MIDI seinen Minimalwert^a einnahm. Bislang wurden bei verschiedenen Untersuchungen abweichende Werte für die visuelle Extinktion A_V von RY Tau gemessen (Kuhi 1974: 1,3 mag; Cohen & Kuhi 1979: 1,9 mag \pm 0,2 mag; Strom et al. 1989: 0,6 mag; Beckwith et al. 1990: 2,7 mag; Kenyon & Hartmann 1995: 1,8 mag). In dieser Studie wird auf den erst kürzlich von Calvet et al. (2004) bestimmten Wert zurückgegriffen:

^aWert in Ruhe

Tabelle G.1: *Photometrische Flüsse von RY Tau. Unterschiedliche Messungen im gleichen Spektralband wurden hier gemittelt und die zugehörige Standardabweichung angegeben. Die Konversionsfaktoren, die der Berechnung der photometrischen Flüsse aus den scheinbaren Helligkeiten dienen, sind in Kap. C aufgelistet.*

Wellenlänge [μm]	Fluß [Jy]	Referenz
0,36	$0,04 \pm 0,01$	1
0,44	$0,1 \pm 0,01$	1
0,55	$0,3 \pm 0,02$	1
0,70	$0,5 \pm 0,03$	1
0,90	$0,9 \pm 0,1$	1
1,25	$1,6 \pm 0,8$	2, 3
1,65	$2,3 \pm 0,9$	2, 3
2,20	$3,8 \pm 0,5$	2, 3
4,80	$6,6 \pm 2,0$	4, 5
11,0	$20,0 \pm 0,3$	6
25	28 ± 3	7
60	18 ± 4	7
100	12 ± 5	7, 8
1300	$0,23 \pm 0,02$	9

Referenzen – **1:** Calvet et al. (2004); **2:** Gezari-Katalog (1999); **3:** 2MASS-Katalog (Cutri et al. 2003); **4:** Rydgren et al. (1976); **5:** Elias (1978b); **6:** Hanner et al. (1998); **7:** Strom et al. (1989); **8:** Harvey et al. (1979); **9:** Mora et al. (2001)

$A_V = (2,2 \pm 0,2)$ mag. Das „Veiling“ im Visuellen ist niedrig ($\lesssim 0,1$; Basri et al. 1991; Hartigan et al. 1995; Petrov et al. 1999), während es im Infraroten erhöht ist ($> 0,8$; Folha & Emerson 2001).

Ein Begleitstern konnte mit Hilfe von Speckle-Interferometrie im NIR-Bereich nicht gefunden werden (Leinert et al. 1993), wobei eine räumliche Auflösung zwischen $0,13''$ und $13''$ im NIR-Bereich erzielt wurde. Die regelmäßige Verschiebung des photometrischen Zentrums von RY Tau, die mit Hilfe astrometrischer Messungen des HIPPARCOS-Satelliten gefunden wurde, könnte ein Hinweis für die Existenz eines Begleitsterns sein (s. Wielen 1996). Bertout et al. (1999) leiteten aus den HIPPARCOS-Messungen einen projizierten Minimalabstand von $3,2$ AE ($23,6$ Millibogensekunden) und einen Positionswinkel von $304^\circ \pm 34^\circ$ für den Begleiter ab.

G.2 T Tau

T Tau ist der Prototyp der T Tauri-Sterne. Weiterführende Informationen über dieses Objekt sind in Ratzka (2005) zusammengefaßt.

G.3 DR Tau

Der Stern DR Tau, der ein Alter von ca. $2,5$ Millionen Jahren besitzt, gehört bei einer mittleren Entfernung von 140 pc der Taurus-Auriga Sternentstehungsregion an (Siess et al. 1999). Die zahlreichen vorangegangenen Veröffentlichungen zeigen, daß DR Tau zu den am häufigsten untersuchten jungen stellaren Objekten gezählt werden kann. Vom U- bis zum K-Band konnte

Tabelle G.2: *Photometrische Flüsse von T Tau, getrennt in die Nord- und Südkomponente. Es ist zu berücksichtigen, daß die Südkomponente selbst ein Doppelsternsystem ist. Insbesondere die ISO-Messungen beinhalten die photometrischen Flüsse aller drei Komponenten des Systems.*

Wellenlänge [μm]	T Tau N	T Tau S	Referenz
	Fluß [Jy]	Fluß [Jy]	
0,36	$0,037 \pm 0,001$	–	1
0,43	$0,14 \pm 0,002$	–	1
0,55	$0,38 \pm 0,003$	–	1
0,70	$0,83 \pm 0,011$	–	1
1,25	$2,27 \pm 0,10$	–	1
1,65	$3,26 \pm 0,15$	$0,011 \pm 0,001$	1
2,16	$3,55 \pm 0,16$	$0,13 \pm 0,01$	1
3,80	$6,50 \pm 0,29$	$2,12 \pm 0,096$	1
10,5	$8,01 \pm 0,05$	$1,403 \pm 0,036$	1
25	$40,9 \pm 6,1$		2
60	$117,8 \pm 17,7$		2
100	$105,6 \pm 15,8$		2
150	$113,4 \pm 17,0$		2
170	$82,8 \pm 12,4$		2
350	$8,15 \pm 0,25$		3
450	$1,66 \pm 0,22$		3
850	$0,63 \pm 0,02$	–	3
1300	$0,28 \pm 0,01$	–	3

