

INAUGURAL-DISSERTATION

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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Frank Przygodda
aus Gelsenkirchen

Tag der mündlichen Prüfung: 21. April 2004

Spektroskopische und interferometrische Untersuchungen an T Tauri-Sternen im mittleren Infrarotbereich

Gutachter: Prof. Dr. Christoph Leinert
Prof. Dr. Immo Appenzeller

Zusammenfassung

Beobachtungen im mittleren Infrarotbereich um $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (N-Band) ermöglichen die gezielte Untersuchung der Eigenschaften des zirkumstellaren Staubes junger stellarer Objekte. In der vorliegenden Doktorarbeit werden solche Beobachtungen beschrieben. Der erste Teil befasst sich mit der Auswertung der N-Band-Spektren von 31 T Tauri-Sternen. Das dominierende Merkmal dieser Spektren ist das Silikatband, welches sowohl in Emission als auch in Absorption zu beobachten ist. Die explizite Form des Silikatbandes hängt in erster Linie von Staubparametern wie der chemischen Zusammensetzung und der Korngröße ab. Die genauere Untersuchung der Emissionsspektren weist einen kontinuierlichen Übergang von Spektren mit starker Emission und einer spitzen Form zu Spektren mit schwacher Emission und einer breiteren, plateauartigen Form nach. Der Vergleich mit Modellspektren von Silikaten verschiedener chemischer Zusammensetzungen und Korngrößen zeigt, dass dieser Übergang durch die Emission von zunehmend größeren Staubkörnern erklärt werden kann. Es liegt nahe, dies auf einen Entwicklungseffekt durch Zusammenklumpung der Staubkörner zurückzuführen.

Im zweiten Teil der Doktorarbeit wird MIDI, das *Mid-Infrared Interferometric Instrument* für das VLTI vorgestellt. Es ermöglicht räumlich sehr hoch aufgelöste Beobachtungen im mittleren Infrarotbereich. Der Erläuterung von technischen Aspekten des optischen Alignments und deren Einfluss auf die Qualität der Messergebnisse folgt die Auswertung typischer interferometrischer Daten. Beim jungen Doppelsternsystem Z CMa erlauben die Messergebnisse eine Abschätzung der Ausdehnung des im mittleren Infrarotbereich strahlenden Staubes um jede Komponente zu etwa 15 mas. Weiterhin werden spektral dispergierte Daten des jungen Doppelsternsystems VV CrA ausgewertet. Es kann bei beiden Komponenten die mit der Wellenlänge zunehmend Ausdehnung der Intensitätsverteilung bestimmt werden. Die SW-Komponente erscheint dabei im Vergleich zur NO-Komponente im gesamten N-Band um etwa 2 mas größer.

Abstract

Observations in the mid-infrared spectral regime around $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (N-band) allow a selective study of the properties of circumstellar dust around young stellar objects. In this thesis, such observations are presented. The first part deals with the analysis of a sample of N-band spectra obtained from 31 T Tauri stars. The prominent characteristic of N-band spectra of these stars is the silicate feature, which appears in emission as well as in absorption. The shape of this feature depends primarily on the chemical composition and the size of the dust grains. The detailed analysis of the emission spectra reveals a continuous transition from spectra showing strong emission and a triangular shape to those with weak emission and a plateau-like shape. Comparing the spectra with theoretical ones of different chemical compositions and grain sizes indicates that the observed transition can be explained by an increase of the dust particle size. This suggests an effect of dust evolution by coagulation of dust grains.

The second part of the thesis introduces MIDI, the *Mid-Infrared Interferometric Instrument* for the VLTI. The instrument offers the possibility of observations with very high angular resolution in the mid-infrared spectral regime. Technical aspects of the optical alignment and its influence on the quality of the measurements are explained and a description of the reduction process of typical interferometric data is given. The analysis of data from the young stellar binary system Z CMa yields an estimate of the size of mid-infrared radiation emitting dust around each component of about 15 mas. Furthermore, spectrally dispersed data of the two components of VV CrA are reduced. The increasing size of the intensity distribution with wavelength is determined for both components. It turns out that the SW-component of the binary is about 2 mas larger than the NE-component over the whole N-band.

meinem Vater
Gerd Przygodda
gewidmet

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	T Tauri-Sterne	1
1.2	Das Spektrum der T Tauri-Sterne	3
1.3	Beobachtungen von T Tauri-Sternen im mittleren Infrarotbereich	5
1.4	Interferometrie als hochauflösende Beobachtungstechnik	6
2	Infrarot-Spektroskopie von T Tauri-Sternen	9
2.1	Silikate in der Astronomie	10
2.1.1	Vorkommen von Silikaten bei astronomischen Objekten	10
2.1.2	Silikatstaub in T Tauri-Akkretions Scheiben	12
2.1.3	Form der Silikatspektren	13
2.2	Datenaufnahme mit TIMMI2	16
2.2.1	Instrument-Modi	16
2.2.2	Chopping und Nodding	17
2.2.3	Vorverarbeitung der Rohdaten	19
2.3	Auswertung der Rohdaten	19
2.3.1	Extraktion der Spektren aus den Rohdaten	20
2.3.2	Korrektur der atmosphärischen Transmission	22
2.3.3	Photometrische Messung	26
2.4	Übersicht über die gemessenen T Tauri-Spektren	28
2.4.1	Fehleranalyse	34
2.4.2	Auftreten von Silikatemission und -absorption	34
2.5	Analyse der Silikat-Emissionsspektren	36
2.5.1	Quantisierung der Stärke und Form der Emissionsspektren	36
2.5.2	Korrelation von Stärke und Form der Emissionsspektren	39
2.5.3	Identifikation verschiedener Silikate	41
2.5.4	Bestimmung der Staub-Zusammensetzung	42
2.6	Diskussion	46
2.6.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	46
2.6.2	Staub-Sedimentation	48
2.6.3	Effekt des stellaren Strahlungsdrucks	49
2.6.4	Koagulation von Staubteilchen	51

3	Das interferometrische Instrument MIDI	53
3.1	Die VLTI-Infrastruktur	54
3.2	Mechanischer und optischer Aufbau des MIDI-Instruments	55
3.2.1	Warme optische Bank (WOB)	56
3.2.2	Kalte optische Bank (COB)	57
3.2.3	Pupille und Feldbegrenzung	58
3.2.4	Strahlvereinigungsoptik	59
3.2.5	Filter, dispersive Elemente, Kamera und Detektor	59
3.2.6	Generelle Eigenschaften der MIDI-Optik	61
3.2.7	Steuerung des MIDI-Instruments	61
3.3	Allgemeines zur interferometrischen Messmethode	62
3.3.1	Mathematische Beschreibung der Strahlvereinigung	62
3.3.2	Korrelierter Fluss und räumlichen Struktur des Objektes	63
3.3.3	Polychromatischer Fall	65
3.4	Justierung der MIDI-Optik	67
3.4.1	Strahl-Überlagerung und möglicher Visibility-Verlust	67
3.4.2	Durchführung der Justierung	71
4	Interferometrische Beobachtungen von jungen Sternen mit dem MIDI-Instrument	76
4.1	Breitbandige interferometrische Beobachtung von Z CMa	76
4.1.1	Das junge stellare Objekt Z CMa	77
4.1.2	Datenaufnahme mit dem MIDI-Instrument	78
4.1.3	Auswertung der photometrischen Daten	81
4.1.4	Auswertung der interferometrischen Daten	82
4.1.5	Kalibrierung der Visibility	85
4.2	Vergleich modellierter Visibility-Werte mit dem Messwert	88
4.2.1	Berechnung einer Modell-Visibility	89
4.2.2	Abschließende Bemerkungen	92
4.3	Spektral aufgelöste interferometrische Beobachtung von VV CrA	93
4.3.1	Das binäre T Tauri-System VV CrA	93
4.3.2	Auswertung dispergierter MIDI-Daten	95
4.3.3	Extraktion der photometrischen Daten	97
4.3.4	Kalibrierung der extrahierten Spektren	99
4.3.5	Fringe-Tracking im dispergierten Modus	101
4.3.6	Extraktion der interferometrischen Daten	102
4.3.7	Kalibrierung der spektralen Visibility-Funktionen	106
4.4	Interpretation der spektralen Visibility-Funktion von VV CrA	109
4.4.1	Vergleich der gemessenen Visibility mit einem Gauß-Modell	109
4.4.2	Abschließende Bemerkungen	112
5	Zukünftige Erweiterungen des VLTI und des MIDI-Instruments	113
	Literaturverzeichnis	115

Kapitel 1

Einleitung

1.1 T Tauri-Sterne

T Tauri-Sterne – benannt nach ihrem von Joy (1945) klassifizierten Prototypen – zeichnen sich durch irreguläre Helligkeitsvariationen bis zu 3 mag aus und werden in oder in der Nähe von Molekülwolken gefunden. Sie wurden zunächst als Sterne der Spektralklassen F5 bis G5 eingestuft. Weitere Merkmale dieser Sterne sind die in Emission auftretenden $H\alpha$ -, Ca II H- und K-Linien sowie ein Infrarot- und UV-Exzess in der spektralen Energieverteilung (Spectral Energy Distribution, SED). Nach dem heutigen Stand des Wissens werden T Tauri-Sterne als junge stellare Objekte (Young Stellar Objects, YSOs) im Vor-Hauptreihen-Stadium mit Massen bis zu $2 M_{\odot}$ aufgefasst. Auf das junge Alter weisen verschiedene Beobachtungsmerkmale hin. T Tauri-Sterne treten häufig in Gruppen (so genannten T-Assoziationen) oder gemeinsam mit Gruppen von OB-Sternen (OB-Assoziationen) auf. Da OB-Sterne kurzlebig sind, d.h. nicht viel Zeit seit der Entstehung der Sterne vergangen sein kann, postulierte Ambartsumian (1947), dass auch T Tauri-Sterne junge Objekte sind. Ein anderer Hinweis ist der im Vergleich zur Sonne hohe Anteil an Lithium in den Atmosphären von T Tauri-Sternen (Bonsack & Greenstein 1960, Magazzu & Rebolo 1989). Lithium wird bei den hohen Temperaturen im Sterninneren innerhalb weniger Millionen Jahre zerstört. Durch Konvektion nimmt auch die Häufigkeit an der Sternoberfläche ab. Ein hoher Anteil an Lithium deutet somit auf ein geringes Alter des Sterns hin. Nicht zuletzt lässt sich auch die Lage im Hertzsprung-Russell-Diagramm oberhalb der Hauptreihe mit der Natur der T Tauri-Sterne als Vor-Hauptreihen-Objekte erklären.

Die beobachteten Eigenschaften lassen sich in Grundzügen mit einem heute im Allgemeinen anerkannten Modell der Entstehung von massearmen Sternen deuten (basierend auf Arbeiten von Shu 1977, Rydgren et al. 1976, Adams et al. 1987). Demnach beginnt der Prozess der Sternentstehung mit der Bildung von turbulenten Molekülwolken. Diese entstehen, wenn das interstellare Gas z.B. durch den Einfluss einer Dichtewelle der galaktischen Scheibe oder einer nahen Supernovaexplosion komprimiert wird. Die Molekülwolken bestehen zu 70 % aus H_2 , zu 28 % aus He und zu 2 % aus schweren Elementen, welche zum Teil in Form von Staub vorliegen. Die Temperatur der Molekülwolken sinkt durch Energieabstrahlung bei charakteristischen Molekülbanden (CO , H_2O) auf

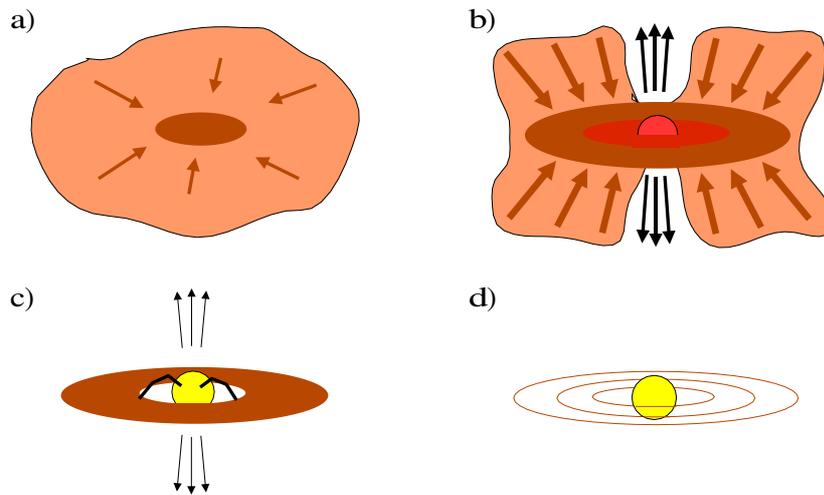


Abbildung 1.1: Phasen bei der Entstehung massearmer Sterne: a) protostellarer Kern (Class 0 YSO), b) eingebettets Objekt (Class I YSO) mit Akkretionsscheibe und starken molekularen Ausflüssen (Jets), c) klassischer T Tauri-Stern (Class II YSO), weiterhin umgeben von einer Akkretionsscheibe, Material fließt entlang der stellaren Magnetfeldlinien zum Stern, schwächere axiale Ausflüsse, c) Weak-Line T Tauri-Stern (Class III YSO), die Akkretionsscheibe ist weitgehend verschwunden.

etwa 10 K ab. Die Abkühlung führt im Inneren der Wolke zu einer Verringerung des thermischen gegenüber dem gravitativen Druck. Als Folge davon kollabieren Teile der Wolke unter ihrer eigenen Schwerkraft und es entstehen dichtere Kerne. Der nahezu isotherme Kollaps setzt sich fort, bis schließlich das Material des Kerns für Infrarotstrahlung optisch dick wird. Die Wärmestrahlung kann das Innere des Kerns nicht verlassen, wodurch Temperatur und Druck wieder ansteigen bis ein hydrostatisches Gleichgewicht erreicht ist. Objekte in dieser Phase sind tief in der umgebenden Molekülwolke (Hülle) eingebettet und nur im fernen Infrarot- und Submillimeter-Spektralbereich beobachtbar. Sie werden als Protosterne oder Class 0 YSOs bezeichnet. Von außen fällt weiterhin Material der Hülle auf den protostellaren Kern. Auf Grund der Erhaltung des anfänglich vorhandenen Drehimpulses kann das Material nicht direkt zum Massezentrum fließen, sondern bewegt sich parallel zur Rotationsachse in Richtung der Äquatorialebene. Als Folge davon bildet sich in der Äquatorialebene eine rotierende Scheibe aus. Durch viskose Reibung wird das Material in der Scheibe abgebremst, verliert Drehimpuls und bewegt sich zum Zentrum. Ein Teil des Drehimpulses wird außerdem durch starke molekulare Ausflüsse (Jets), die stets im Zusammenhang mit Akkretionsvorgängen zu finden sind, abgeführt. In diesem Stadium sind die Objekte im nahen Infrarotbereich beobachtbar, nicht aber im optischen Bereich. Sie werden als Class I YSO bezeichnet. Erst wenn sich die einfallende Hülle durch Akkretion auf Scheibe und Stern sowie durch die Ausflüsse zum größten Teil aufgelöst hat, wird das junge Objekt als klassischer T Tauri-Stern (Class II YSO) im optischen Spektralbereich sichtbar. Die Akkretionsscheibe ist verantwortlich für den beobachteten Infrarotexzess in der spektralen Energieverteilung. Nahe des Sterns strömt das Material entlang der Feldlinien des stellaren Magnetfeldes

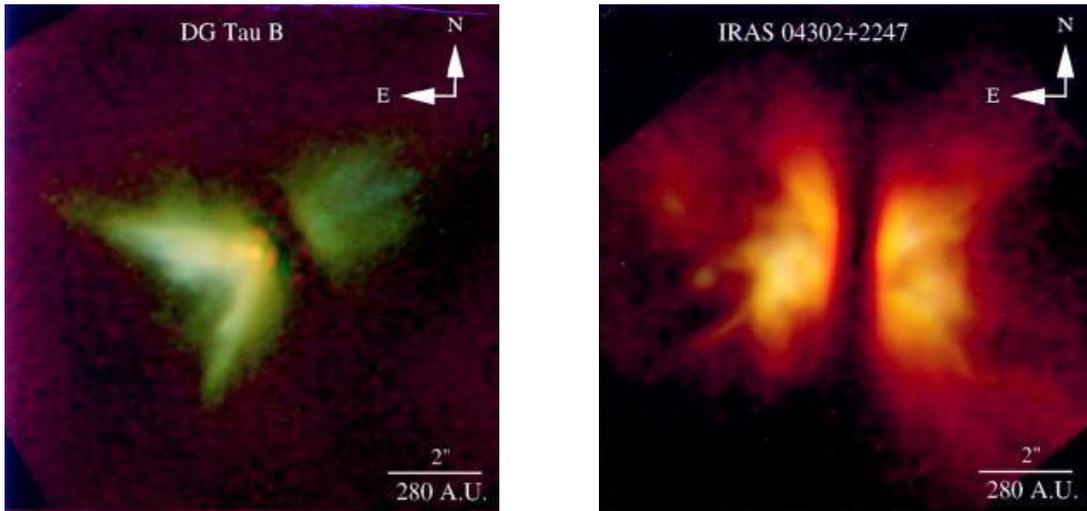


Abbildung 1.2: HST/NICMOS-Aufnahmen von jungen stellaren Objekten mit Scheiben (Class I – II). Das absorbierende Material der Scheibe ist als dunkles Band erkennbar. Farb-Komposit-Darstellung aus Breitband-Aufnahmen bei $1,1 \mu\text{m}$, $1,6 \mu\text{m}$ und $2,05 \mu\text{m}$ aus Padgett et al. (1999).

auf die Sternoberfläche. Die frei werdende Energie verursacht den UV-Exzess und die Emissionslinien (insbesondere die $H\alpha$ -Emission). T Tauri-Sterne in diesem Stadium haben ein Alter von wenigen Millionen Jahren. In der weiteren Entwicklung verschwindet die Akkretionsscheibe zunehmend, was sich in einer Abschwächung des Infrarotexzesses zeigt. Auch die $H\alpha$ -Emission wird schwächer. Objekte in diesem Stadium werden als Weak-Line T Tauri-Sterne (Class III YSOs) bezeichnet. Nach etwa 10^7 Jahren (für $1 M_{\odot}$) erreicht der Stern die Null-Alter-Hauptreihe im Hertzsprung-Russell-Diagramm. In Abbildung 1.1 sind die einzelnen Phasen der Sternentstehung skizziert.

Das wesentliche Merkmal des beschriebenen Modells ist die Akkretionsscheibe. Hochaufgelöste Beobachtungen im Millimeter-Wellenlängenbereich (Dutrey et al. 1994) sowie im nahen Infrarotbereich mit dem Hubble Space Telescope (Burrows et al. 1996) haben die Existenz von Scheiben um T Tauri-Sterne bestätigt (Abb. 1.2).

1.2 Das Spektrum der T Tauri-Sterne

Wie bereits erwähnt, weist das Spektrum der T Tauri-Sterne charakteristische Eigenschaften auf. Das Standardmodell der T Tauri-Sterne (Reviews: Bertout 1989, Hartmann 2000) ist in der Lage, die verschiedenen Charakteristika durch Entstehung der Strahlung in verschiedenen Regionen des T Tauri-Systems zu erklären. Die Abbildung 1.3 zeigt eine schematische Darstellung eines klassischen T Tauri-Systems und die von den verschiedenen Regionen entsandte Strahlung. Von der Sternoberfläche wird, neben der Strahlung der Sternatmosphäre, zusätzlich heiße Kontinuumstrahlung emittiert. Diese entsteht durch Schocks wenn das Material der Scheibe in Form von so genannten Akkretionssäulen auf die Sternoberfläche trifft. Durch Aufheizung des Materials innerhalb der Akkretionssäulen wird dieses ionisiert und sendet die beobachteten $H\alpha$ -

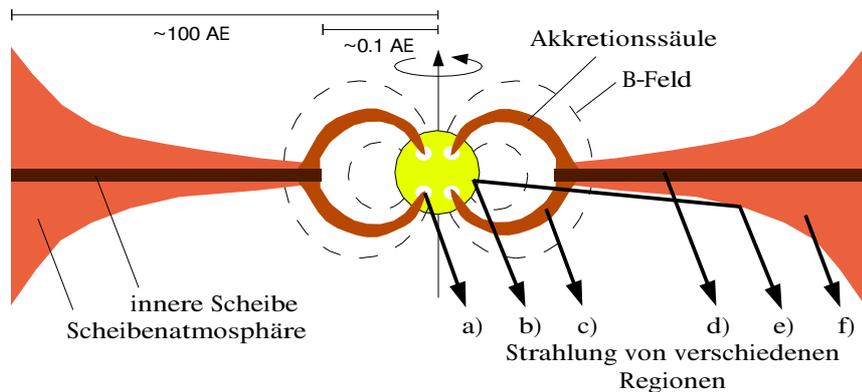


Abbildung 1.3: Modell zur Erklärung des Spektrums eines T Tauri-Sterns mit Akkretionsscheibe. a) heißes Kontinuum vom Akkretionsschock, b) Strahlung der Sternatmosphäre, c) Emissionslinien ($H\alpha$ etc.) von den Akkretionssäulen, d) thermische Strahlung der Scheibe, e) Streulicht von der Scheibenatmosphäre, f) Infrarotemission der Scheibenatmosphäre.

Ca II H- und K-Emissionslinien aus. Im äußeren Bereich des T Tauri-Systems (0,1 AE bis einige hundert AE) befindet sich die Akkretionsscheibe. Diese wird nach außen hin immer kühler und emittiert thermische Strahlung vom nahen Infrarot- bis Millimeterbereich. Die Abbildung 1.4 zeigt die typische spektrale Energieverteilung von T Tauri-Sternen mit dem durch die Scheibe erzeugten Infrarotexzess.

Besonderes Augenmerk ist auf die obere Schicht der Akkretionsscheibe zu richten. Diese Schicht empfängt Strahlung direkt vom zentralen T Tauri-Stern, welche einerseits gestreut wird und zum Beobachter gelangt und andererseits zu einer Aufheizung der Schicht führt. Der heißere Staub wiederum wird zur Erklärung der Silikatemission im mittleren Infrarotbereich, die bei vielen T Tauri-Systemen beobachtet wird, herangezogen. Silikate sind ein wesentlicher Bestandteil des Staubes in der Akkretionsscheibe. Sie haben ein typisches Spektrum im mittleren Infrarotbereich ($\lambda = 5 - 30 \mu\text{m}$), das teilweise auch von der Erdoberfläche aus beobachtbar ist¹. Manche T Tauri-Objekte weisen das Silikatband auch in Absorption auf (z.B. T Tau, siehe Abb. 1.4, rechts). Die genaue Entstehungsweise ist bis heute nicht eindeutig geklärt. Da hier kühlerer Silikatstaub mit geringer Dichte vor einem heißeren Hintergrund vorliegen muss, werden zur Zeit verschiedene Mechanismen diskutiert. Einerseits könnte der Inklinationwinkel, unter dem die Scheibe beobachtet wird, eine Rolle spielen. Andererseits ist auch vorstellbar, dass manche Scheiben wegen der viskosen Reibung in der Mittelebene heißer sind (aktive Scheiben).

¹Die Erdatmosphäre hat im Bereich von 7,5 bis 13,5 μm ein transparentes Fenster, das N-Band. Weiterhin sind auch bei 5 μ und 20 μ erdgebundene Beobachtungen möglich (M- und Q-Band). Siehe dazu auch Abbildung 2.1.

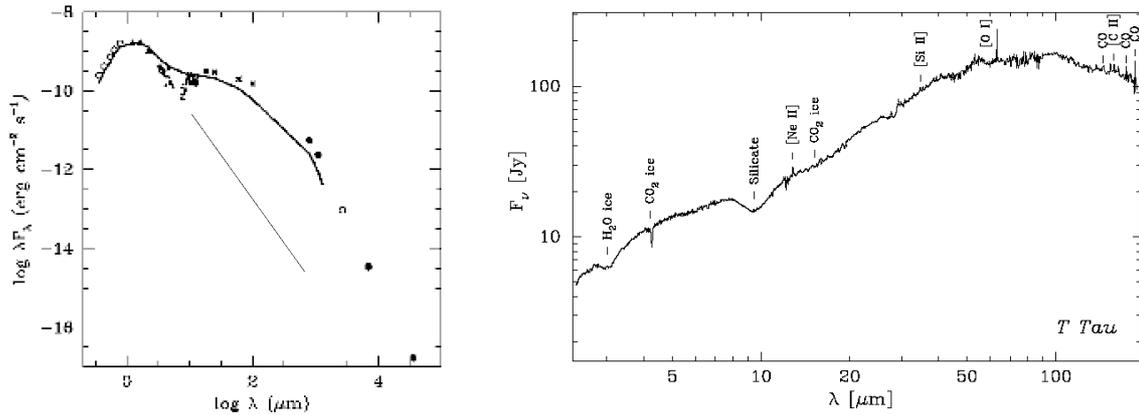


Abbildung 1.4: *Links:* SED des T Tauri-Sterns TW Hya (Punkte) und die gemittelte SED (dicke Linie) der klassischen T Tauri-Sterne der Taurus Sternentstehungsregion (aus Calvet et al. 2002). Die Energieverteilung wird für Wellenlängen kleiner als etwa $5 \mu\text{m}$ ($\log \lambda = 0,7$) vom Stern bestimmt, während bei größeren Wellenlängen der von der Scheibe verursachte Exzess erkennbar ist. Die dünne Linie zeigt den Anteil der stellaren Energie. *Rechts:* Spektrum von T Tau im Bereich $2 - 190 \mu\text{m}$ (aus van den Ancker et al. 1999). Das Silikatband bei $10 \mu\text{m}$ erscheint in Absorption. Weitere Molekülbanden und verbotene Linien können identifiziert werden.

1.3 Beobachtungen von T Tauri-Sternen im mittleren Infrarotbereich

Die Beobachtung des Silikatbandes im mittleren Infrarotbereich stellt ein einzigartiges Mittel zum Studium der Scheiben um T Tauri-Sterne dar. Sie bietet die Möglichkeit, die chemische Zusammensetzung, Mineralogie, Temperatur und die geometrische Verteilung des Staubes zu untersuchen. In dieser Arbeit werden Beobachtungsdaten zweier Instrumente, die speziell für Beobachtungen im mittleren Infrarotbereich konzipiert wurden, ausgewertet.

Das erste ist TIMMI2, das *Thermal Infrared Multimode Instrument 2*, eine Kamera, die am 3,6-Meter-Teleskop der ESO²-Sternwarte auf dem Berg La Silla (Chile) installiert ist. Mit diesem Instrument wurden im Jahr 2002 bei drei Beobachtungskampagnen insgesamt 31 T Tauri-Sterne spektroskopisch untersucht. Die Auswertung dieser Daten und deren Interpretation im Hinblick auf die Zusammensetzung und Struktur der T Tauri-Scheiben bilden den ersten Teil dieser Arbeit.

Das zweite Instrument ist MIDI, das *Mid-Infrared Interferometric Instrument*. Es ist ein völlig neuartiges Instrument, das räumlich hochaufgelöste Beobachtungen im mittleren Infrarotbereich ermöglicht. Es wurde unter Führung des Max-Planck-Instituts für Astronomie in Heidelberg entwickelt und ist seit Ende 2002 am VLTI³, der ESO-Sternwarte auf dem Paranal (Chile), im Einsatz. Einzelheiten der technischen Realisierung dieses Instruments, sowie die Analyse der ersten damit gewonnenen Beobachtungsdaten, bilden den zweiten Teil dieser Arbeit. Zum besseren Verständnis des

²European Southern Observatory

³Very Large Telescope Interferometer

MIDI-Instruments soll im Folgenden eine Einführung in die Interferometrie gegeben werden, jener Methode, die sich das MIDI-Instrument zur Steigerung der räumlichen Auflösung zu Nutze macht.

1.4 Interferometrie als hochauflösende Beobachtungstechnik

Zum Studium von jungen stellaren Objekten ist die räumliche Auflösung bei der Beobachtung von besonderer Bedeutung. Sollen beispielsweise Strukturen der Größe von 5 AE (etwa Abstand Sonne – Jupiter) bei einer Distanz von 150 pc (Distanz zur Sternentstehungsregion Taurus-Auriga) untersucht werden, so ist ein Winkelauflösungsvermögen von $0,033''$ erforderlich. Das theoretische Auflösungsvermögen δ_T eines Teleskops ist durch

$$\delta_T = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (1.1)$$

gegeben, wobei λ die Beobachtungswellenlänge und D der Aperturdurchmesser des Teleskops ist. Im sichtbaren Bereich würde die im Beispiel geforderte Auflösung von einem Teleskop mit einem Durchmesser von 4,5 m erreicht werden⁴. Um die gleiche Auflösung in dem für die Beobachtung von jungen stellaren Objekten so wichtigen infraroten Spektralbereich um $\lambda = 10 \mu\text{m}$ zu erreichen, bräuchte man ein Teleskop mit einem Durchmesser von 75 m. Die größten heutigen Teleskope haben einen Aperturdurchmesser von 8 m bis 10 m, trotzdem sind hoch aufgelöste Beobachtungen in diesem Spektralbereich möglich geworden. Die dabei angewandte Methode heißt Interferometrie und basiert auf der kohärenten Vereinigung des Lichts zweier oder mehrerer getrennter Subaperturen. Das Auflösungsvermögen eines Interferometers hängt – wie noch gezeigt werden soll – vom Abstand der Subaperturen ab. Die Grundidee stammt von Fizeau (1868), der interferometrische Methoden zur Bestimmung von Sterndurchmessern vorschlug. Erst 1921 gelang es Michelson & Pease mit Hilfe eines vor einem Einzelteleskop montierten Spiegelsystems erfolgreich den Durchmesser einiger naher Riesensterne interferometrisch zu bestimmen. Der Abstand der Subaperturen – auch Basislinie genannt – betrug in Michelsons Aufbau 6 m. Heute ist es möglich, einzelne Teleskope im Abstand von bis zu mehreren hundert Metern optisch miteinander zu koppeln und so das Auflösungsvermögen enorm zu steigern. Interferometer dieser Art sind zum Beispiel GI2T⁵, VLTI⁶, und IOTA⁷.

Die Methode der Interferometrie soll an Hand der Prinzipdarstellung in Abbildung 1.5 erläutert werden. Zur Vereinfachung sei zunächst der Fall einer monochromatischen Punktquelle in unendlicher Entfernung als Lichtquelle angenommen. Außerdem sollen störende Effekte der Erdatmosphäre vernachlässigt werden, so dass das ankommende

⁴Hier ist nicht der störende Einfluss der Erdatmosphäre berücksichtigt worden, welcher das Auflösungsvermögen ohne Zuhilfenahme besonderer Techniken auf ca. $1''$ begrenzt. Verantwortlich dafür sind zeitlich variable Turbulenzzellen mit unterschiedlichem Brechungsindex, welche für eine Verformung der Wellenfronten des ankommenden Lichts sorgen und das Bild verschlechtern. Erst in jüngster Zeit konnte der störende Einfluss mit Hilfe von Techniken wie der Speckle-Interferometrie und der Adaptiven Optik überwunden werden.

⁵ Grand Interféromètre à deux (2) Télescopes, (Labeyrie et al. 1986)

⁶ Very Large Telescope Interferometer, (Beckers et al. 1990)

⁷ Infrared Optical Teleskop Array, (Carleton et al. 1994)

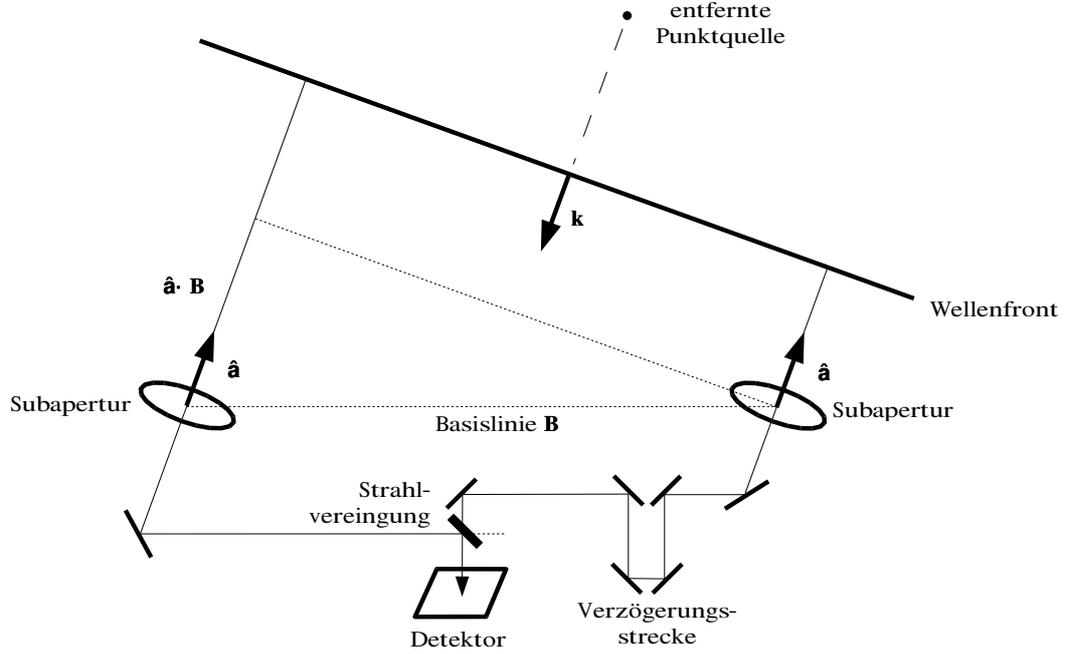


Abbildung 1.5: Prinzipdarstellung eines Interferometers (Erläuterungen im Text).