Referenzen – **1**: Ratzka et al. (2007: in Vorbereitung); **2**: ISO-Datenarchiv; **3**: Andrews & Williams (2005)

man bzgl. dieses Objektes starkes „Veiling“ nachweisen: So übersteigt der Fluß im Visuellen um über 500% den Wert, den man von einem Hauptreihenstern mit dem gleichen Spektraltyp wie DR Tau erwarten würde (Edwards et al. 1993). DR Tau besitzt einen Spektraltyp von K7. Abgesehen vom Flußexzeß im visuellen Wellenlängenbereich weisen darüberhinaus auch zahlreiche Emissionslinien, wie die rotverschobene Pf γ - oder die Ca II-Linie und deren besondere spektrale Form (P-Cygni-Profil) auf akkretierende Materie hin. Das Profil weiterer Emissionslinien, wie z.B. der He I-Linie (Kwan et al. 2007) und auch der H α -Linie (Vink et al. 2005) ist ein Indiz für „Sternwinde“. Mit Hilfe von Modellstudien bestimmte Edwards et al. (1993) eine Massenakkretionsrate von $\dot{M} \approx 7,9 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{a}^{-1}$ bzgl. DR Tau, wobei dem System durch Sternwinde gleichzeitig eine Masse von $\dot{M}_{\text{Wind}} \approx 2,5 \cdot 10^{-9} M_{\odot} \text{a}^{-1}$ verloren geht. Ein stark kollimierter Ausfluß, d.h. ein Jet, konnte ebenfalls nachgewiesen werden (Kwan et al. 1988). Auf kleiner Zeitskala ist DR Tau photometrisch und spektral variabel (Grankin et al. 2007: $\Delta V = 1,3 \text{ mag}$; Smith et al. 1999; Eiroa et al. 2002), was u.a. der Entstehung von Sternflecken zugeschrieben wird (Ultchin et al. 1997). Speckle-interferometrische Messungen im NIR-Bereich, bei denen eine theoretische räumliche Auflösung von $0,053''$ im NIR-Bereich erzielt wurde, konnten keinen Hinweis für einen Begleiter liefern (Ghez et al. 1997).

G.4 GW Ori

GW Ori, auch bekannt unter der Henry-Draper Katalognummer HD 244138, gehört der Sternentstehungsregion B 30 an, die in einer ringförmigen Molekülwolke nahe λ Ori liegt. Laut Dolan & Mathieu (2001) hat die Ringform der Molekülwolke ihren Ursprung in einer zentralen Supernova-

Tabelle G.3: *Photometrische Flußmessungen von DR Tau.*

Wellenlänge [μm]	Fluß [Jy]	Referenz
0,36	$0,038 \pm 0,021$	1
0,44	$0,050 \pm 0,049$	1
0,55	$0,083 \pm 0,060$	1
0,64	$0,13 \pm 0,06$	1
0,79	$0,21 \pm 0,01$	1
1,25	$0,45 \pm 0,01$	2
1,65	$0,77 \pm 0,04$	2
2,20	$1,13 \pm 0,02$	2
3,50	$2,07 \pm 0,82$	1
3,60	$1,86 \pm 0,20$	7
4,50	$1,89 \pm 0,15$	7
4,80	$2,41 \pm 1,10$	1
5,80	$1,27 \pm 0,01$	3
8,00	$1,77 \pm 0,20$	7
12,0	$3,16 \pm 0,25$	4
25	$4,30 \pm 0,29$	4
60	$5,51 \pm 0,54$	4
100	$6,98 \pm 0,63$	4
200	$3,98 \pm 0,84$	5
450	$2,38 \pm 0,17$	6
729	$0,40 \pm 0,08$	8
850	$0,53 \pm 0,01$	6
1300	$0,16 \pm 0,01$	6

Referenzen – **1:** Kenyon & Hartmann (1995); **2:** 2MASS-Katalog (Cutri et al. 2003); **3:** Hartmann et al. (2005b); **4:** Gezari-Katalog (1999); **5:** ISO-Datenarchiv; **6:** Andrews & Williams (2005); **7:** Robitaille et al. (2007); **8:** Beckwith et al. (1990)

Explosion, die ca. 1 Million Jahre zurückliegt. Da GW Ori auch ein Alter von ca. 1 Million Jahre aufweist (Mathieu et al. 1991), könnte demnach die Supernova die Entstehung von GW Ori ausgelöst haben. Mit einer stellaren Leuchtkraft von mehreren zehn Sonnenleuchtkräften (Mathieu et al. 1997, Calvet et al. 2004) kann GW Ori zu den helleren jungen stellaren Objekten vom Spektraltyp G0 gezählt werden. Die Sternmasse wurde mit Hilfe stellarer Entwicklungskurven aus der Position von GW Ori im Hertzsprung-Russell-Diagramm zu $2,5 M_{\odot}$ (Mathieu et al. 1991) bzw. zu $3,7 M_{\odot}$ (Calvet et al. 2004) bestimmt. GW Ori ist ein spektroskopisches Doppelsternsystem (Mathieu et al. 1991). Der Begleiter mit einer Masse von $0,5 - 1 M_{\odot}$, kreist im Abstand von einer Astronomischen Einheit und einer Periode von 242 Tagen auf einer nahezu kreisförmigen Bahn um die Hauptkomponente (Exzentrizität $e = 0,04$). Mathieu et al. (1997) versuchten mit Hilfe zweier verschiedener Modellansätze das GW Ori System abzubilden. In ihrem ersten Ansatz besteht das Modell aus einer zirkumstellaren Scheibe um die Hauptkomponente, in die der Begleiter eingebettet ist. Aufgrund von Gezeitenkräften erzeugt der Begleiter bei einem Abstand zwischen 0,17 AE und 3,3 AE eine Scheibenlücke. Solch eine Lücke war in ihrem Ansatz dafür notwendig gewesen, um die spektrale Energieverteilung des Objektes reproduzieren zu können. Ihr zweites Modell, in dem die an den Begleiter anschließende, zirkumbinäre Scheibe durch eine kugelförmige Hülle ersetzt wurde, konnte die spektrale Energieverteilung zwar ebenfalls wieder-

Tabelle G.4: *Photometrische Flüsse von GW Ori.*
Der Wert, der mit „↓“ versehen ist, stellt eine obere Schranke dar.