Licht als plane Wellenfront angesehen werden kann. Das elektrische Feld \mathbf{E} der Wellenfront an der Stelle \mathbf{x} zur Zeit t sei

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}, \quad (1.2)$$

wobei $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{n}} = \frac{2\pi}{\lambda}\hat{\mathbf{n}}$ der Wellenvektor in Richtung der Ausbreitung (mit dem Normalenvektor $\hat{\mathbf{n}}$) ist. E_0 ist die Amplitude der Welle und $\omega = 2\pi\nu$ bezeichnet die Kreisfrequenz. Das Feld an den Stellen \mathbf{x}_A und \mathbf{x}_B zweier getrennter Subaperturen, welche den Abstand $\mathbf{B} = \mathbf{x}_A - \mathbf{x}_B$ haben, ist

$$\mathbf{E}_A \propto e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_A} e^{-i\omega t} = e^{ik\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{x}_A} e^{-i\omega t}, \quad (1.3)$$

$$\mathbf{E}_B \propto e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_B} e^{-i\omega t} = e^{ik\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{x}_A} e^{-ik\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{B}} e^{-i\omega t} \quad (1.4)$$

mit $\hat{\mathbf{a}}$ dem Normalenvektor der Ausrichtung der beiden Teleskope. Ohne Verlust der Allgemeingültigkeit kann der Term $e^{ik\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{x}_A}$ weggelassen werden. Zusätzlich werden zwei Abstände d_1 und d_2 eingeführt, welche die Distanzen im optischen System von der Subapertur bis zum Punkt der Strahlvereinigung bezeichnen. An diesem Punkt werden die beiden Wellenfronten überlagert⁸, die komplexe Amplitude ist gegeben durch

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{sum} = \mathbf{E}_A + \mathbf{E}_B &\propto e^{ikd_1} e^{-i\omega t} + e^{ikd_2} e^{-ik\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{B}} e^{-i\omega t} \\ &\propto e^{-i\omega t} (e^{ikd_1} + e^{ikd_2} e^{-ik\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{B}}). \end{aligned} \quad (1.5)$$

⁸In realen Interferometern kommen verschiedene Methoden zur Überlagerung der Wellenfronten zum Einsatz, die sich auch in der mathematischen Beschreibung unterscheiden. Hier sei eine einfache Addition der Wellenzüge angenommen.

Die am Kombinationspunkt von einem Detektor registrierte Intensität I des interferometrischen Signals A_{sum} berechnet sich zu

$$I \propto |\mathbf{E}_{sum}|^2 = 2(1 + \cos k(d_1 - d_2 + \hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{B})). \quad (1.6)$$

An der Gleichung ist zu erkennen, dass die Intensität kosinusförmig in Abhängigkeit von der Weglängendifferenz $d_1 - d_2$ und vom Produkt $\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{B}$ moduliert ist. Die Weglängendifferenz wird auch *Optical Path Difference* (OPD) genannt und kann in einem realen Interferometer mit Hilfe einer Verzögerungsstrecke verändert werden.

Zur Ableitung des Auflösungsvermögens eines Interferometers werden nun zwei inkohärent strahlende Punktquellen im Winkelabstand $\Delta \mathbf{s} = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2$ betrachtet. Die Signale beider Quellen durchlaufen unbeeinflusst voneinander das Interferometer und erreichen den Detektor. Das detektierte Signal ist die inkohärente Summe der Signale der Einzelquellen. Wird das Auflösungsvermögen – ähnlich wie beim Einzelteleskop – dadurch definiert, dass das Intensitätsmaximum des Signals der ersten Punktquelle in das erste Intensitätsminimum des Signals der zweiten Punktquelle fällt, so muss der Phasenunterschied zwischen den kosinusförmig vom OPD abhängenden Summensignalen genau π betragen, also

$$k(\Delta \mathbf{s} \cdot \mathbf{B}) = \pi. \quad (1.7)$$

Der Abstand der Punktquellen und somit das Auflösungsvermögen δ des Interferometers in Richtung des an den Himmel projizierten Basislinienvektors B ausgedrückt in Wellenlängen λ ist demnach

$$\delta = \frac{\lambda}{2B}. \quad (1.8)$$

Das Auflösungsvermögen ist also nicht mehr vom Durchmesser der Aperturen abhängig, sondern von dessen Abstand. Lediglich das Lichtsammelvermögen hängt – wie beim Einzelteleskop – vom Durchmesser der Aperturen ab.

Kapitel 2

Infrarot-Spektroskopie von T Tauri-Sternen

Der Spektralbereich des mittleren Infrarot¹ mit Wellenlängen zwischen $5\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$ ist zur Untersuchung von T Tauri-Sternen besonders interessant. Wie in der Einleitung beschrieben, sind T Tauri-Sterne als junge stellare Objekte aufzufassen, die sich aus einer Molekülwolke entwickeln und – außer im späten Entwicklungsstadium (Class III) – von einer Akkretionsscheibe aus Gas und Staub umgeben sind. Die thermische Emission der Scheibe wird für den beobachteten Infrarotexzess in der spektralen Energieverteilung der klassischen T Tauri-Sterne verantwortlich gemacht. Der Energiefluss des zentralen Sterns ist im mittleren Infrarotbereich vergleichsweise gering, so dass die beobachtete Strahlung hauptsächlich von der Scheibe stammen muss. Beobachtungen im mittleren Infrarotbereich erlauben daher eine gezielte Untersuchung der Akkretionsscheiben um T Tauri-Sterne. Da jedoch die Erdatmosphäre im Infrarotbereich nur in einigen bestimmten Wellenlängenbereichen transparent ist, sind erdgebundene Beobachtungen nur unter gewissen Einschränkungen möglich. Abbildung 2.1 zeigt den Transmissionskoeffizienten der Erdatmosphäre. Im Bereich von $7,5\ \mu\text{m}$ bis $13,5\ \mu\text{m}$ (N-Band) ist die Erdatmosphäre weitestgehend transparent. Dieser Bereich eignet sich daher für erdgebundene Beobachtungen. Weiterhin können auch bei $5\ \mu\text{m}$ (M-Band) und um $20\ \mu\text{m}$ (Q-Band) Beobachtungen durchgeführt werden.

Gegenstand dieses Kapitels sind spektroskopische Untersuchungen an T Tauri-Objekten, die im N-Band durchgeführt worden sind. Dieser Bereich ist deshalb von besonderem Interesse, da hier eine typische Molekülbande der Silikate beobachtbar ist. Das Band wird durch Übergänge zwischen den Vibrationsniveaus der Silizium-Sauerstoff-Bindung (Si-O) in Silikaten wie Olivin ($[\text{Mg,Fe}]_2\text{SiO}_4$), Forsterit (Mg_2SiO_4) und Enstatit (MgSiO_3) erzeugt. Wie Laborexperimente und theoretische Berechnungen gezeigt haben, ist die Form des Silikatbandes stark von der chemischen Zusammensetzung, der Größe und der Form der Staubkörner abhängig (Dorschner et al. 1995, Henning et al. 1995, Bouwman et al. 2001). Aus der Untersuchung der Molekülbanden können somit Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Silikate gezogen werden. Da Si-

¹Dieser Spektralbereich wird auch als thermisches Infrarot bezeichnet.

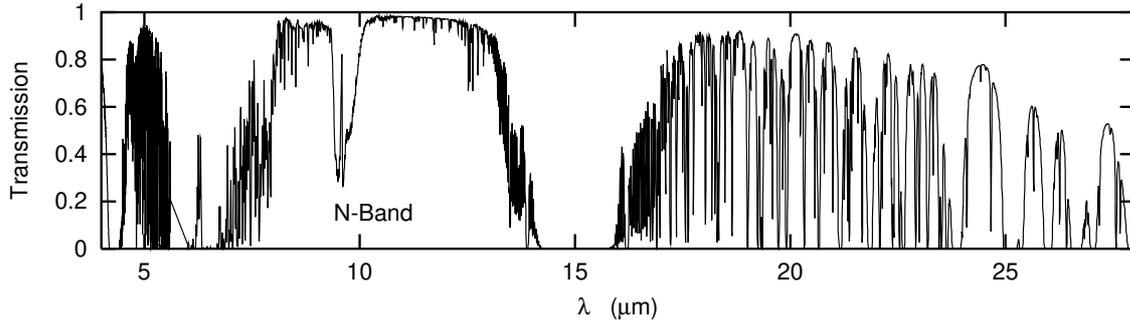


Abbildung 2.1: Transmissionskoeffizient der Erdatmosphäre in Abhängigkeit von der Wellenlänge (Gemini-Observatorium Manua Kea, Lord 1992). Im Bereich von etwa $7,5 \mu\text{m}$ bis $13,5 \mu\text{m}$ hat die Atmosphäre ein weitestgehend transparentes Fenster, das N-Band.

likate ein wesentlicher Bestandteil der Staubkomponente in Akkretionsscheiben sind, kann deren Untersuchung wiederum Hinweise auf die Zusammensetzung, den Aufbau und die Entwicklung von Akkretionsscheiben geben. Grundlage der hier beschriebenen Untersuchungen sind Daten, die im Jahr 2002 bei drei Beobachtungs-Kampagnen (im Februar, Juni und Dezember) von insgesamt 31 T Tauri-Sternen gewonnen wurden. Die Ergebnisse der Auswertung wurden im Artikel „Evidence for grain growth in T Tauri disks“ (Przygodda et al. 2003) veröffentlicht. Bevor jedoch auf Einzelheiten der Beobachtungen und die Auswertung der gewonnenen Daten eingegangen wird, soll ein Überblick über die zum Verständnis der Silikatspektren notwendigen Zusammenhänge gegeben werden.

2.1 Silikate in der Astronomie

Die Akkretionsscheiben der T Tauri-Sterne haben Massen von ca. $0,001 M_{\odot}$ bis $0,1 M_{\odot}$ und bestehen zu 99 % aus Gas und zu 1 % aus Staub. Silikate bilden den Hauptbestandteil der Staubkomponente von Akkretionsscheiben. Hinzu kommen Anteile von Kohlenstoffverbindungen und Wassereis. Silikate werden nicht nur bei jungen Sternen, sondern bei einer Vielzahl unterschiedlichster astronomischer Objekte und im interstellaren Medium beobachtet. Dieser Staub steht in engem Zusammenhang mit dem der T Tauri-Sterne.

2.1.1 Vorkommen von Silikaten bei astronomischen Objekten

Die Identifikation von Silikatbanden im Infrarotspektrum erfolgte erstmals bei kühlen Riesensternen durch Woolf & Ney (1969). Die Vibrationsresonanz der Si-O-Bindung von Silikaten konnte die beobachtete Emission um $\lambda = 10 \mu\text{m}$ erklären. Weitere Beobachtungen zeigten ein zusätzliches Band um $\lambda = 20 \mu\text{m}$, dessen Ursprung in der Biegeschwingung der O-Si-O-Verbindung gesehen wurde. Silikatemission wurde auch in den Infrarotspektren der Schweife und der Komae von Kometen beobachtet (Maas et al. 1970). Wenig später konnten im interstellaren Medium Silikate nachgewiesen

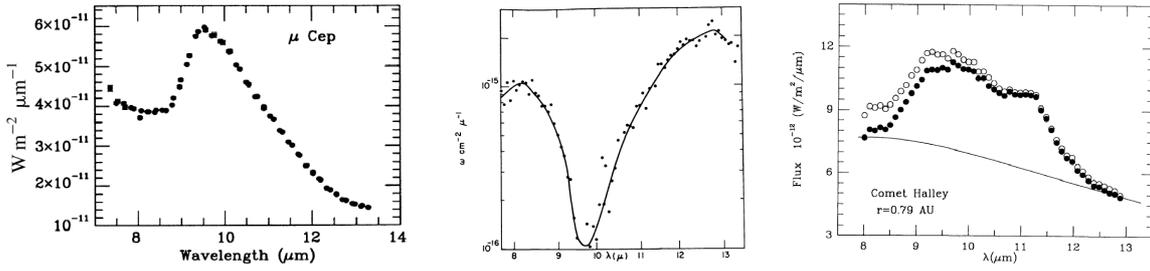


Abbildung 2.2: Silikatspektren verschiedener astronomischer Objekte. *Links:* μ Cep, ein entwickelter M-Riesenstern. *Mitte:* Silikatband in Absorption bei der Beobachtung des galaktischen Zentrums (Ursache: interstellare Extinktion). *Rechts:* Silikatemission des Kometen Halley (Woolf 1973, Cohen 1980, Hanner et al. 1994).

werden. Durch die interstellare Extinktion erscheint das Silikatband bei der Beobachtung des galaktischen Zentrums in Absorption, mit einem ausgeprägtem Minimum bei $\lambda \approx 9,8 \mu\text{m}$ (Woolf 1973). Beispiele von Silikatspektren dieser, ihrer Natur nach sehr verschiedenen Objekte, sind in Abb. 2.2 wiedergegeben. Rydgren et al. (1976) ordnete erstmals die bei T Tauri-Sternen beobachteten Merkmale bei $\lambda = 10 \mu\text{m}$ und $\lambda = 20 \mu\text{m}$ den Silikaten zu. Weitere Messungen von N-Band-Spektren von T Tauri-Sternen wurden von Cohen (1980) und Cohen & Witteborn (1985) durchgeführt und bestätigten das Vorhandensein des Silikatbandes sowohl in Emission als auch in Absorption (Beispiele von T Tauri-Spektren siehe Abb. 2.10–2.13). Der Absorptionskoeffizient κ von Silikaten ist mit etwa $2500 \text{ cm}^2/\text{g}$ sehr hoch. Das bedeutet, dass – bei einer Dichte von $\rho = 2 \text{ g/cm}^3$ – schon Teilchen ab einem Durchmesser von $1/\kappa\rho = 2 \mu\text{m}$ optisch dick sind. Die beobachteten Silikate müssen also die Abmessungen von Staubteilchen haben. Das Vorkommen von Silikatstaub in den unterschiedlichsten astronomischen Objekten lässt sich in ein allgemeines Schema fügen. Danach durchläuft der Staub einen Zyklus mit folgenden Stationen:

- Staubentstehung beim Masseverlust von Sternen in späten Entwicklungsstadien,
- Anreicherung des interstellaren Mediums mit Staub,
- Kontraktion von Staub- und Molekülwolken, Sternentstehung,
- Staub in den Akkretionsscheiben junger Sterne, Bildung von Planetensystemen.

Die Silikatspektren von Objekten der verschiedenen Stationen zeigen allerdings auch Unterschiede auf. Die Form des Spektrums von μ Cep und des vom interstellaren Medium ist – abgesehen davon, dass es einmal in Emission und einmal in Absorption auftritt – sehr ähnlich. Es handelt sich um neu entstandenen bzw. nicht entwickelten Staub. Das Spektrum des Kometen Halley, der als ein Überrest aus der Entstehungsphase des Planetensystems angesehen werden kann, weist dagegen eine andere Form mit einem zusätzlichen Merkmal bei $\lambda = 11,3 \mu\text{m}$ auf. Offensichtlich muss der Staub in den dazwischen liegenden Stadien eine Veränderung erfahren haben. Wie im weiteren Verlauf dieser Arbeit gezeigt wird, sind gerade die Akkretionsscheiben der jungen Sterne

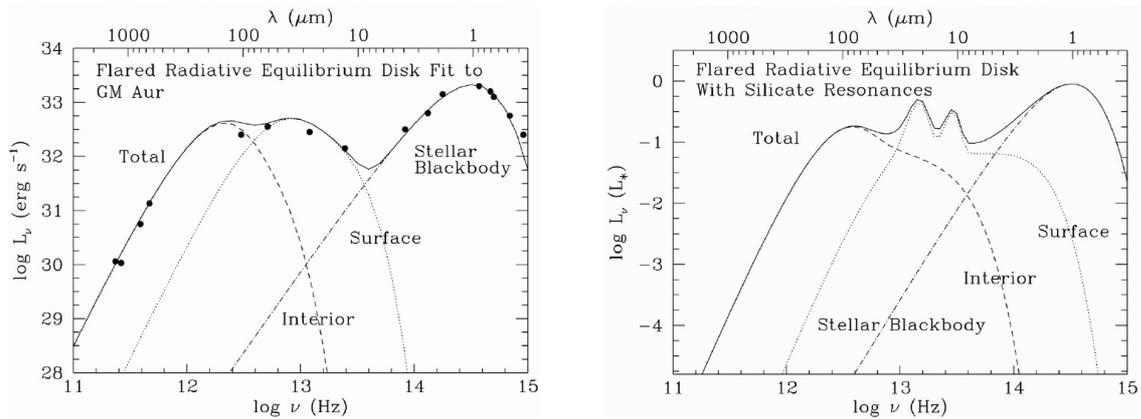


Abbildung 2.3: *Links*: Beobachtete SED von GM Aur (Punkte) im Vergleich mit dem vom Chiang-Goldreich-Modell vorhergesagtem Verlauf (durchgezogene Linie). Das Modell erklärt den Verlauf durch Anteile vom Stern (Stellar Blackbody), von der oberen heißen Schicht (Surface) und vom Innenbereich der Scheibe (Interior). *Rechts*: Das Modell kann auch die beobachtete Silikatemission erklären (aus Chiang & Goldreich 1997).

(wie die der T Tauri-Sterne) jene Orte, an denen der Staub eine deutliche Entwicklung durchläuft, die unter anderem die Größe der Staubkörner betrifft.

2.1.2 Silikatstaub in T Tauri-Akkretionscheiben

Es ist allgemein anerkannt, dass die Ursache des Infrarotexzesses bei T Tauri-Sternen in der Akkretionsscheibe zu finden ist. Zur Erklärung von bestimmten spektralen Eigenschaften – wie z.B. der expliziten Form der spektralen Energieverteilung (SED) oder dem Auftreten von Silikatemission oder -absorption – wurden jedoch verschiedene, im Detail unterschiedliche, Modelle vorgeschlagen. Das einfachste Modell beschreibt die Akkretionsscheibe als schwarzen Körper, der passiv durch die Strahlung des zentralen Sterns aufgeheizt wird und die Energie im Infrarotbereich abstrahlt. Dieses Modell ist jedoch nicht in der Lage, den beobachteten Verlauf der SED exakt zu reproduzieren (Rydgren & Zak 1987). Eine Erweiterung stellt das so genannte „Flared Disk Model“ dar (Kenyon & Hartmann 1987). Bei diesem Modell wird, als Folge des vertikalen hydrostatischen Gleichgewichtes, die Scheibe mit größer werdendem Abstand geometrisch immer dicker (s. Abb. 1.3 der Einleitung). Äußere Bereiche empfangen relativ mehr Strahlung, wodurch die beobachtete SED der T Tauri-Sterne besser erklärt werden kann. Andere Ansätze gehen davon aus, dass die Scheibe durch die Akkretion selbst strahlt („Active Disk“, Adams et al. 1988) oder eine Überlagerung beider Effekte stattfindet. Ein heute weithin anerkanntes Modell, das nicht nur den Verlauf der SED über einen großen Spektralbereich, sondern auch die Silikatemission erklären kann, stammt von Chiang & Goldreich (1997). Bei diesem Modell wird eine warme, optisch dünne Schicht auf der Oberfläche einer „Flared Disk“ angenommen. Diese „Scheibenatmosphäre“ wird von der Strahlung des Sterns aufgeheizt und ist verantwortlich für den Verlauf der SED im mittleren Infrarotbereich. Unterhalb der Oberfläche ist die Scheibe

kühler, optisch dick und bestimmt die SED im fernen Infrarot- und Submillimeter-Bereich. In Abbildung 2.3 (links) ist die gute Übereinstimmung des Modells mit den Beobachtungsdaten von GM Aur zu sehen. Das Modell ist auch in der Lage die Silikatemission zu erklären. Sie stammt demnach vom Staub der optisch dünnen und heißen Scheibenatmosphäre (Abb. 2.3, rechts). Den Ursprung der bei vielen T Tauri-Objekten beobachteten Silikatabsorption vermuten Chiang & Goldreich in einem Effekt des Sichtwinkels (Inklinationswinkel) unter dem die Scheibe beobachtet wird (siehe dazu Chiang & Goldreich 1999).

Wegen der guten Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten hat sich das Chiang-Goldreich-Modell als Grundlage für weitere Verfeinerungen etabliert. Es wurde beispielsweise die viskose Reibung als weitere Energiequelle im Inneren der Scheibe berücksichtigt (D'Alessio et al. 1998) oder die Geometrie der Scheibe nahe des Sterns derart modifiziert, dass bestimmte Merkmale der spektralen Energieverteilung von Herbig Ae/Be-Sternen (junge Sterne mittlerer Masse) noch genauer reproduziert werden konnten (Dullemond et al. 2001). Auch in dieser Arbeit wird das Chiang-Goldreich-Modell zur Erklärung der Silikatemission in den Spektren der T Tauri-Sterne zu Grunde gelegt. Die Untersuchung der Silikatspektren von T Tauri-Sternen erlaubt demnach die gezielte Analyse der Scheibenatmosphäre. Dieser Ansatz ist bei Objekten, bei denen das Silikatspektrum in Absorption beobachtet wird, nicht erlaubt. Hier wird optisch dünner, kühlerer Silikatstaub vor einem heißeren Hintergrund gesehen. Die Ursache für das Auftreten von Silikatabsorption könnte darin liegen, dass die Scheibe nahezu in der Äquatorialebene beobachtet wird. Es läge dann der kühlere Staub der äußeren Bereiche der Akkretionsscheibe vor den heißeren inneren Bereichen. In der im weiteren Verlauf dieses Kapitels beschriebenen Analyse der Silikatspektren werden nur Spektren in Emission untereinander verglichen.

2.1.3 Form der Silikatspektren

Schon bald nach ihrer Entdeckung erfolgten die ersten Analysen der Silikatspektren mit höherer spektraler Auflösung und der Vergleich mit den Spektren von bekannten Silikaten. Es zeigte sich, dass z.B. Quarz (SiO_2), das auf der Erdoberfläche am häufigsten vorkommende Silikat, nicht für die beobachteten Spektren verantwortlich sein kann, denn das Quarz-Spektrum zeigt ein Maximum bei $\lambda = 9 \mu\text{m}$, während die „astronomischen“ Silikatspektren typischerweise ihr Maximum bei $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$ haben. Es eröffnete sich das neue Arbeitsgebiet der Astromineralogie, welches sich mit der Analyse der chemischen und physikalischen Beschaffenheit der astronomischen Silikate beschäftigt. Zur Identifikation der beobachteten Spektren werden zwei Ansätze verfolgt. Einerseits erfolgt die theoretische Berechnung des wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten aus den optischen Konstanten verschiedener Materialien, andererseits werden auch Laborexperimente mit Staubkörnern unter möglichst realistischen Bedingungen durchgeführt.

Grundlage zur theoretischen Berechnung von Silikatspektren bildet die Theorie zur Absorption und Streuung von elektromagnetischen Wellen an Partikeln. Das Ziel, aus den Materialeigenschaften den Absorptionskoeffizienten für Strahlung verschiedener Wel-

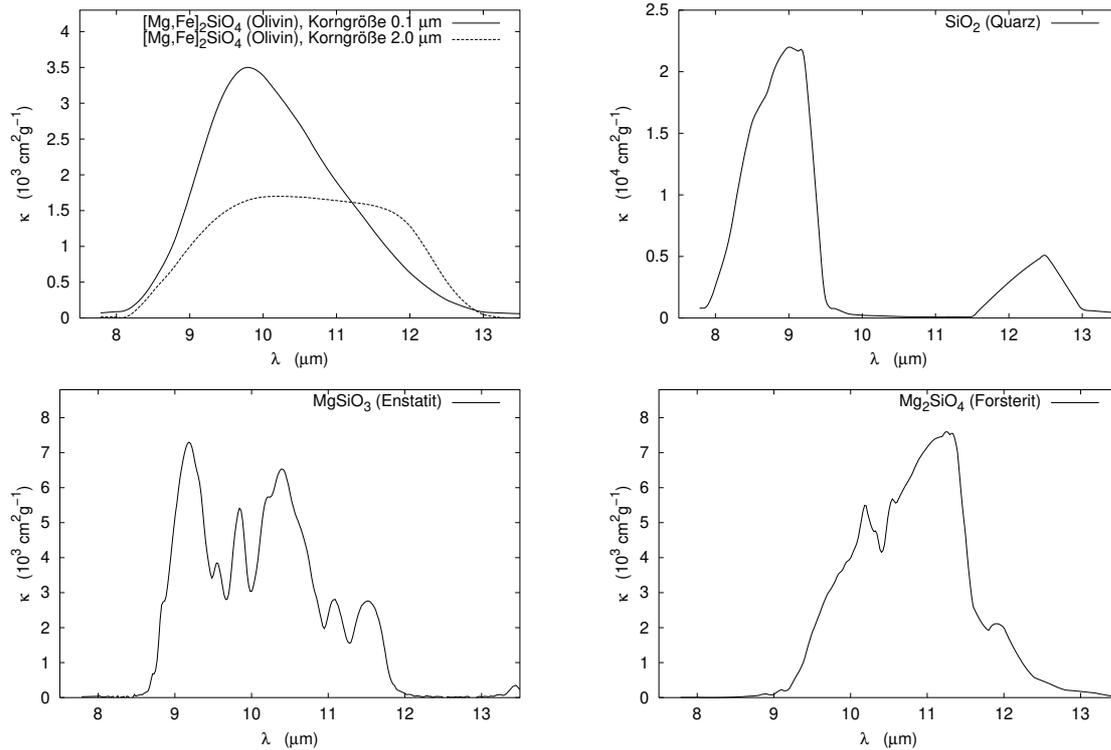


Abbildung 2.4: Absorptionskoeffizient κ des amorphen Silikats Olivin mit den Korngrößen $0,1 \mu\text{m}$ und $2,0 \mu\text{m}$ sowie von Quarz und den kristallinen Silikaten Enstatit und Forsterit (Bouwman et al. 2001).

lenlängen zu berechnen, erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst muss der komplexe Brechungsindex $N = n + ik$ (oder die komplexe dielektrische Funktion $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$) aus der mikroskopischen Struktur des Stoffes abgeleitet oder an einer Materialprobe gemessen werden². Dann erfolgt die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Extinktion, Absorption und Streuung. Für diesen Schritt wird auf die Mie'sche Streutheorie an sphärischen Partikeln zurückgegriffen. Da die Staubteilchen nicht notwendigerweise sphärisch sind, ist diese jedoch nur eingeschränkt einsetzbar oder als Näherung aufzufassen. Als Modell für ein Gemisch von Partikeln verschiedener Form wird häufig das CDE-Modell (Continuous Distribution of Ellipsoids) benutzt, das eine kontinuierliche Verteilung von Ellipsoiden zu Grunde legt. Mit Hilfe von numerischen Rechenverfahren lässt sich auf Grundlage der Streutheorie der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient ermitteln, welcher dann zur Berechnung von Emissions- oder Absorptionsspektren dient. Eine detaillierte Beschreibung der Methoden ist in dem Buch „Absorption and Scattering of Light by Small Particles“ von Bohren & Huffman (1983) zu finden.

Der aufwendigere Weg zur Erlangung von Silikatspektren ist das Laborexperiment an realen Staubteilchen. Es gliedert sich in drei Schritte: Erzeugung der Staubprobe, chemische und strukturelle Charakterisierung der Probe, sowie Messung der optischen Eigenschaften in dem gewünschten Wellenlängenbereich. Für jeden Schritt gibt es zahl-

²Üblicherweise geschieht dies durch Reflexions- und Transmissionsmessungen an dünnen, polierten Schichten.

reiche Methoden. Die Erzeugung der Staubteilchen kann z.B. durch Abtragung von einer größeren Probe mit einem Laser und anschließender Kondensation erfolgen. Weitere Möglichkeiten sind Bogenentladungen unter verschiedenen atmosphärischen Bedingungen und so genannte Sol-Gel-Reaktionen (Henning & Mutschke 2000). Die Erzeugung im Labor unterscheidet sich zwangsläufig von der in der Natur. Deshalb hat sich auch der Begriff „Dust-Analogues“ (dt. etwa: Staub-Nachbildung) etabliert. Die Charakterisierung der Probe erfolgt u.a. durch chemische Analyse, elektronenmikroskopische Aufnahmen oder Röntgen-Absorptionsspektroskopie. Schließlich kann die Messung der optischen Eigenschaften mittels Infrarot-Spektroskopie erfolgen. Ein Überblick mit vielen weiterführenden Referenzen zum Thema findet sich in „Astromineralogy“ (Henning 2003).

Bei beiden, theoretischen wie experimentellen, Untersuchungen stellte sich heraus, dass das explizite Spektrum nicht nur von der chemischen Zusammensetzung des Silikats, sondern in erheblichem Maße auch von der Größe und Form der Staubkörner und ihrer Struktur (kristallin oder amorph) abhängt (Jäger et al. 1994, 1998, Dorschner et al. 1995). Bouwman et al. (2001) führten theoretische Berechnungen zur Untersuchung des Einflusses der Staubkornform und -größe auf die spektralen Eigenschaften von Silikaten durch. Die Untersuchung erfolgte für das amorphe Silikat Olivin ($[\text{Mg,Fe}]_2\text{SiO}_4$) sowie für die kristallinen Silikate Forsterit (Mg_2SiO_4), Enstatit (MgSiO_3) und Quarz (SiO_2). Es stellten sich folgende Zusammenhänge heraus:

- Das Spektrum von amorphem Olivin zeigt eine schwache Abhängigkeit von der Form, jedoch eine starke Abhängigkeit von der Größe der Staubteilchen.
- Bei den kristallinen Silikaten ist das Spektrum stark abhängig von der Form der Staubteilchen. Das CDE-Modell beschreibt am besten die beobachtete Form von Silikatspektren.

In Fall von amorphem Olivin können die Spektren für sphärische Teilchen mit Durchmessern von $0,1 \mu\text{m}$ bis $5 \mu\text{m}$ durch Spektren zweier typischer Korngrößen charakterisiert werden:

- 1) Korngröße $0,1 \mu\text{m}$: für alle Staubteilchen mit Durchmesser kleiner als $1 \mu\text{m}$,
- 2) Korngröße $2,0 \mu\text{m}$: für alle Staubteilchen mit Durchmesser größer als $1 \mu\text{m}$.

Zu den als typisch erwiesenen Parametern berechneten Bouwman et al. theoretische Silikatspektren. Die Spektren von Olivin mit den Korngrößen $0,1 \mu\text{m}$ und $2,0 \mu\text{m}$ sowie die von Quarz, Forsterit und Enstatit sind in Abbildung 2.4 dargestellt. Diese Spektren stellen die Grundlage zur Analyse der T Tauri-Emissionsspektren am Ende dieses Kapitels dar. Die bei insgesamt drei Beobachtungskampagnen im Jahr 2002 gemessenen Spektren von T Tauri-Sternen werden in Hinblick auf die Zusammensetzung des für die Emission verantwortlichen Silikatstaubes der oberen Schicht der Akkretionsscheibe untersucht.

Tabelle 2.1: Verwendete TIMMI2 Kamera-Modi für die Beobachtung von T Tauri-Sternen

<i>Spektroskopischer Modus:</i>	
Wellenlängenbereich	N-Band (7,56 μm –14,04 μm)
Spaltbreite	1,2''
Pixelskala	0,45''/pix
<i>Abbildender Modus:</i>	
Filter	N11,9 ($\lambda_0=11,6 \mu\text{m}, \Delta\lambda=1,9 \mu\text{m}$) N8,9 ($\lambda_0=8,7 \mu\text{m}, \Delta\lambda=1,6 \mu\text{m}$)
Pixelskala	0,2''/pix

Bemerkung: Filter N8.9 wurde nicht bei allen Messungen verwendet.

2.2 Datenaufnahme mit TIMMI2

Die spektroskopische Untersuchung der 31 T Tauri-Objekte wurde mit TIMMI2, dem *Thermal Infrared Multimode Instrument 2*, durchgeführt. Bei dem Instrument handelt es sich um eine Kamera, die speziell für Beobachtungen im mittleren Infrarotbereich konzipiert ist. Sie ist eines der Instrumente, die am 3,6-Meter-Teleskop der ESO Sternwarte auf La Silla (Chile) zum Einsatz kommen. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf Reimann et al. (1998, 2000) verwiesen, hier sollen lediglich die Eigenschaften des Instruments beschrieben werden, die bei den Beobachtungen der T Tauri-Sterne eine Rolle spielten.

2.2.1 Instrument-Modi

Das Herzstück des Instruments ist ein für Infrarotstrahlung von 2 μm bis 28 μm empfindlicher Silizium-Arsenid-Detektor³ mit 320×240 Pixel. TIMMI2 arbeitet sowohl als abbildende Kamera (Imaging Mode), als auch als Spektrograph (Spectroscopic Mode). Im abbildenden Modus kann in den Bändern L, M, N, und Q beobachtet werden. Die Pixelskala ist vom gewählten Spektralbereich abhängig und beträgt 0,2''/pix (N-Band) oder 0,3''/pix (Q-Band). Spektroskopie ist mit Hilfe eines Grisms mit einer Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda = 160$ im N-Band und mit $\lambda/\Delta\lambda = 130$ im Q-Band möglich. Die Dispergierung erfolgt entlang der x-Achse des Detektors. Die Pixelskala in y-Richtung beträgt 0,45''/pix oder 0,6''/pix. Des Weiteren stehen 14 verschiedene Filter zur Verfügung, die wahlweise in den Strahlengang gebracht werden können. Die für die Beobachtung von T Tauri-Objekten gewählten Modi sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Neben spektroskopischen Daten wurden auch Daten im abbildenden Modus aufgenommen. Diese dienen bei der späteren Auswertung zur photometrischen Kalibrierung der Spektren.