Wellenlänge [μm]	Fluß [Jy]	Referenz
0,36	$0,068 \pm 0,014$	1
0,44	$0,21 \pm 0,018$	1
0,55	$0,43 \pm 0,02$	1
0,70	$0,61 \pm 0,029$	1
0,90	$0,82 \pm 0,046$	1
1,25	$1,31 \pm 0,04$	2
1,65	$1,47 \pm 0,04$	2
2,20	$1,47 \pm 0,04$	2
3,50	$2,45 \pm 0,092$	3
4,80	$2,7 \pm 1,2$	4
18	17 ± 3	5
25	$20,5 \pm 1,2$	6
60	$31,5 \pm 4,1$	6
100	$34,8^\downarrow$	6
350	$5,0 \pm 0,6$	7
450	$3,5 \pm 0,4$	7
800	$0,9 \pm 0,1$	7
850	$1,0 \pm 0,1$	7
1100	$0,29 \pm 0,03$	7
1360	$0,26 \pm 0,06$	7

Referenzen – **1:** Calvet et al. (2004); **2:** 2MASS-Katalog (Cutri et al. 2003); **3:** Rydgren & Vrba (1983); **4:** Cohen & Schwartz (1975); **5:** Cohen (1973); **6:** IRAS-Katalog (1985); **7:** Mathieu et al. (1995)

geben, doch stand dieses Modell im Widerspruch zu Millimeterkarten des Objektes, die mit dem „James Clerk Maxwell Teleskop“ gewonnen wurden (Mathieu et al. 1995). Mit Hilfe der Millimetermessungen, bei denen das Objekt noch räumlich aufgelöst werden konnte, berechnete man für die Scheibenmasse einen unteren Grenzwert von $0,3 M_\odot$. Damit gehört die Scheibe von GW Ori zu den massereichsten jungen stellaren Objekten. Der Scheibenaußenradius wurde zu ~ 500 AE bestimmt. In beiden Modellen besitzt die Scheibe einen Inklinationwinkel von $\vartheta \approx 27^\circ$. Trotz der Erfolge von Mathieu et al. (1991), die spektrale Energieverteilung und Millimetermessungen von GW Ori anhand eines Scheibenmodells erklären zu können, bleibt die genaue Struktur von GW Ori ungeklärt. So konnten Artymowicz & Lubow (1994) die von Mathieu et al. (1991) vorgeschlagene Scheibenlücke nicht aus ihren theoretischen Modellstudien ableiten, in denen sie die Entwicklung zirkumbinärer Scheiben unter Einbeziehung vorliegender Gezeiten- und Scherkräfte untersucht hatten. Bei GW Ori wurde eine Akkretionsrate von $\dot{M} > 2,5 \cdot 10^{-7} M_\odot \text{a}^{-1}$ gemessen (Calvet et al. 2004). Um eine solch hohe Akkretionsrate auch über einen längeren Zeitraum von mehreren 100.000 Jahren aufrecht zu erhalten, müßte im Modell von Mathieu et al. (1991) entsprechend viel Materie durch die Scheibenlücke hindurch akkretieren. Deshalb schlugen Gullbring et al. (2000) ein Modell mit einer zirkumbinären Scheibe und *Hülle* vor, in dem eine Kavität den freien Blick zum Innenrand der Scheibe ermöglicht. GW Ori weist darüberhinaus im visuellen Wellenlängenbereich kein „Veiling“ auf (Calvet et al. 2004). Die Existenz eines dritten Begleiters (Periode ~ 1000 Tage), die Mathieu et al. (1991) aus der Bewegung des Schwerpunkts des Binärsystems ableiteten, erschwert eine Modellierung. GW Ori ist über die Zeit gemittelt

Tabelle G.5: *Photometrische Flüsse von HD 72106 B. Der Wert, der mit „↓“ versehen ist, stellt eine obere Schranke dar.*

Wellenlänge [μm]	Fluß [Jy]	Referenz
0,36	0,80	1
0,44	1,67	1
0,55	1,45	1
0,79	1,32	1
0,90	0,89	1
1,23	0,61	3
1,25	$0,67 \pm 0,01$	2
1,63	0,45	3
1,65	$0,50 \pm 0,02$	2
2,19	0,41	3
2,20	$0,43 \pm 0,01$	2
3,78	0,39	3
4,66	0,44	3
8,36	1,74	3
9,67	1,45	3
12,0	$2,23 \pm 0,13$	3, 4
25	$3,62 \pm 0,21$	3
60	$1,88 \pm 0,11$	4
100	$16,8^\downarrow$	4

Referenzen – **1:** Torres et al. (1995); **2:** 2MASS-Katalog (Cutri et al. 2003); **3:** Gezari et al. (1999); **4:** IRAS-Katalog (1985)

nur schwach variabel (Grankin et al. 2007: $\Delta V = 0,2$ mag), doch das Helligkeitsminimum weist wiederkehrende Schwankungen mit einer Periode von 241,8 Tagen auf, was der stellare Begleiter, der die Sichtlinie von Beobachter kreuzt, erklären könnte (Algol-Veränderlicher; Shevchenko et al. 2003).