³Si:As High-Background Impurity Band Conduction-Detektor, Modell CRC-774, Firma Raytheon

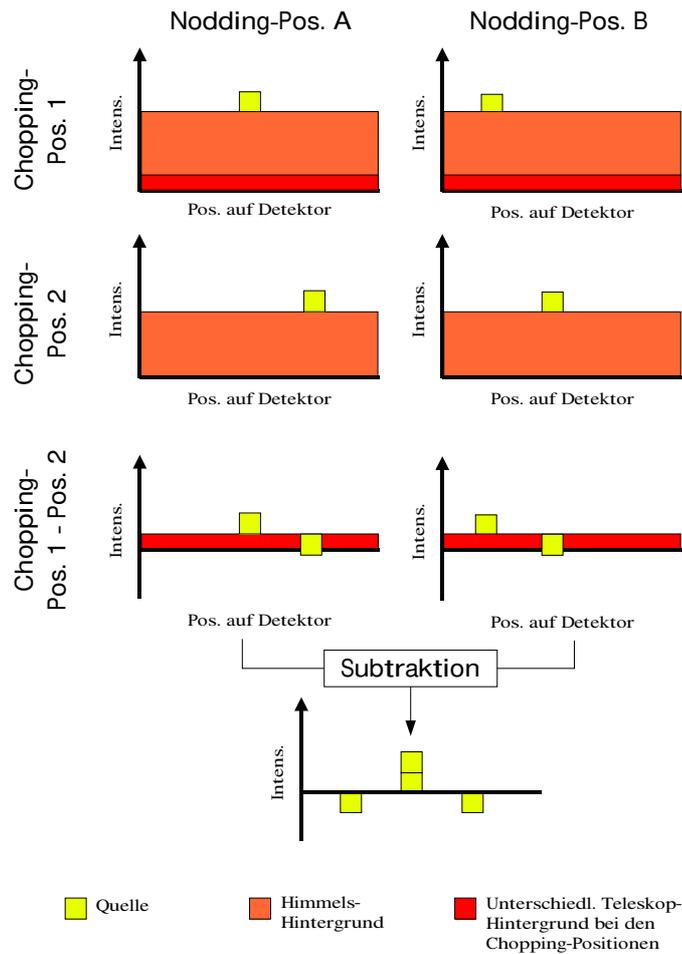


Abbildung 2.5: Schema zur Erläuterung von Chopping und Nodding (detaillierte Beschreibung im Text). Der Abstand der Chopping-Positionen ist in diesem Beispiel gleich dem Abstand der Nodding-Positionen. Dadurch überlagern sich die Bilder der Quelle im resultierenden Bild und sie erscheint einmal mit doppelter positiver und zweimal mit negativer Intensität.

2.2.2 Chopping und Nodding

Zur Elimination des im mittleren Infrarotbereich sehr stark ausgeprägten Himmelshintergrundes werden die Beobachtungen mit „Chopping“ und „Nodding“ durchgeführt. Man beachte, dass die thermische Emission der Erdatmosphäre ihr Maximum bei $\lambda = 10\mu\text{m}$ hat und dieses somit genau in dem Spektralbereich der Beobachtungen liegt (vgl. Wolfe & Zissis 1989). Der Strahlungsfluss des Himmelshintergrundes ist mit ca. 400 Jy/arcsec^2 etwa zehn mal stärker, als der einer Quelle mit $N = 0 \text{ mag}$! Außerdem kommt erschwerend hinzu, dass der Himmelshintergrund zeitlich variabel ist. Die Zeitkonstante der Änderungen liegt im Sekundenbereich. Zur Überwindung des störenden Einflusses der Erdatmosphäre wird der Sekundärspiegel des Teleskops periodisch mit einer Frequenz von 1–10 Hz um einige Bogensekunden gekippt, gleichzeitig werden Aufnahmen abwechselnd bei den beiden Ausrichtungen des Spiegels gemacht. Je nach

Tabelle 2.2: Verwendete Chopping/Nodding-Parameter für die Beobachtung von T Tauri-Sternen im Dezember 2002

<i>Spektroskopischer Modus:</i>	
Belichtungszeit* t_{exp}	0,077 s
Choppingamplitude	10'', Nord-Süd-Richtung
Choppingfrequenz*	1,3 Hz
Aufnahmen pro Chopping-Position*	4
Anzahl Chopping-Zyklen pro Nodding*	390
Noddingamplitude	10'', Nord-Süd-Richtung
Anzahl Nodding-Zyklen	1 bis 4, je nach Objekthelligkeit

<i>Abbildender Modus:</i>	
Belichtungszeit* t_{exp}	0,021 s (N11,9), 0,01 s (N8,9)
Choppingamplitude	10'', Nord-Süd-Richtung
Choppingfrequenz *	6 Hz
Aufnahmen pro Chopping-Position*	3 (N11,9), 6 (N8,9)
Anzahl Chopping-Zyklen pro Nodding*	960
Noddingamplitude	10'', Ost-West-Richtung
Anzahl Nodding-Zyklen	1 oder 2, je nach Objekthelligkeit

Bemerkungen: Nodding im abbildenden Modus teilweise auch in Nord-Süd-Richtung. Mit * gekennzeichnete Parameter wurden automatisch von der Steuerungssoftware eingestellt. Aufgelistet sind die Parameter der Beobachtung vom Dezember 2002. Es sei angemerkt, dass im November 2002 Änderungen am Readout-System und der Steuerungssoftware durchgeführt worden sind. Die Parameter der Beobachtungskampagnen im Februar und Juni 2002 weichen bei der Belichtungszeit und der Anzahl der Aufnahmen pro Chopping-Zyklus leicht ab.

Stellung des Sekundärspiegels erscheint die Quelle an zwei verschiedenen Positionen auf dem Detektor. An der Position, an der bei einer Stellung des Sekundärspiegels die Quelle mit dem überlagerten Strahlungsfluss der Erdatmosphäre erscheint, erscheint bei der anderen Stellung lediglich der Strahlungsfluss der Erdatmosphäre. Durch Subtraktion der Aufnahmen wird der Himmelshintergrund weitestgehend eliminiert und nur das Signal der Quelle bleibt. Dieses Verfahren wird „Chopping“ genannt. Neben der Erdatmosphäre steuert auch das Teleskop einen Anteil an störender Hintergrundstrahlung bei. Da der Strahlengang durch das Teleskop bei den beiden Chopping-Positionen unterschiedlich ist, kann nach der Subtraktion ein Rest dieser Hintergrundstrahlung verbleiben. Um auch diesen Einfluss zu beseitigen wird zusätzlich „Nodding“ angewandt. Hierbei wird das ganze Teleskop auf eine neue Himmelsposition, einige Bogensekunden neben der ursprünglichen, ausgerichtet. Durch das abwechselnde Durchführen von Chopping-Zyklen an den beiden Himmelspositionen, und der Subtraktion der (jeweils „gechoppten“) Aufnahmen, kann auch der Einfluss des Teleskops eliminiert werden. Zum besseren Verständnis ist die Methode noch einmal schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt. Die bei der Beobachtung verwendeten Chopping/Nodding Parameter können der Tabelle 2.2 entnommen werden.

2.2.3 Vorverarbeitung der Rohdaten

Die ersten Schritte der Datenauswertung finden bereits während der Beobachtung statt. Bedingt durch den dominierenden Hintergrund muss zur Vermeidung einer Sättigung des Detektors die Belichtungszeit t_{exp} kurz gewählt werden (Tab. 2.2). Sie wird von der Steuerungssoftware automatisch in Abhängigkeit vom Betriebsmodus des Instruments (Pixelskala, Filter, etc.) eingestellt. Da die Belichtungszeit zusammen mit der Detektor-Auslesezeit kürzer ist als die Zeit bei einer Chopping-Position, werden gleich mehrere Aufnahmen bei einer Chopping-Position gemacht. Die große Menge der aufgenommenen Einzelaufnahmen macht es unmöglich, dass jede einzelne gespeichert werden kann. Um die Datenmenge (theoretisch bis zu 64 Mbyte/s) zu reduzieren, werden folgende Verarbeitungsschritte in Echtzeit während der Beobachtung durchgeführt:

- Subtraktion der Aufnahmen zweier Chopping-Positionen und Summierung mehrerer subtrahierter Datensätze (Kontrollsoftware der Detektor-Ausleseelektronik),
- Bestimmung der Datenqualität bzgl. Rauschen, Stärke des Hintergrundes etc., umwandeln der Daten ins FITS-Format, zwischenspeichern (Pre-Prozessor),
- Kombination der Daten der Chopping-Zyklen (Post-Prozessor 1),
- Kombination der Daten der Nodding-Zyklen (Post-Prozessor 2).

Die Ausgabedaten des Pre-Prozessors sowie die des Post-Prozessors 2 werden gespeichert und dem Beobachter zur Verfügung gestellt. Pro Nacht entsteht eine Datenmenge von bis zu 2 Gbyte. Abbildung 2.6 zeigt beispielhafte Ausgabebilder des Post-Prozessors 2 bei Betrieb im abbildenden und im spektroskopischen Modus. Nach der Verarbeitung der Daten aller Chopping- und Nodding-Zyklen erscheint das Objekt, hier Haro 6-10, im abbildenden Modus an vier Positionen auf dem Detektor: je zweimal als positives und je zweimal als negatives Bild. Im spektroskopischen Modus ist die Richtung und der Abstand der Chopping- und Noddingaufnahmen identisch (vgl. Tab. 2.2), daher überlagern sich zwei Positionen, und auf dem Detektor erscheinen drei Spektren, wobei das positive die doppelte Intensität im Vergleich zu einem negativen hat.

Bei den drei Beobachtungskampagnen im Februar, Juni und Dezember 2002 wurden auf diese Weise Daten von insgesamt 31 T Tauri-Objekten gewonnen. Eine Übersicht über die Objekte ist in Tabelle 2.3 aufgeführt.

2.3 Auswertung der Rohdaten

Die Datenauswertung gliederte sich in folgende Schritte: Zuerst wurden die Spektren aus den aufgenommenen Detektorbildern extrahiert. Dann erfolgte die Elimination atmosphärischer und instrumenteller Effekte aus den Rohspektren. Anschließend konnte die Analyse der Spektren erfolgen. Der größte Teil der Datenauswertung wurde mit Hilfe der Bildbearbeitungssoftware IDL (Interactive Data Language) durchgeführt. Teilweise wurden auch UNIX-Shell-Skripte eingesetzt. Für die freundliche Überlassung einer umfangreichen Sammlung von nützlichen IDL-Routinen sei an dieser Stelle Roy van Boekel gedankt.

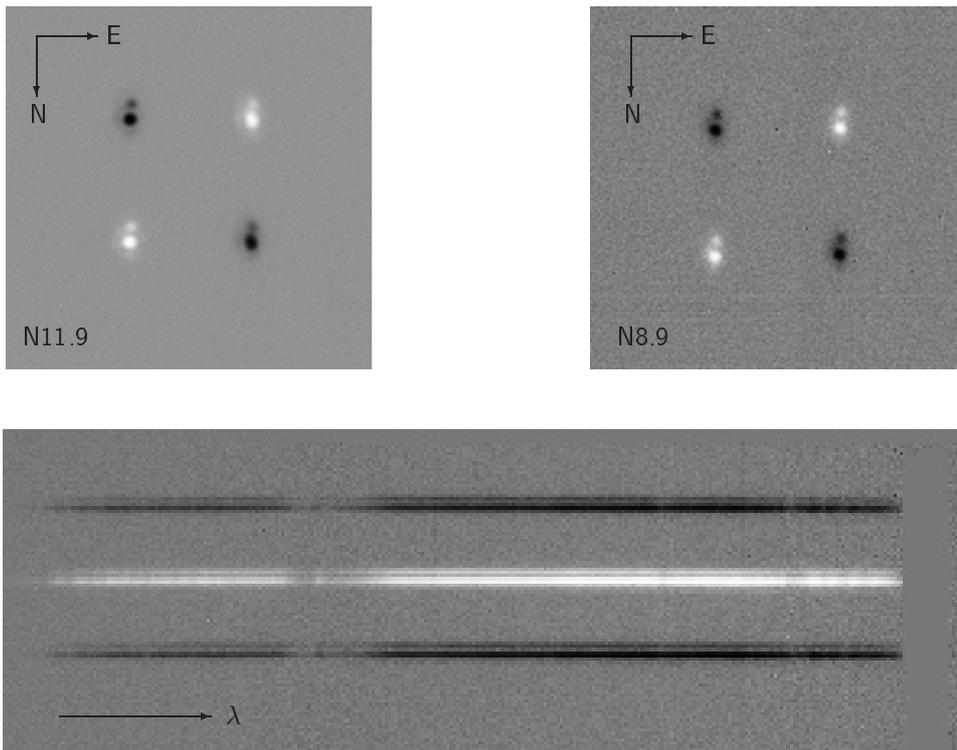


Abbildung 2.6: *Obere Reihe:* Ausschnitte aus Detektoraufnahmen von Haro 6-10 mit den Filtern N11,9 und N8,9. Man erkennt jeweils die vier durch Chopping und Nodding bedingten positiven und negativen Einzelbilder. Das Objekt kann räumlich in zwei Komponenten aufgelöst werden (Separation: $1,2''$). *Unten:* Roh-Spektrum von Haro 6-10. Durch die Wahl der Chopping- und Nodding-Parameter überlagern sich die positiven Einzelspektren zu einem positiven Spektrum doppelter Intensität zwischen den zwei negativen Spektren.

2.3.1 Extraktion der Spektren aus den Rohdaten

Zunächst wurden die zwei negativen und das positive Spektrum in Fenstern von jeweils 260×40 Pixel dem Detektorbild entnommen und unter Berücksichtigung des Vorzeichens aufsummiert. Die genaue Ausrichtung der Fenster erfolgte dabei auf Subpixel-Skala. Aus dem aufsummierten zweidimensionalen Spektrum wurde dann in folgenden Schritten ein 1D-Spektrum gewonnen:

- Bestimmung der Position des Spektrums entlang der y -Achse, fit der Koordinaten mit einem Polynom 2. Grades an das Maximum,
- Erzeugung einer in y -Richtung gaußförmigen Maske entlang des Maximums des Spektrums, Gaußfunktion wird an Breite des Spektrum angepasst,
- Multiplikation der Maske mit dem Spektrum, dadurch Unterdrückung des Rauschens außerhalb des Spektrums,
- Integration des Spektrums senkrecht zur Dispersionsrichtung.

Tabelle 2.3: Liste der bei den drei Kampagnen im Jahr 2002 mit TIMMI2 beobachteten T Tauri-Objekte

Objekt	RA(2000)	Dec(2000)	Kampagne	multipl. Obj.
T Tau	04:21:59,43	19:32:06,4	A,C	*
DG Tau B	04:27:02,56	26:05:30,7	C	
DG Tau	04:27:04,76	26:06:16,9	C	
Haro 6-10	04:29:24,39	24:33:02,1	A,C	**
HL Tau	04:31:38,4	18:13:59	C	
GG Tau	04:32:30,31	17:31:41,0	C	*
DO Tau	04:38:28,59	26:10:50,3	C	
DQ Tau	04:46:52	16:59,9:	C	*
DR Tau	04:47:05,48	16:58:42,1	C	
SU Aur	04:55:59,38	30:34:01,5	C	
GW Ori	05:29:08,39	11:52:12,7	C	*
FU Ori	05:45:22,6	09:04:12	C	
Z CMa	07:03:43,16	-11:33:06,2	A,C	*
BBW 76	07:50:35,6	-33:06:23	C	
CR Cha	10:59:06,97	-77:01:40,3	C	
TW Hya	11:01:51,91	-34:42:17,0	B,C	
VW Cha	11:08:01,81	-77:42:28,7	C	*
Glass I	11:08:15,41	-77:33:53,5	A,B,C	*
Ced 111 IRS5	11:08:38,7	-77:43:51	B,C	
VZ Cha	11:09:23,80	-76:23:20,7	C	
WW Cha	11:10:00,7	-76:34:59	B,C	
DK Cha	12:53:16,1	-77:07:02	B	
Sz 82	15:56:09,23	-37:56:05,9	B	
RU Lup	15:56:42,31	-37:49:15,5	B	
AS 205	16:11:31,40	-18:38:24,5	B	**
HBC 639	16:26:23,4	-24:21:02	A	
Elias 29	16:27:09,6	-24:37:21	B	
Haro 1-16	16:31:33,53	-24:27:33,4	B	
AK Sco	16:54:44,85	-36:53:18,6	B	*
S CrA	19:01:08,69	-36:57:19,8	B	**
VV CrA	19:03:06,7	-37:12:51	B	**

Kampagnen: A = 5./6. Februar 2002, B = 7./8. Juni 2002, C = 24.-27. Dezember 2002
Multiple Quellen sind mit * gekennzeichnet, bei den mit ** gekennzeichneten Quellen wurden separate Spektren der Komponenten gemessen.

Die photometrischen Daten wurden ebenfalls unter Berücksichtigung des Vorzeichens aufsummiert. Anschließend erfolgte die Bestimmung der Zählrate auf dem Detektor im Bereich von 10 Pixel Radius um das Maximum. Der Radius wurde so gewählt, dass auch der erste Airy-Ring erfasst wird. Der Hintergrund wurde in einem Ring mit 13 bis 19 Pixel Radius bestimmt und von der mittleren Zählrate subtrahiert. Die Kalibrierung der Zählrate erfolgte mit Referenzsternen und soll in einem späteren Abschnitt erklärt werden. Im Falle von räumlich aufgelösten multiplen Spektren und Photometriedaten (wie z.B. Haro 6-10, Abb. 2.6) wurde zuvor eine rechteckige Maske zur Extraktion der einzelnen Komponenten auf das zweidimensionale Fenster angewandt.

Tabelle 2.4: Zur Korrektur der atmosphärischen Transmission benutzte Standardsterne

	RA(2000)	Dec(2000)	Spek. Typ	N8,9(Jy)	N11,9(Jy)
HD12929	02:07:10,407	23:27:44,72	K2III	98,54	60,00
HD29139	04:35:55,240	16:30:33,49	K5III	768,00	491,00
HD32887	05:05:27,660	-22:22:15,72	K4III	64,90	41,50
HD37160	05:36:54,388	09:17:26,42	G8III-IV	12,00	6,91
HD47105	06:37:42,701	16:23:57,31	A0IV	9,29	5,23
HD81420	09:25:24,036	-05:07:02,62	K5III	8,05	5,15
HD81797	09:27:35,240	-08:39:31,00	K3III	158,03	100,57
HD108903	12:31:09,959	-57:06:47,56	M3,5V	1088,94	708,55
HD110458	12:42:35,452	-48:48:47,19	K0III	6,95	3,99
HD123139	14:06:40,949	-36:22:11,84	K0IIIb	71,10	40,80
HD124897	14:15:39,672	19:10:56,77	K1,5III	891,00	534,89
HD133774	15:06:37,600	-16:15:24,54	K5III	13,96	8,93
HD156277	17:21:59,478	-67:46:14,41	K2III	9,06	5,35
HD169916	18:27:58,240	-25:25:18,12	K1IIIb	38,13	22,40
HD178345	19:10:01,757	-39:20:26,87	K0II/IIIC	14,26	8,19

2.3.2 Korrektur der atmosphärischen Transmission

Wie an der Transmissionskurve (Abb. 2.1) gesehen werden kann, ist die Transparenz der Erdatmosphäre im Bereich des N-Bandes keineswegs konstant. Um $\lambda = 9,6 \mu\text{m}$ ist der Einfluss des atmosphärischen Ozons als Absorptionsband erkennbar. Neben dem Ozonband sind noch weitere, weniger stark ausgeprägte Strukturen präsent, die hauptsächlich durch Wasserdampf und Kohlendioxid verursacht werden (vgl. Wolfe & Zissis 1989). Außer dem Elevationswinkel der Quelle und der damit verbundenen Weglänge des Lichts durch die Atmosphäre (Luftmasse, engl. Airmass, kurz: AM), ist auch der Gehalt an Wasserdampf für die explizite Form der Transmissionskurve verantwortlich. Dieser wiederum hängt von der zur Zeit der Beobachtung herrschenden Wetterlage ab. Zur Ermittlung der expliziten atmosphärischen Transmission ist die Messung von Standardsternen mit bekanntem Spektrum notwendig. Als Standardstern kommen Sterne der Spektralklassen früher als M in Frage, deren Spektrum im mittleren Infrarotbereich keine besonderen Strukturen, sondern lediglich den Rayleigh-Jeans-Teil der Planckschen Strahlungskurve aufweisen. Die ESO hat eine Liste von Standardsternen zusammengestellt⁴, deren Spektren mit Restfehlern von weniger als 3% durch eine theoretische spektrale Energieverteilung gefittet werden können. Es sind sowohl theoretische Spektren als auch photometrische Daten für die verschiedenen TIMMI2-Filter erhältlich. Die zur Korrektur der atmosphärischen Transmission benutzten Standardsterne dieser Liste sind in Tabelle 2.4 aufgeführt.

Um den Einfluss der Erdatmosphäre in den Objektspektren eliminieren zu können, hat sich folgende Beobachtungsstrategie bewährt: Zusätzlich zur Messung der Objektspektren sollte in kurzem zeitlichen Abstand die Messung eines Standardsterns erfolgen. Die Luftmasse sollte bei der Messung beider Spektren möglichst wenig voneinander

⁴Zu finden unter <http://www.ls.eso.org/lasilla/sciops/timmi/html/stand.html>, basierend auf Berechnungen von Cohen (1998).

abweichen. Da jedoch Unterschiede nicht zu vermeiden sind, muss zur Kompensation die Luftmassen-Abhängigkeit der atmosphärischen Transmission bestimmt werden. Diese kann mit Hilfe eines weiteren Standardsterns bestimmt werden, der bei einer anderen Luftmasse beobachtet wird. Seien $S_1(\lambda)$ und $S_2(\lambda)$ die gemessenen Spektren zweier Standardsterne. Die Spektren können aufgefasst werden als:

$$S_1(\lambda) = I_1(\lambda) \cdot R(\lambda) \cdot e^{-A(\lambda) \cdot AM_1} \quad (2.1)$$

$$S_2(\lambda) = I_2(\lambda) \cdot R(\lambda) \cdot e^{-A(\lambda) \cdot AM_2} \quad (2.2)$$

mit

- $I_{1,2}(\lambda)$: „wahre“, unbeeinflusste Spektren der Standardsterne,
- $R(\lambda)$: wellenlängenabhängige (instrumentelle) Transmission,
- $A(\lambda)$: atmosphärische Absorption,
- $AM_{1,2}$: Luftmassen bei den Messungen der Spektren.

Durch Division der Formeln 2.1 und 2.2 und Umstellung erhält man für die atmosphärische Absorption

$$A(\lambda) = \frac{\ln(S_1(\lambda)) - \ln(S_2(\lambda)) - \ln(I_1(\lambda)) + \ln(I_2(\lambda))}{AM_2 - AM_1}. \quad (2.3)$$

Durch Einsetzen von $A(\lambda)$ in eine der Formeln 2.1 oder 2.2 erhält man auch die instrumentelle Transmission

$$R(\lambda) = \frac{S_{1,2}(\lambda)}{I_{1,2}(\lambda) \cdot e^{-A(\lambda) \cdot AM_{1,2}}}. \quad (2.4)$$

Mit der nun bekannten atmosphärischen Absorption $A(\lambda)$ und der Transmission $R(\lambda)$ kann das „wahre“ Objektspektrum $I_{obj}(\lambda)$ berechnet werden:

$$I_{obj}(\lambda) = \frac{S_{obj}(\lambda)}{R(\lambda) \cdot e^{-A(\lambda) \cdot AM_{obj}}}. \quad (2.5)$$

An Hand einer Messung der nördlichen Komponente von Haro 6-10 sollen die einzelnen Schritte zur Korrektur der atmosphärischen (und gleichzeitig der instrumentellen) Transmission demonstriert werden. In der Nacht vom 4. Februar 2002 um 01:52 UT wurde das Objekt bei einer Luftmasse von $AM = 1,93$ beobachtet. Zur atmosphärischen Kalibrierung wurden zwei Standardsterne gemessen: HD32887 um 00:54 UT bei $AM = 1,01$ und HD29139 um 02:06 UT bei $AM = 1,64$.

Die theoretischen Spektren der Standardsterne sind in Abbildung 2.7 (links) zu sehen. Sie zeigen keinerlei auffällige Struktur abgesehen von dem Abfall zu längeren Wellenlängen (Rayleigh-Jeans-Teil der stellaren Strahlungsfunktion). Die gemessenen Spektren der Standardsterne sehen dagegen völlig anders aus (Abb. 2.7, rechts): es ist der gravierende Einfluss der atmosphärischen und instrumentellen Transmission zu erkennen. Zum besseren Vergleich ist das Spektrum von HD32887 mit dem Faktor 11,8

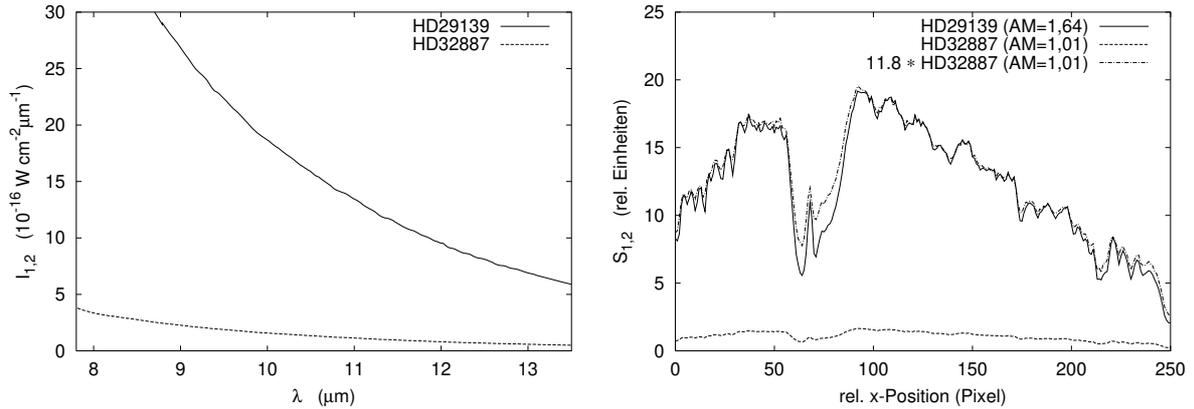


Abbildung 2.7: *Links*: theoretische Spektren der Standardsterne HD32887 und HD29139. *Rechts*: gemessene Spektren, der Unterschied zum theoretischen Spektrum ist auf den gravierenden Einfluss der atmosphärischen und instrumentellen Transmission zurückzuführen. Zur Verdeutlichung des Einflusses verschiedener Luftmassen wurde das Spektrum von HD32887 mit dem Faktor 11,8 multipliziert wodurch der Helligkeitsunterschied der Objekte aufgehoben wird.

multipliziert worden, der sich aus dem Quotienten der beiden theoretischen Spektren ergibt. Dadurch ist der Helligkeitsunterschied aufgehoben und man erkennt den Einfluss verschiedener Luftmassen bei der Beobachtung. Besonders im Ozonband ist eine ausgeprägte Diskrepanz der beiden Spektren zu erkennen.

Die mit Formel 2.3 und 2.4 berechnete atmosphärische Absorption $A(\lambda)$ sowie die instrumentelle Transmission $R(\lambda)$ ist in Abbildung 2.8 (obere Reihe) dargestellt. Die atmosphärische Absorption, welche für die Luftmasse $AM = 1$ identisch mit der optische Tiefe $\tau(\lambda) = A(\lambda) \cdot AM$ ist, zeigt deutlich das Ozonband, in dem die Atmosphäre weniger transparent ist. Das Ozonband ist teilweise auch in der – eigentlich als instrumentell angesehenen – Transmission $R(\lambda)$ erkennbar. Das bedeutet, dass die Trennung der atmosphärischen und instrumentellen Transmission nicht perfekt gelungen ist⁵.

Die Transmissionskurve der Erdatmosphäre, die aus der Absorption nach der Formel

$$T_{atmos.} = e^{-A(\lambda) \cdot AM} \quad (2.6)$$

berechnet wurde, ist in Abbildung 2.8 (unten links) für die Luftmassen $AM = 1$ sowie $AM = 1,93$ (der Luftmasse, bei der Haro6-10 gemessen wurde) dargestellt. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass bei der Beobachtung in der Nacht vom 4. Februar sehr gute Wetterverhältnisse vorlagen. Der Vergleich mit den Transmissionsdaten vom Gemini-Observatorium auf dem Manua Kea (Abb. 2.8, unten rechts) zeigt eine gute Übereinstimmung. Das dies nicht immer der Fall sein muss sieht man an einer weiteren Transmissionskurve, die während der darauffolgenden Nacht gemessen wurde: die Transmission betrug durchschnittlich ca. 15% weniger. Wie sich bei der Auswertung

⁵Effekte dieser Art sind auch von Beobachtungen im Visuellen bekannt.

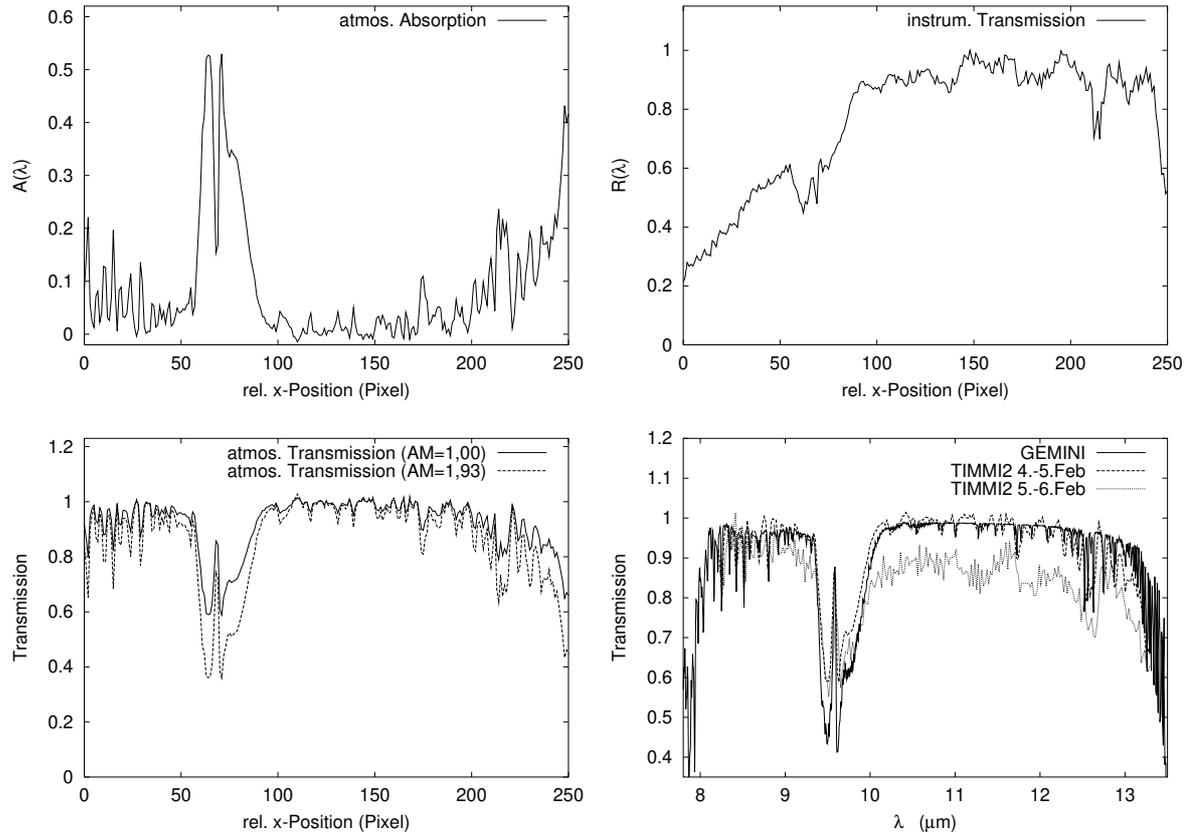


Abbildung 2.8: *Oben links*: atmosphärische Absorption $A(\lambda)$. *Oben rechts*: instrumentelle Transmission $R(\lambda)$. *Unten links*: Aus den Messungen von Standardsternen bei verschiedenen Luftmassen ermittelte Transmissionskurve für Luftmasse $AM = 1$ (Zenit) und $AM = 1,93$ (wie bei Beobachtung des Objektes Haro 6-10). *Unten rechts*: Vergleich der ermittelten Transmissionskurve mit einer Messung des Gemini-Observatoriums, des Weiteren ist eine mit TIMMI2 gemessene Transmissionskurve einer weiteren Nacht gezeigt. Man beachte den starken Unterschied in den Transmissionskurve beider Nächte.

der Daten gezeigt hat, muss auch während der selben Nacht mit deutlichen Schwankungen der Transmission gerechnet werden. Aus diesem Grund, sollte eine wiederholte Messung von Standardsternen während der Nacht durchgeführt werden. Im Durchschnitt wurde bei der Durchführung der Beobachtungskampagnen etwa ein Drittel der zur Verfügung stehenden Zeit für die Messung von Standardsternen benutzt.