G.5 HD 72106 B

Der Vorreihenstern HD 72106 ist ein visueller Doppelstern (Winkelabstand $0,78''$, Positionswinkel $PA = 199,8^\circ$ pc) im Gum Nebel mit einer mittleren Entfernung von 288_{-204}^{+490} (Torres et al. 1995; Hartkopf et al. 1996; Perryman et al. 1997; Fabricius & Makarov 2000). Die $H\alpha$ -Emission der Quelle sowie der Infrarotexzess wird dem visuell schwächeren Begleiter ($\Delta V = 0,8$ mag) zugeschrieben, während die A-Komponente vermutlich schon der Hauptreihe angehört (Vieira et al. 2003; Wade et al. 2005). Die schwache $H\alpha$ -Emissionslinie sowie die breite $10 \mu\text{m}$ -Silikatbande, die der Silikatbande der Kometen Hale-Bopp und Halley gleicht, verweisen auf das vermeintlich hohe Alter des Infrarotbegleiters (Vieira et al. 2003; Schütz et al. 2005). Insbesondere fanden Schütz et al. (2005) große Mengen an Enstatit ($\sim 50\%$) bzgl., HD 72106 B, die man bisher nur in den HAeBe-Objekten HD 100546 und HD 179218 gefunden hat.

Tabelle G.6: *Photometrische Flüsse von RU Lup.*

Wellenlänge [μm]	Fluß [Jy]	Referenz
0,36	0,016	1
0,44	0,073	1
0,55	0,115	1
0,64	0,184	1
0,79	0,290	1
1,25	$0,51 \pm 0,01$	2
1,65	$0,76 \pm 0,03$	2
2,20	$0,89 \pm 0,02$	2
3,50	1,16	3
4,80	1,51	3
15	2,22	4
20	2,80	4
25	4,64	3
60	4,68	3
100	5,70	3
1300	$0,197 \pm 0,007$	5
1400	$0,159 \pm 0,010$	6

Referenzen – **1:** Gahm et al. (1993); **2:** 2 MASS-Katalog (Cutri et al. 2003); **3:** Gezari-Katalog (1999); **4:** Gras-Velázquez & Ray (2005); **5:** Nürnberger et al. (1997); **6:** Lommen et al. (2007)

G.6 RU Lup

RU Lup ist ein klassischer T Tauri-Stern in der Sternentstehungsregion Lupus. Beobachtungen im Millimeterbereich bzw. im Visuellen zeigten, daß dieses Objekt keine zirkumstellare Hüllenstruktur besitzt (Lommen et al. 2007; Giovannelli et al. 1995). Ein Begleiter konnte nicht bis zu einem Minimalabstand von $0,1''$ im NIR-Bereich nachgewiesen werden (Ghez et al. 1997). RU Lup ist ein T Tauri-Objekt, das in vielen vorangegangenen Modellstudien der Untersuchung und Bestätigung der heute allgemein akzeptierten Akkretionstheorie diente. Bei dieser Modellvorstellung beeinflußt das stellare Magnetfeld den Akkretionsmechanismus (s. Kap. F; Lamzin et al. 1996). Indirekte Hinweise, daß Akkretion in RU Lup vorherrscht, sind ungewöhnlich breite visuelle Emissionslinien, sowie Variationen des Flusses im U- und V-Band. Die Strahlung, die von der akkretierenden Materie emittiert wird, kann darüberhinaus den intrinsischen stellaren Fluß im visuellen Wellenlängenbereich bis um einen Faktor 10 übersteigen. In diesem Zusammenhang bestimmten Lamzin et al. (1996) eine Massenakkretionsrate von $\dot{M} \approx 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{a}^{-1}$. Das Magnetfeld mit einer Stärke von 3 kG (Stempels et al. 2007) sowie zu kürzeren Wellenlängen verschobene Absorptionslinien, die für Sternwinde sprechen (Herczeg et al. 2005), sind weitere Indizien für die Aktivität dieser Quelle.

G.7 HD 142666

HD 142666 – auch unter dem Namen V1026 Sco bekannt – wurde von Gregorio-Hetem (1992) als Herbig-Ae-Stern klassifiziert (Blondel et al. 2006: Spektraltyp A7 III) und gehört der Sternentstehungsregion R1 im Skorpion an (Vieira et al. 2003). Laut Meeus et al. (2001) ist HD 142666 ein Gruppe-II-Objekt, dessen Scheibe eher eine flache als eine vertikal expandierte Form aufweist. Das Objekt ist photometrisch variabel und wird zur Gruppe der UX Ori-Veränderlichen

Tabelle G.7: *Photometrische Flüsse von HD 142666. Der Wert, der mit „↓“ versehen ist, stellt eine obere Schranke dar.*

Wellenlänge [μm]	Fluß [Jy]	Referenz
0,36	0,33	1
0,55	1,07	1
0,64	1,23	1
1,25	$1,80 \pm 0,04$	2
1,65	$2,07 \pm 0,05$	2
2,20	$2,36 \pm 0,04$	2
3,50	2,71	3
3,80	2,46	3
4,80	1,75	3
25	$11,5 \pm 0,6$	4
60	$7,5 \pm 0,4$	4
100	$5,1 \pm 1,0$	4
450	$1,09 \pm 60$	3
800	$0,35 \pm 0,023$	3
1100	$0,18 \pm 0,01$	3
1200	$0,079 \pm 0,004$	5
1300	0,064 [↓]	3
3100	$0,013 \pm 0,001$	5
3300	$0,011 \pm 0,001$	5
7000	$0,0017 \pm 0,0002$	5

Referenzen – **1:** Zacharias et al. (2005); **2:** 2 MASS-Katalog (Cutri et al. 2003); **3:** Sylvester et al. (1996); **4:** IRAS-Katalog (1985); **5:** Natta et al. (2004a)

gezählt (Natta et al. 1997). Wenn sich Staubwolken in der Größenordnung eines Sternradius in die Sichtlinie des Beobachters schieben, so nimmt die Extinktion zu, was in Abhängigkeit vom Absorptionsmaterial auch zu einer Rötung des Sternlichts führen kann. In diesem Zusammenhang wird angenommen, daß die Scheibe um HD 142666 gegenüber dem Beobachter geneigt ist, worauf auch polarimetrische Messungen im NIR-Bereich des elektromagnetischen Spektrums hinweisen (Hales et al. 2006) und was die Variabilität des Flusses erklärt (Meeus et al. 1998). Der Fluß variiert im visuellen Wellenlängenbereich mit $\Delta V = 1,2$. Das Alter der Scheibe wurde auf 10 Millionen Jahre geschätzt (Natta et al. 1997). Millimetermessungen konnten das hohe Alter des Objektes bestätigen: Der flache Abfall des Millimeterflusses zu größeren Wellenlängen verweist auf zentimetergroße Staubteilchen (Natta et al. 2004a). Br γ -Messungen zeigen, daß die zirkumstellare Scheibe um HD 142666 mit einer Akkretionsrate von $\dot{M} \approx 1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{a}^{-1}$ noch schwach aktiv ist (Garcia-Lopez et al. 2006).

G.8 HD 143006

HD 143006 gehört der oberen OB-Assoziation im Skorpion an (z.B. Mamajek et al. 2004). Trotz der ursprünglichen Klassifizierung als AGB-Überriese (Oudmaijer et al. 1992) ist das Objekt ein Vorhauptreihenstern (van der Veen et al. 1994). U.a. verweisen darauf breite Lithium-Absorptionslinien (Dunkin et al. 1997) und Wassertoff-Emissionslinien (Downes & Keyes 1988). HD 143006 mit einem Alter von ca. 6 Millionen Jahren (Preibisch et al. 2002) ist aufgrund eines verminderten Strahlungsflusses im NIR-Bereich ein Übergangsobjekt unter den Vorhauptreihen-

Tabelle G.8: *Photometrische Flußmessungen von HD 143006.*

Wellenlänge [μm]	Fluß [Jy]	Referenz
0,36	0,055	1
0,45	0,17	1
0,53	0,31	3
0,55	0,31	1
0,67	0,38	1
0,85	0,49	1
1,25	0,72	1
1,65	0,89	1
2,20	0,95	1
3,50	0,98	1
3,80	0,88	1
4,80	0,23	1
60	$6,6 \pm 0,6$	2
71	$3,4 \pm 0,3$	3
100	$4,8 \pm 0,4$	2
156	$3,3 \pm 0,7$	3
450	$0,72 \pm 0,34$	4
800	$0,233 \pm 0,025$	4
1100	$0,043 \pm 0,009$	5
1300	$0,064 \pm 0,008$	5

Referenzen – **1**: Sylvester et al. (1996); **2**: IRAS-Katalog (1985);
3: FEPS-Datenbasis; **4**: Gezari et al. (1999); **5**: Natta et al. (2004a)

sternen (Mamajek et al. 2004), bei dem vermutet wird, daß sich der Innenradius der zirkumstellaren Scheibe schon zu größeren Radien verschoben hat. Die Messung eines Scheibeninnenradius, der größer als der Sublimationsradius ist, blieb bisher aber noch aus.

G.9 AS 205

AS 205, auch unter dem Namen V866 Scorpii bekannt, liegt in der oberen OB-Assoziation im Skorpion, nordwestlich der ρ Ophiucchi-Sternentstehungsregion, bei einer mittleren Entfernung von 160 pc (Reipurth & Zinnecker 1993). Wie erstmals von Herbig & Rao (1974) beobachtet wurde, besitzt AS 205 einen Infrarotbegleiter (B-Komponente) bei einem Positionswinkel von 211° und einem Winkelabstand von $1,32''$, d.h. einem projizierten Abstand von ca. 210 AE (s. Prato et al. 2003). Aufnahmen im NIR-Bereich und I-Band des elektromagnetischen Spektrums stellen beide Objekte räumlich aufgelöst, mit der Nordkomponente als hellere Komponente, dar (Reipurth & Zinnecker 1993; Liu et al. 1996). Neuere Speckle-interferometrische (Koresko 2002) sowie spektral hochauflösende Messungen (Eisner et al. 2005a) im NIR-Bereich und Visuellen ergaben, daß es sich beim B-System von AS 205 um ein enges Doppelsternsystem handelt (Winkelabstand: 8,5 Millibogensekunden; Positionswinkel $PA = 101^\circ \pm 1^\circ$). Beide Komponenten des B-Systems sind im R- und I-Band nahezu gleich hell und besitzen fast identische Eigenschaften ($L_\star = 0,44 L_\odot$ bzw. $0,26 L_\odot$, $M_\star = 0,74 M_\odot$ bzw. $0,54 M_\odot$, $A_V = 3,9\text{mag}$ bzw. $3,4\text{mag}$; aus Eisner et al. 2005a). Obwohl die Alter der einzelnen Komponenten von Publikation zu Publikation variieren, gehen doch alle Studien davon aus, daß alle drei Komponenten zur gleichen Zeit und durch Fragmentation aus der gleichen Region der Molekülwolke entstanden sein müssen.