Der Vergleich der mit TIMMI2 gemessenen atmosphärischen Transmissionskurve mit der vom Gemini-Observatorium machte auch die Kalibrierung der Wellenlänge möglich. Man erkennt zahlreiche Details in beiden Kurven, so dass die aus der Gemini-Transmission bekannte Wellenlänge des Merkmals zur Eichung des TIMMI-Spektrums benutzt werden konnte. Die Lambda-zu-Pixel-Abhängigkeit der Merkmale wurde anschließend mit einem quadratischen Polynom gefittet. Für die drei Kampagnen ergaben sich leichte Unterschiede im konstanten Term des quadratischen Polynoms, was durch eine etwas unterschiedliche Position des Spektrums auf dem Detektor erklärt werden

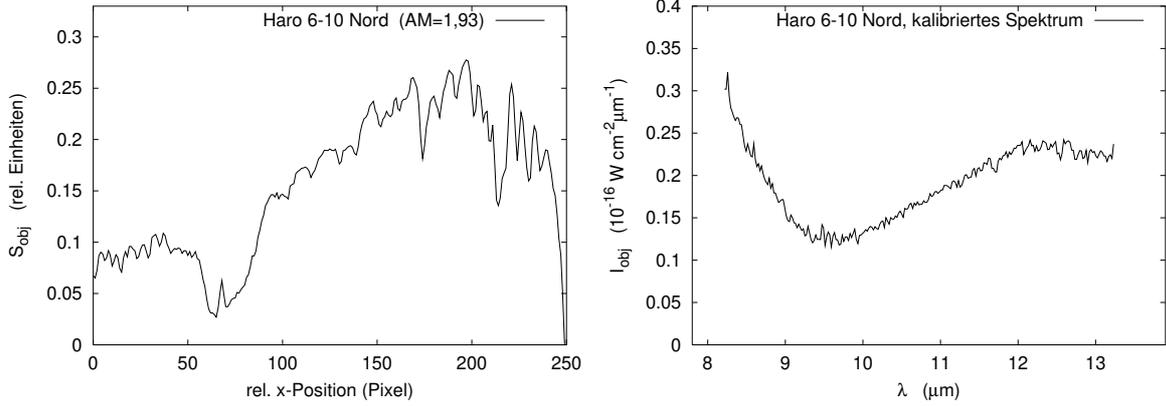


Abbildung 2.9: *Links*: Gemessenes Spektrum des Tauri-Objektes Haro 6-10 (nördliche Komponente). *Rechts*: Das von atmosphärischen und instrumentellen Einflüssen befreite sowie wellenlängen-geeichte Spektrum des Objektes.

kann. Die Eichungen wurden ermittelt zu:

$$\text{Feb. 2002: } \lambda(x) = 2,07 \cdot 10^{-6} x^2 + 0,02 x + 8,19 \quad (2.7)$$

$$\text{Jun. 2002: } \lambda(x) = 2,07 \cdot 10^{-6} x^2 + 0,02 x + 8,07 \quad (2.8)$$

$$\text{Dez. 2002: } \lambda(x) = 2,07 \cdot 10^{-6} x^2 + 0,02 x + 7,99 \quad (2.9)$$

mit x = absolute x-Detektorkoordinate in Pixel, die relative Position des extrahierten Bildausschnittes (hier $\Delta x = 25$ pix) ist zu berücksichtigen.

Das gemessene Spektrum $S_{obj}(\lambda)$ der nördlichen Komponente von Haro 6-10 (Abb. 2.9, links) kann nun mit den für $A(\lambda)$ und $R(\lambda)$ ermittelten Funktionen nach Formel 2.5 von atmosphärischen und instrumentellen Einflüssen befreit werden. Anschließend erfolgt die Wellenlängeneichung der Spektren. Das Resultat ist in Abbildung 2.9 (rechts) wiedergegeben. Mit der hier beschriebenen Methode wurde die atmosphärische Transmission, die bei verschiedenen Luftmassen mit Hilfe der Standardsterne bestimmt wurde, für die Luftmasse bei der Beobachtung des Objektes berechnet. Der störende Effekt der atmosphärischen Transmission konnte auf diese Weise eliminiert werden. Die Methode beruht auf der Annahme, dass die atmosphärische Transmission nur von der Luftmasse und nicht von anderen Effekten abhängt. Da dies nicht zwangsläufig der Fall ist (da sich z.B. die Wetterlage bei der Beobachtung der Standardsterne und des Objektes geändert haben kann) muss mit einer unvollständigen Kompensation gerechnet werden. Trotzdem lieferte die Methode im Allgemeinen sehr gute Resultate, insbesondere, wenn die Messung der Standardsterne zeitlich nahe bei der Messung des Objektes erfolgte.

2.3.3 Photometrische Messung

Bei der Aufnahme der Daten wurden zusätzlich zu den spektroskopischen Messungen auch Aufnahmen im abbildenden Modus gemacht. Diese Daten wurden zur photome-

Tabelle 2.5: Zählrate pro Sekunde und Jansky ermittelt aus den photometrischen Daten der Standardsterne der Nacht vom 5. Feb. 2002 (gemessen mit Filter N11,9).

Zeit (UT)	Standardstern	Fluss (Jy)	Luftmasse	Zählrate ($\text{s}^{-1}\text{Jy}^{-1}$)
00:05	HD32887	41,50	1,02	5535
01:35	HD29139	491,00	1,55	4857
03:46	HD37160	6,91	1,66	3894
06:07	HD123139	40,80	1,43	5170
07:41	HD123139	40,80	1,12	4819
09:59	HD124897	535,00	1,51	4599

trischen Kalibrierung der Spektren benutzt. Dazu wurden zunächst die gemessenen Detektor-Zählraten der Standardsterne mit deren theoretischen Strahlungsflüssen für die verschiedenen TIMMI2-Filter (Quelle: TIMMI2 user's manual⁶) geeicht. Die Eichung wurde dann auf die Zählraten der T Tauri-Objekte angewandt um deren Strahlungsflüsse zu ermitteln. Der Vergleich der Zählraten verschiedener Messungen von Standardsternen einer Nacht zeigt, dass die Eichung nicht konstant ist (Tab. 2.5). Die Standardabweichung von der mittleren Zählrate ($4812 \text{ s}^{-1}\text{Jy}^{-1}$) betrug z.B. in der Nacht vom 5. Februar 11,5%. Der Vergleich mit der bei der Beobachtung vorliegenden Luftmasse zeigt, dass deren Einfluss nicht (allein) für die Streuung verantwortlich sein kann, vielmehr macht sich der Einfluss der generell variierenden atmosphärischen Transmission bemerkbar (vgl. Abb. 2.8, rechts). Zur photometrischen Kalibrierung der T Tauri-Helligkeiten wurden die Zählraten jeweils einer Standardstern-Messung vor und nach der Messung des T Tauri-Objektes linear interpoliert (resultierende Werte siehe Tab. 2.6). Anschließend wurde unter Berücksichtigung der Filtertransmission der Fluss im entsprechenden Spektralbereich der T Tauri-Spektren mit der photometrischen Messung verglichen und schließlich durch Skalierung des Spektrums in Übereinstimmung gebracht.

An dieser Stelle soll eine Anmerkung zu den verwendeten Einheiten erfolgen: bis hierher wurde für die spektrale Strahlungsflussdichte die Einheit $\text{W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ verwendet. In dieser Definition ist der Strahlungsfluss F_λ proportional zum verwendeten Wellenlängenintervall. Das ist zweckmässig, da wegen der linearen Dispersion des Lichts durch das Prisma, pro Pixel ein konstantes Wellenlängenintervall erfasst wird. Für den Fluss im mittleren Infrarot-Bereich hat sich jedoch die Einheit Jansky (Jy) etabliert. Es gilt $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. Der Strahlungsfluss F_ν in Jansky ist proportional zum Frequenzintervall. Die Umrechnung ergibt sich wegen $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$ zu

$$F_\nu \text{ (Jy)} = 3.3 \cdot 10^{15} F_\lambda \lambda^2 \text{ (W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}) \quad (2.10)$$

mit λ in μm . Üblicherweise wird auch bei Benutzung der Einheit Jansky für den Strahlungsfluss im Spektrum die Wellenlänge auf der x-Achse weiterhin in μm aufgetragen.

⁶Zu finden unter <http://www.lis.eso.org/lasilla/sciops/timmi/html/uman/LSO-TIMMI-MAN.html>.

2.4 Übersicht über die gemessenen T Tauri-Spektren

Die kalibrierten Spektren aller, während der drei Kampagnen beobachteten T Tauri-Objekte, sind in den Abbildungen 2.10 bis 2.13 dargestellt. Bereits auf den ersten Blick ist eine Vielzahl verschiedener Formen zu erkennen. Das Silikatband tritt sowohl in Emission (z.B. AK Sco, TW Hya) als auch in Absorption (z.B. Haro 6-10, beide Komponenten) auf. Die Emission/Absorption ist bei verschiedenen Objekten unterschiedlich stark ausgeprägt. Einige T Tauri-Sterne zeigen auch einen flachen Verlauf des Spektrums (z.B. DG Tau, T Tau). In Tabelle 2.6 ist die gemessene Helligkeit in den Spektralbereichen der Filter N11,9 und N8,9⁷, das Auftreten von Emissions- bzw. Absorptions-Eigenschaften und deren Ausprägtheit, sowie die V-Helligkeit aufgelistet. Von den insgesamt 35 Objekten⁸ weisen 22 das Silikatband in Emission auf, während bei 8 Objekten Silikatabsorption auftritt. Bei 5 Objekten ist das Spektrum flach oder keine sichere Zuordnung möglich. Allerdings kann ein gewisser Auswahl-effekt zu Gunsten von Objekten mit Silikatabsorption vorhanden sein, da speziell einige interessante Objekte mit so genanntem „Infrarot-Begleiter“ in die Liste der zu beobachtenden Objekte aufgenommen worden sind (wie Haro 6-10 und VV CrA). Die Helligkeit von Infrarot-Begleitern nimmt zu kürzeren stark Wellenlängen ab, was auf eine starke Extinktion entlang der Sichtlinie durch diffusen Staub hinweist (Koresko et al. 1997). Dieser Staub könnte auch die Silikatabsorption verursachen. Möglicherweise ist der tatsächliche Anteil von Objekten mit Silikatabsorption geringer als in der hier vorliegenden Auswahl.

⁷ Die Messung mit dem N8,9-Filter erfolgte nicht bei allen Objekten.

⁸ Von den 31 T Tauri-Objekten konnten in 4 Fällen getrennte Spektren zweier Komponenten aufgenommen werden.

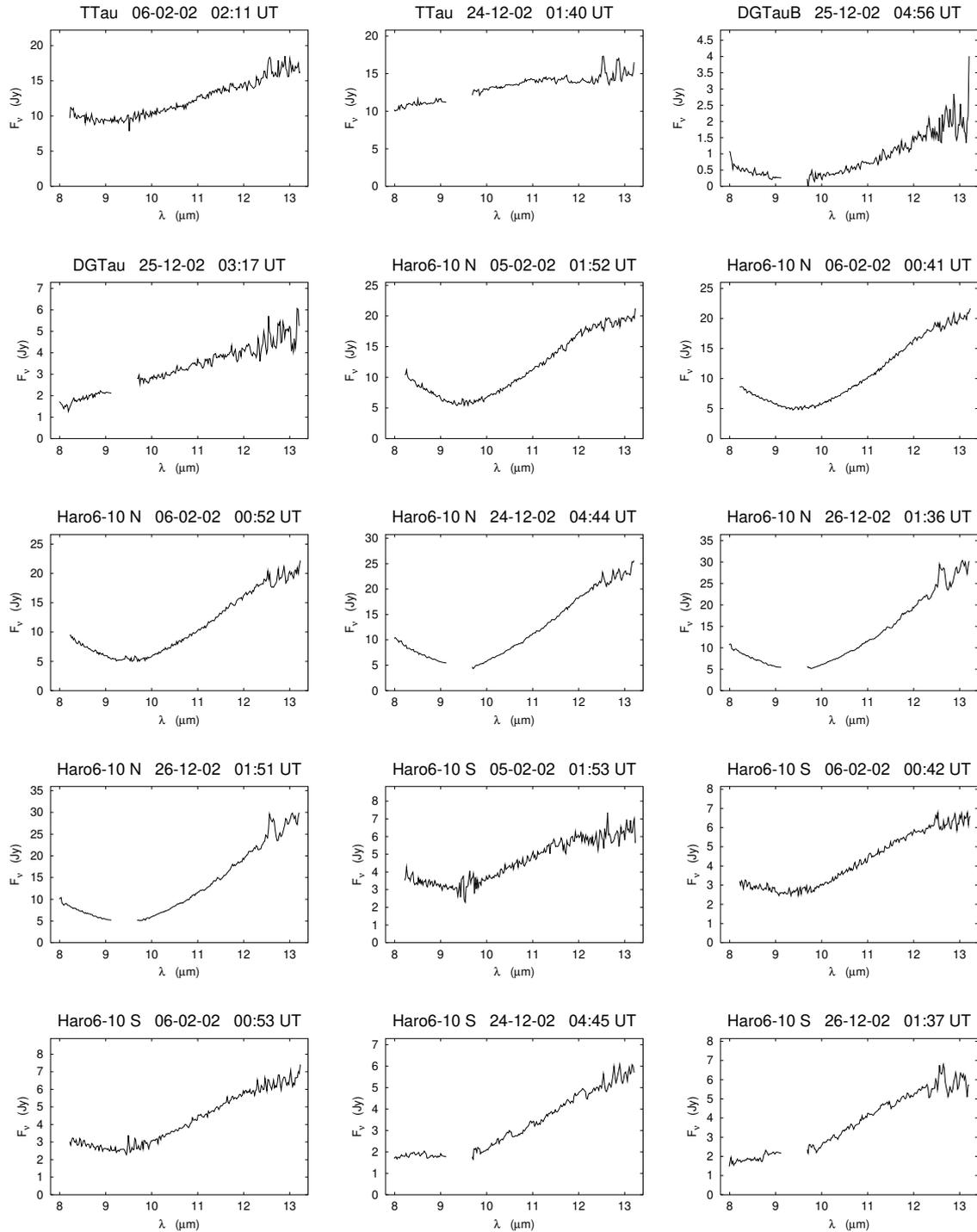


Abbildung 2.10: Übersicht über alle gemessenen T Tauri-Spektren (Seite 1 von 4). Ordnung der Objekte nach Rektaszension (s. Tab. 2.3). Die in zahlreichen Spektren sichtbare Lücke von $9,14$ bis $9,67 \mu\text{m}$ ist auf einen defekten Auslese-Kanal des TIMMI2-Detektors zurückzuführen.

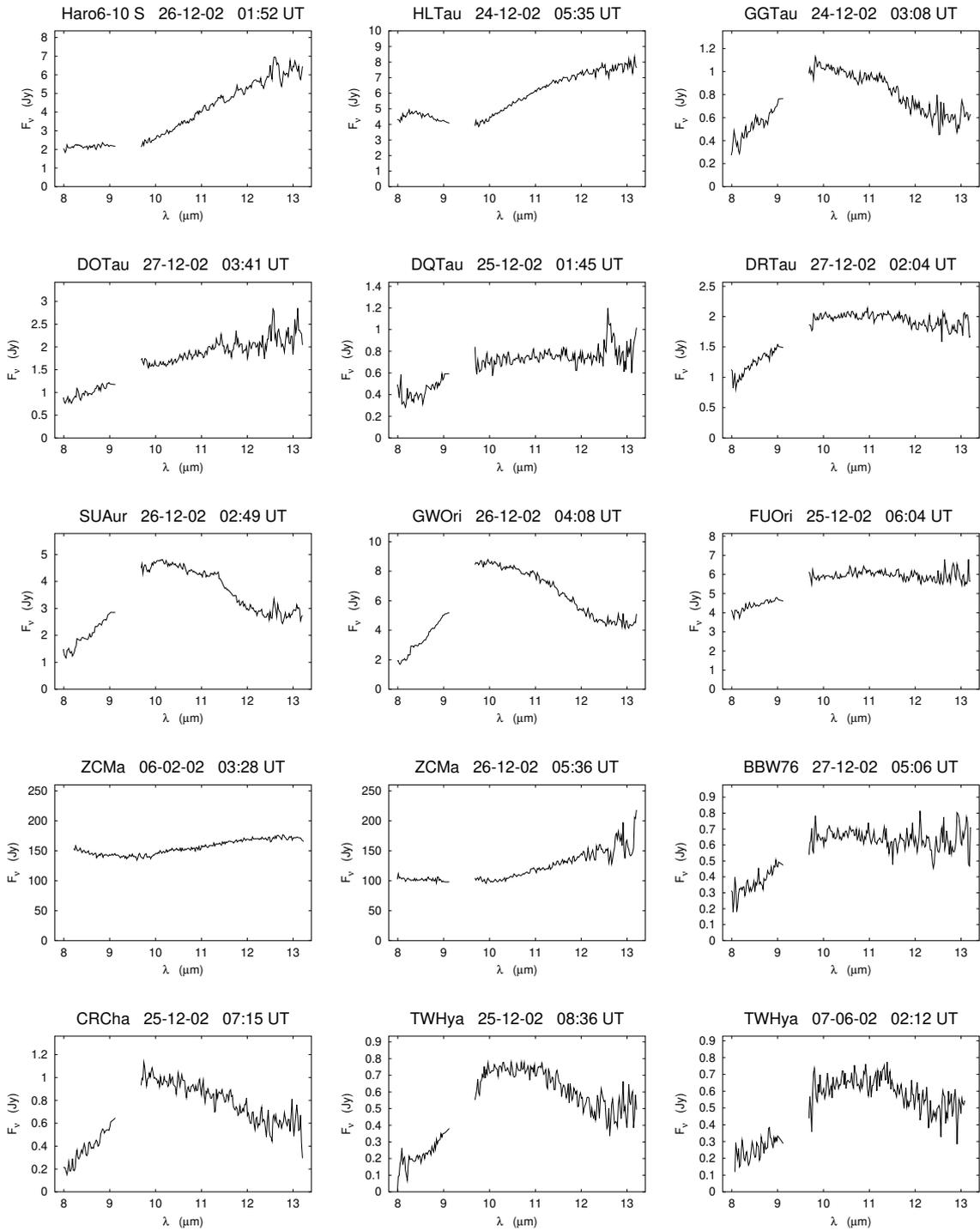


Abbildung 2.11: Übersicht über alle gemessenen T Tauri-Spektren, Fortsetzung (Seite 2 von 4).