Tabelle G.9: *Photometrische Flüsse von AS 205, getrennt – sofern möglich – in Nord- und Südkomponente. Es ist zu berücksichtigen, daß die Südkomponente ein Doppelsternsystem darstellt. Bisher konnten nur im NIR- und MIR-Bereich die Nord- und Südkomponente von AS 205 räumlich getrennt aufgelöst werden. Die Messungen im V-Band, die die beiden Komponenten räumlich auflösen konnten, gehen zurück auf Cohen & Kuhl (1979), die aber keine Angaben darüber machten, welcher Fluß zu welcher Komponente gehört.*

Wellenlänge [μm]	AS 205 N		AS 205 S		Referenz
	Fluß [Jy]		Fluß [Jy]		
0,36	0,0060 \pm 0,0033				1
0,44	0,014 \pm 0,001				1
0,55	0,029 \pm 0,001				1
0,55	0,044/0,0069				2
0,64	0,12 \pm 0,01				1
0,79	0,19 \pm 0,01				1
1,25	0,55 \pm 0,07	–			1
1,65	1,1 \pm 0,07	–			1
2,2	1,80 \pm 0,14	–			1
1,25	0,86 \pm 0,05	0,32 \pm 0,05			3
1,65	1,40 \pm 0,08	0,66 \pm 0,08			3
2,2	2,80 \pm 0,08	1,11 \pm 0,15			3
3,5	3,10 \pm 0,30	1,34 \pm 0,13			3
25	14 \pm 2				4
60	19 \pm 2				4
60	20 \pm 1				5
90	13 \pm 1				5
100	16 \pm 3,2				4
170	9,1 \pm 1,6				5
350	3,5 \pm 0,5				6
450	2,5 \pm 0,2				6
800	1,00 \pm 0,04				6
1100	0,50 \pm 0,02				6

Referenzen – **1:** Eisner et al. (2005a); **2:** Cohen & Kuhl (1979); **3:** Prato et al. (2003); **4:** IRAS-Katalog (1985); **5:** ISO-Datenarchiv; **6:** Jensen et al. (1996)

A- und B-Komponenten zeigen für Akkretionsvorgänge Anzeichen (Cohen & Kuhl 1979; Prato & Simon 1997; Prato et al. 2003; Eisner et al. 2005a). Johns-Krull et al. (2000) bestimmten aus dem Profil der Kohlenstoff-IV-Linie der A-Komponente eine Massenakkretionsrate von $\dot{M} \approx 6,7 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{a}^{-1}$. Aufgrund der für einen T Tauri-Stern hohen Aktivität und Variabilität, die schon vor 30 Jahren bekannt waren, vermutete Welin (1976), daß AS 205 ein Kandidat für zukünftige, sog. FU Orionis-Variabilitätserscheinungen sein könnte.

G.10 HBC 639

HBC 639, auch unter dem Namen DoAr 24 E bekannt, gehört der Sternentstehungsregion ρ Ophiuchi an. Es handelt sich um ein Klasse-II-Objekt (McCabe et al. 2006) mit einem Alter von 1 bis

Tabelle G.10: *Photometrischen Flüsse von HBC 639. Bis einschließlich des L-Bandes kann der angegebene Fluß der Hauptkomponente zugeschrieben werden.*

Wellenlänge [μm]	Fluß [Jy]	Referenz
0,36	0,0001	1
0,44	0,0008	1
0,55	0,0053	1
0,64	0,018	2
0,79	0,065	2
1,25	$0,33 \pm 0,10$	3
1,65	$0,77 \pm 0,16$	3
2,20	$0,92 \pm 0,09$	3
3,50	$0,75 \pm 0,07$	4
4,80	0,98	5
7,70	0,60	5
10,0	1,06	5
12,0	1,87	5
12,8	2,57	5
15,0	2,41	5
20,0	2,30	5
25	5,91	6
60	35	6
100	40	6
800	$0,037 \pm 0,008$	7
1300	$0,065 \pm 0,019$	8

Referenzen – **1:** Bouvier & Appenzeller (1992); **2:** Rydgren (1976); **3:** Prato et al. (2003); **4:** McCabe et al. (2006); **5:** Gras-Valázquez & Ray (2005); **6:** Gezari et al. (1999); **7:** Jensen et al. (1996); **8:** Nürnberger et al. (1997)

3 Millionen Jahren (Gras-Valázquez & Ray 2005). Nachdem das Objekt eine H α -Linie mit einer Äquivalenzbreite von nur 5 Å aufweist, gehört es der Klasse der „Weak-Line T Tauri-Sterne“ an (Gras-Valázquez & Ray 2005). Aufgrund des Fehlens von Emissionslinien im visuellen Wellenlängenbereich und wegen des schwachen Infrarotexzesses wird angenommen, daß die Objekte dieser Klasse zu den vermeintlich entwickelteren T Tauri-Systemen gehören, die kaum noch zirkumstellares Material besitzen dürften (z.B. Appenzeller & Mundt 1989). Diese letztgenannte Eigenschaft steht aber im Widerspruch zum theoretisch errechneten Alter der Scheibe, was bisher noch nicht geklärt werden konnte. Der Infrarotexzess von HBC 639 spricht aber noch für die Existenz einer zirkumstellaren Scheibe (Gras-Valázquez & Ray 2005). Die aus der Halbwertsbreite der Pa β - und Br γ -Linie abgeleitete Massenakkretionsrate ist gering: $\dot{M} \approx 6 \cdot 10^{-9} M_{\odot} \text{a}^{-1}$ (Natta et al. 2006). HBC 639 besitzt einen Infrarotbegleiter bei einem Winkelabstand von 2'' (320 AE für $d = 160$ pc) und einem Positionswinkel von 150° (z.B. Reipurth & Zinnecker 1993). Die Helligkeit des Begleiters nimmt im NIR-Bereich stetig zu und übertrifft schon im L-Band die Helligkeit der Hauptkomponente (Prato et al. 2003). Tatsächlich geht man davon aus, daß die Hauptkomponente nur im visuellen sowie im NIR- und MIR-Bereich effektiv zur spektralen Energieverteilung des Gesamtsystems beiträgt (Chelli et al. 1988). Polarimetrische Messungen im K-Band ergaben, daß beide Komponenten eine zirkumstellare Scheibe mit fast identischem Positionswinkel PA besitzen ($PA \approx 12,5^{\circ}$; Jensen et al. 2004). Der Begleiter ist ein Klasse-I-Objekt und besitzt spektrale Anzeichen, die für Akkretion sprechen (Prato et al. 2003). Mit

Tabelle G.11: *Photometrische Flüsse von S CrA N und S CrA S. Die Flußmessungen bei Wellenlängen kleiner als $0,64\ \mu\text{m}$ und größer als $12\ \mu\text{m}$ konnten die beiden Komponenten des Systems räumlich nicht auflösen.*

Wellenlänge [μm]	S CrA N Fluß [Jy]	S CrA S Fluß [Jy]	Referenz
0,44		0,0089	1
0,55		0,13	2
0,64		0,09	1
1,25	$0,57 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,02$	3
1,65	$1,02 \pm 0,04$	$0,50 \pm 0,03$	3
2,22	$2,44 \pm 0,21$	$0,74 \pm 0,09$	4
3,50	$3,99 \pm 0,23$	$1,15 \pm 0,03$	4
8,80	$2,90 \pm 0,20$	$1,59 \pm 0,17$	4
10,6	$3,19 \pm 0,20$	$1,27 \pm 0,06$	4
12,0		3,97	5
12,0		$4,88 \pm 0,59$	5
12,5		$1,50 \pm 0,10$	5
25		$9,21 \pm 0,64$	5
25		8,52	5
60		$1,81 \pm 0,16$	5
60		$2,7 \pm 4,5$	6
60		$3,32 \pm 3,1$	6
90		$2,87 \pm 2,85$	6
100		$2,79 \pm 0,75$	5
170		$8,29 \pm 22,24$	6
450		$2,75 \pm 0,38$	7
800		$0,77 \pm 0,05$	7
1100		$0,36 \pm 0,03$	7

Referenzen – **1**: Denis-Datenbasis (2005); **2**: Takami et al. (2003); **3**: Prato et al. (2003); **4**: McCabe et al. (2006); **5**: IRAS-Katalog (1985); **6**: ISO-Datenarchiv; **7**: Jensen et al. (1996)

Hilfe interferometrischer Beobachtungen im NIR-Bereich konnte Koresko (1997) einen zweiten stellaren Begleiter nahe des ersten entdecken. Die Helligkeit des stellaren Begleiters im K-Band nimmt vergleichbare Werte wie die Helligkeit des ersten Begleiters an.

G.11 S CrA

Die Quelle S CrA gehört der südlichen Region des Corona Australis Komplexes an (z.B. Chini et al. 2003). Die Quelle wurde schon früh als T Tauri-Objekt erkannt (Joy 1945), das einen Infrarotbegleiter – ebenfalls ein T Tauri-Objekt – bei einem projizierten Abstand von 169 AE (Winkelabstand $1,3''$) und einem Positionswinkel von 149° besitzt (Joy & Biesbrock 1944; Reipurth & Zinnecker 1993). Insbesondere haben hochauflösende Untersuchungen im NIR-Bereich ergeben^b, daß beide Objekte jeweils von einer aktiven, zirkumstellaren Scheibe umgeben sind (Prato et al. 2003). Die Spektren beider Komponenten besitzen Linien mit stark übereinstimmenden Profilen (Takami et al. 2003). Dieses Ergebnis unterstützt die Hypothese, daß sich beide

^bK-L-Farbezess, Br γ -Linie

Komponenten zur gleichen Zeit durch Fragmentation aus der gleichen Region der Molekülwolke entwickelt haben. Prato & Simon (1997) stellten in einer einfachen Massenabschätzung fest, daß die vermeintliche Lebensdauer des Akkretionsprozesses in S CrA eigentlich deutlich kleiner als das Alter des Sterns sein müßte.^c Nur eine einfallende zirkumbinäre Hüllenstruktur könnte beide Scheiben auch längerfristig mit Material versorgen, wodurch der Akkretionsprozeß aufrecht erhalten werden könnte. Messungen im Millimeterbereich haben gezeigt, daß das optisch dicke Herbig-Haro-Objekt HH 82 an S CrA angrenzt (Reipurth et al. 1993). S CrA ist ein sog. YY Orionis-Objekt, bei dem Emissionslinien gefunden wurden, die asymmetrisch und zu längeren Wellenlängen verschoben sind. Solch eine Verschiebung könnte ein Indiz für Materie sein, die entlang von Magnetfeldlinien auf den Stern akkretiert (Krautter et al. 1990). Auch die gemessene spektrale Variabilität weist in S CrA auf Akkretion hin (Graham 1992).

^cDie Angaben zur geschätzten Akkretionsrate fehlen.

Ich bin froh. Seid Ihr es auch!

Letzten Worte von Johannes Paul II.

Dank

Während meiner dreijährigen Promotionsarbeit am Max-Planck-Institut für Astronomie, Heidelberg, habe ich so manchen Zuspruch und Unterstützung von vielen Seiten erfahren und fand immer ein offenes Ohr für auftretende Probleme ganz unterschiedlicher Natur. Im einzelnen bedanke ich mich bei:

- * den Direktoren des MPIAs, Herrn Professor Dr. Thomas Henning und Herrn Professor Dr. Hans-Walter Rix, für die Möglichkeit, an einem international wirkenden Institut promovieren zu dürfen;
- * Herrn Professor Dr. Thomas Henning und Herrn Professor Dr. Wolfgang Duschl für die Begutachtung dieser Arbeit, sowie den beiden Beisitzern meiner Disputation Herrn Professor Dr. Immo Appenzeller und Herrn Professor Dr. Günther Hartmann;
- * Herrn Professor Christoph Leinert, für seine Höflichkeit und Kontaktfreudigkeit;
- * Frau Miwa Goto, die mir mit ihrem enormen Wissensschatz immer beratend zur Seite stand;
- * Herrn Henrik Beuther, für das vermittelte Wissen in Sachen SMA und für so manche Vertrauensgespräche;
- * Herrn Peter Schuller, für die Einweisung in die „Tiefen“ interferometrischer Beobachtung und Technik, vielen aufregenden, schweißtreibenden Beobachtungsnächten sowie für so manches beruhigendes Glas Rotwein;
- * Herrn Thorsten Ratzka, für viele lehrreiche Gespräche und der guten Zusammenarbeit (leider mußte er in den rauhen Norden umsiedeln)
- * Jereon Bouwman, Kees Dullemond, Christian Hummel, Jaqueline Kessler-Silacci, Stefan Kraus, Frank Przygodda, Sascha P. Quanz, Dimitry Semenov, Marc Schartmann, Professor Nikolai V. Voshchinnikov und Christina H. Walker;
- * allen, die es mir ermöglichten, ihre Rechner für meine unzähligen Simulationen zur Verfügung zu stellen. Zu nennen sind hier insbesondere Stefan Hippler und Hubert Klahr. Auch bedanke ich mich dafür, daß ich mich in die leistungsstarke PIA-Rechenmaschine am Max-Planck-Institut für Astrophysik in Garching „einloggen“ durfte. Hier ist Christian Guggenberger für die Beratung zu danken, das MC3D-Programm für den Rechencluster fit zu machen;
- * den Systemadministratoren, insbesondere Ulrich Hiller, für ihre Freundlichkeit, die Lösung der zahlreichen Rechnerprobleme und für die Beantwortung jeder noch so dummen Frage;
- * allen deutschen Steuerzahlern, die mir so manche Reisen zu Observatorien und Kongressen im Ausland, sowie meinen Arbeitsplatz finanziert haben. Unvergesslich ist sicherlich die Reise nach Arizona zum IOTA Interferometer sowie die Reise nach Grenoble zur Interferometrie Sommerschule;

- * der Deutschen Forschungsgesellschaft (DFG), die im Rahmen der Emmy-Noether-Stipendien WO 857/1 und WO 857/2 die finanziellen Mittel für meine Doktorandenstelle zur Verfügung stellte;
- * Herrn Jens Rodmann, für die erholsamen Spaziergänge nach dem Mittagessen, bei denen ich den Königstuhl kennenlernen konnte;
- * für die Möglichkeit, am Institutschor teilnehmen zu dürfen. Zu nennen sind hier meine Chorkollegen Jutta Stegmaier, Micaela Stumpf, Natascha Haas, Bernhard Dorner und Boris Häußler;
- * allen, die mir bei der Korrektur meiner Publikationen und der Doktorarbeit behilflich waren. Auch danke ich für die zahlreichen Tipps, die ich von ihnen erhalten habe, um die Arbeiten inhaltlich und äußerlich noch interessanter zu gestalten. Zu erwähnen sind in diesem Zusammenhang Kacper Kornet, Thorsten Ratzka, Henrik Beuther, Herr Prof. Leinert, Peter Schuller, Sabine Apprecht und Ines;
- * meinem Zuhause, dem Allgäu, wo immer die Möglichkeit besteht sich zu erholen, ob in den Bergen oder Seen, ob mit dem Rad oder zu Fuß.

Insbesondere danke ich auch dem Betreuer dieser Arbeit, Herrn Sebastian Wolf, und für sein Vertrauen, das er in mich setzte. Abschließend möchte ich mich auch bei meiner Liebsten Ines bedanken, für den seelischen Trost, den ich von ihr erfahren habe sowie den unzähligen Telefonaten und Autofahrten zwischen der Oberpfalz und der Kurpfalz. Abschließend sei Dank meinen Eltern ausgesprochen, denen ich das Beste zu verdanken habe und mir immer ein Zuhause geben.

Erklärung:

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

Declaration:

I confirm, that I produced this work by my own hand and that I did not use any other resources and help except for those mentioned.

Heidelberg, den 3. September 2007,

(Alexander A. Schegerer)