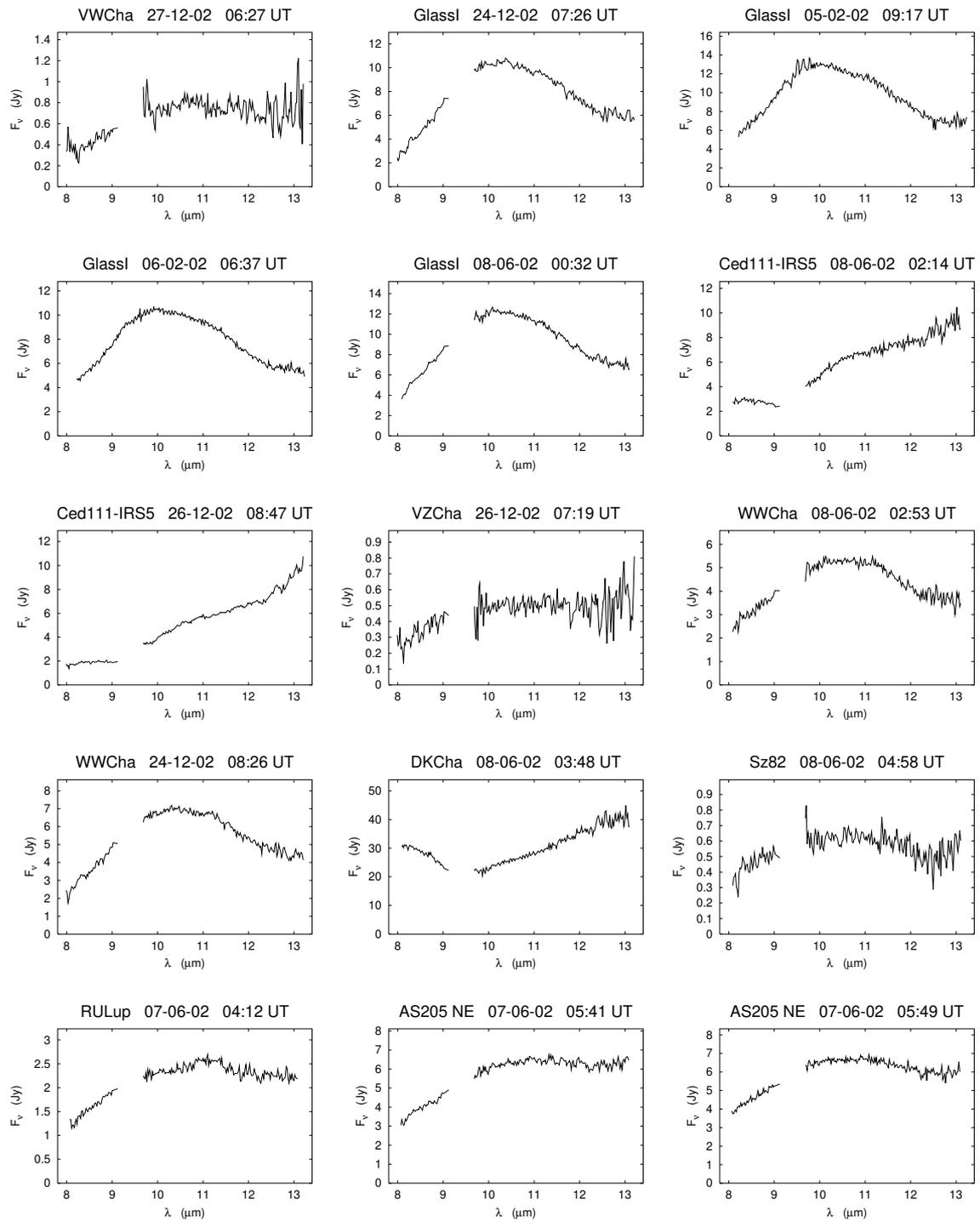


Abbildung 2.12: Übersicht über alle gemessenen T Tauri-Spektren, Fortsetzung (Seite 3 von 4).

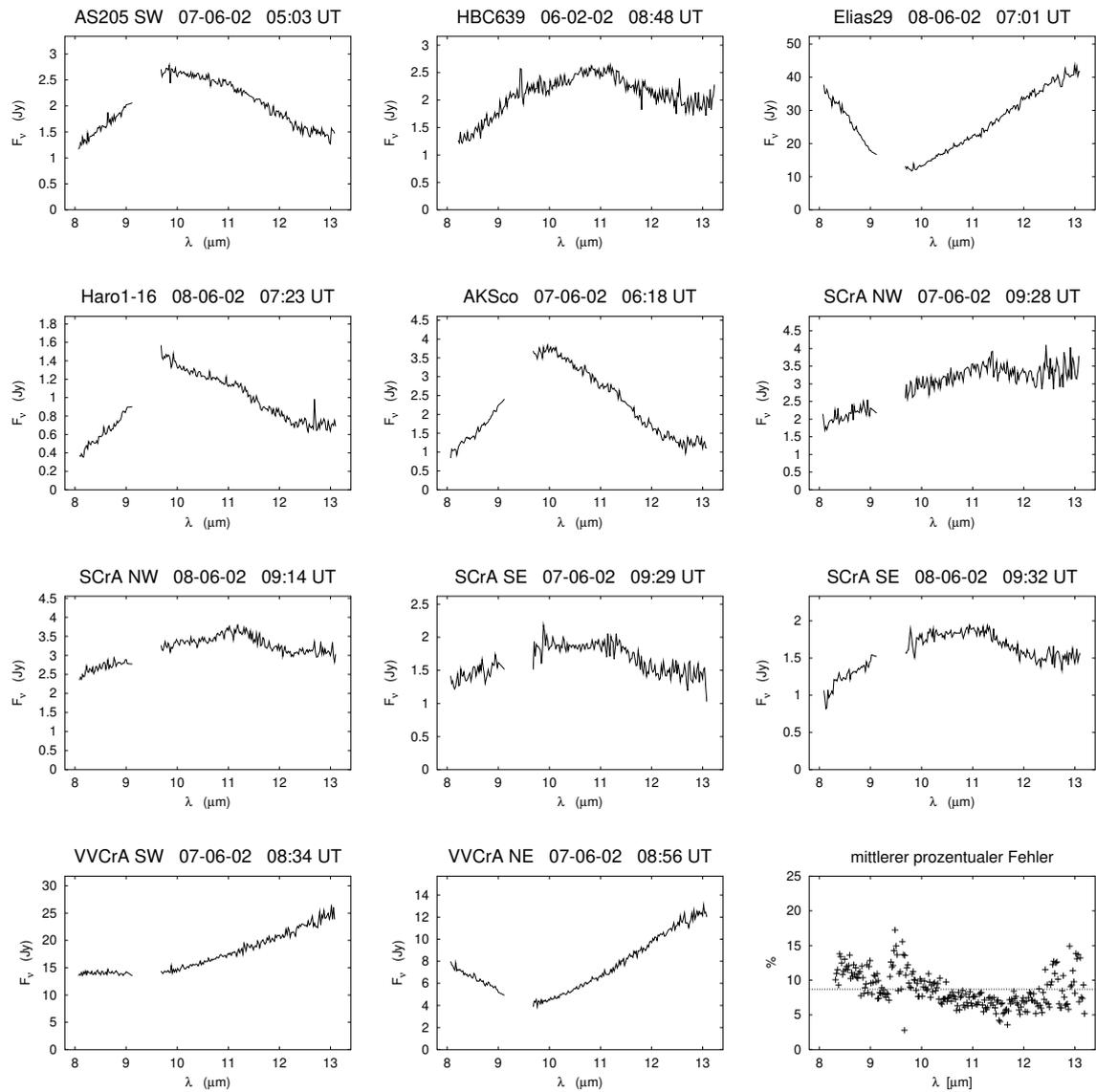


Abbildung 2.13: Übersicht über alle gemessenen T Tauri-Spektren, Fortsetzung (Seite 4 von 4). Der im letzten Plot dargestellte mittlere Fehler wurde durch Vergleich von unabhängigen Messungen von Glass I, Haro,6-10 und S CrA NW bestimmt. Die zur Analyse benutzten Messungen fanden jeweils während einer Messkampagne statt, so dass mögliche Variabilität der Objekte nicht zu falschen Ergebnissen führen kann (Einzelheiten im Abschnitt 2.4.1 „Fehleranalyse“).

Tabelle 2.6: Objektliste mit gemessenen Helligkeiten in den Spektralbereichen der TIMMI2-Filter N11,9 und N8,9, V_{mag} (bei multiplen Objekten Gesamthelligkeit) sowie Auftreten von Silikatemission oder -absorption (+ = stark ausgeprägt). Ordnung der Objekte nach Rektaszension (s. Tab. 2.3).

Objekt	Datum	Zeit (UT)	N11,9 (Jy)	N8,9 (Jy)	V (mag)	Em./Ab.
T Tau	06-02-02	02:11	13,8	10,8	9,6	
T Tau	24-12-02	01:40	14,1	9,93	9,6	
DG Tau B	25-12-02	04:56	1,14	0,60	20,5 ¹	A+
DG Tau	25-12-02	03:17	3,88	2,76	12,4 ²	
Haro 6-10 N	05-02-02	01:52	14,8	7,19		A+
Haro 6-10 N	06-02-02	00:41	14,0	7,19		A+
Haro 6-10 N	06-02-02	00:52	14,0	7,19		A+
Haro 6-10 N	24-12-02	04:44	15,6	6,33		A+
Haro 6-10 N	26-12-02	01:36	16,5	6,61		A+
Haro 6-10 N	26-12-02	01:51	16,5	6,61		A+
Haro 6-10 S	05-02-02	01:53	5,57	3,25	16,6 ²	A
Haro 6-10 S	06-02-02	00:42	5,25	3,68	16,6 ²	A
Haro 6-10 S	06-02-02	00:53	5,25	3,68	16,6 ²	A
Haro 6-10 S	24-12-02	04:45	4,14	2,89	16,6 ²	A
Haro 6-10 S	26-12-02	01:37	4,89	3,08	16,6 ²	A
Haro 6-10 S	26-12-02	01:52	4,89	3,08	16,6 ²	A
HL Tau	24-12-02	05:35	6,89	4,61	14,6*	A
GG Tau	24-12-02	03:08	0,80	0,71	12,3	E+
DO Tau	27-12-02	03:41	2,00	1,52	13,5	
DQ Tau	25-12-02	01:45	0,75	0,63	13,7	E
DR Tau	27-12-02	02:04	1,96	1,69	13,6	E
SU Aur	26-12-02	02:49	3,60	2,77	9,4	E+
GW Ori	26-12-02	04:08	6,30	4,36	9,9	E+
FU Ori	25-12-02	06:04	5,96	5,34	8,9	E
Z CMa	06-02-02	03:28	164	145	9,9	
Z CMa	26-12-02	05:36	132	114	9,9	
BBW 76	27-12-02	05:06	0,63	0,56	12,2 ³	E
CR Cha	25-12-02	07:15	0,77	0,57	11,4	E+
TW Hya	07-06-02	02:12	0,61		11,1	E+
TW Hya	25-12-02	08:36	0,62		11,1	E+
VW Cha	27-12-02	06:27	0,74	0,75	12,6	E
Glass I	05-02-02	09:17	9,69	7,40	13,3	E+
Glass I	06-02-02	06:37	7,82	6,22	13,3	E+
Glass I	08-06-02	00:32	9,75		13,3	E+
Glass I	24-12-02	07:26	8,24	5,51	13,3	E+
Ced111 IRS5	08-06-02	02:14	7,33			
Ced111 IRS5	26-12-02	08:47	6,33			
VZ Cha	26-12-02	07:19	0,50			E
WW Cha	08-06-02	02:53	5,89	4,48	13,3	E+
WW Cha	24-12-02	08:26	4,59		13,3	E+
DK Cha	08-06-02	03:48	32,7		18,6 ⁴	A
Sz 82	08-06-02	04:58	0,58		12,1	E
RU Lup	07-06-02	04:12	2,40		11,4	E
AS 205 NE	07-06-02	05:41	6,37			E
AS 205 NE	07-06-02	05:49	6,37		} 12,1	E
AS 205 SW	07-06-02	05:03	2,05			E+
HBC 639	06-02-02	08:48	2,77	2,08	14,8	E
Elias 29	08-06-02	07:01	29,1	2,09		A+
Haro 1-16	08-06-02	07:23	0,94		12,6	E+
AK Sco	07-06-02	06:18	2,10		9,1	E+
S CrA NW	07-06-02	09:28	3,37			E
S CrA NW	08-06-02	09:14	3,37		} 10,7	E
S CrA SE	07-06-02	09:29	1,69			E
S CrA SE	08-06-02	09:32	1,69		E	
VV CrA SW	07-06-02	08:34	19,6		13,1 ⁵	A
VV CrA NE	07-06-02	08:56	8,61			A+

Referenzen: 1:Mundt & Fried (1983) ,2:Kenyon & Hartmann (1995), 3:Reipurth et al. (2002), 4:Hughes et al. (1991), 5:Marraco & Rydgren (1981), alle anderen V-Helligkeiten: SIMBAD Datenbank.

* HL Tau: V-Helligkeit des umgebenden Reflexionsnebel, Objekt im Visuellen nicht beobachtbar.

2.4.1 Fehleranalyse

Mit Hilfe von wiederholt gemessenen Spektren desselben Objektes wurde eine Fehleranalyse zur Beurteilung der Qualität der Daten durchgeführt. Um auszuschließen, dass eine mögliche Variabilität des Objektes einen nicht vorhandenen Messfehler vortäuschen könnte, wurden nur jeweils solche Datensätze verglichen, die während einer Messkampagne aufgenommen wurden. Im Einzelnen handelte es sich um jeweils zwei Spektren von Glass I (vom 6.+7. Feb.), Haro 6-10 (vom 5.+6. Feb. sowie vom 24.+26 Dez.) und S CrANW (vom 7.+8. Jun.). Aus jedem Daten-Paar wurde das mittlere Spektrum und der prozentuale Fehler berechnet. Die Fehler aller vier Daten-Paare wurden dann gemittelt. Das Ergebnis ist im letzten Plot von Abbildung 2.13 zu sehen. Im Durchschnitt beträgt der Fehler im Spektrum 9 %. Da die Helligkeit der zur Analyse benutzten Objekte verglichen mit anderen Objekten relativ groß ist (Tab. 2.6), kann der statistische Fehler bei schwachen Objekten ggf. auch größer sein.

Einige der Objekte wurden auch mit dem Instrument ISOPHOT des weltraumgestützten *Infrared Space Observatory*, kurz ISO, beobachtet. Das Instrument erlaubte spektroskopische Beobachtungen in den Bereichen 2,5–4,9 μm und 5,8–11,6 μm . Es ist also eine Überlappung mit dem Spektralbereich der TIMMI2-Messungen vorhanden. Bei einigen ausgewählten Objekten, von denen auch ISOPHOT-Spektren vorhanden sind, wurden diese zur Aufdeckung von möglichen systematischen Fehlern zusammen mit den TIMMI2-Spektren geplottet (Abb. 2.14). Der Vergleich der TIMMI2-Daten mit den ISOPHOT-Daten zeigt in den meisten Fällen eine gute Übereinstimmung. In einigen Fällen sind Abweichungen von mehr als dem statistischen Fehler von 9 % der TIMMI2-Daten vorhanden. Der Grund hierfür wird in der Variabilität der betreffenden Objekte angenommen (z.B. bei VV CrA, s. Abs. 4.3.1).

2.4.2 Auftreten von Silikatemission und -absorption

Der Ursprung für die Silikatemission wird in der oberen, optisch dünnen Staubschicht der ansonsten optisch dicken Akkretionsscheibe angenommen. Diese Schicht wird durch die Strahlung des zentralen Sterns aufgeheizt, so dass das Silikatband in Emission erscheint. Von einigen Objekten ist bekannt, dass der Inklinationwinkel, unter dem die Scheibe beobachtet wird, klein ist: man blickt direkt auf die heiße obere Schicht der Scheibe. Das ist der Fall bei TW Hya mit $i \approx 0^\circ$ (Krist et al. 2000) und GG Tau mit $i \approx 37^\circ$ (Silber et al. 2000). Diese beiden Objekte zeigen deutlich ausgeprägte Silikatemission, was mit der Theorie im Einklang ist.

Im Fall von DG Tau B beträgt der Inklinationwinkel dagegen $i \approx 90^\circ$, so dass die Scheibe in der Äquatorialebene beobachtet wird (Abb. 1.2 der Einleitung). In der Sichtlinie befindet sich das kühlere Material der äußeren Scheibe vor den helleren inneren Bereichen. Das Silikatband sollte daher in Absorption beobachtet werden, was auch der Fall ist. Für eine große optische Tiefe spricht auch die schwache visuelle Helligkeit von $V_{\text{DGTauB}} = 20,5 \text{ mag}$ im Vergleich zu der für T Tauri-Sterne der Taurus-Region ohne Silikatabsorption typischen Helligkeit von $V \approx 13 \text{ mag}$.

Ein weiteres Objekt mit Silikatabsorption ist HL Tau. Auch hier liegt starke Extinktion

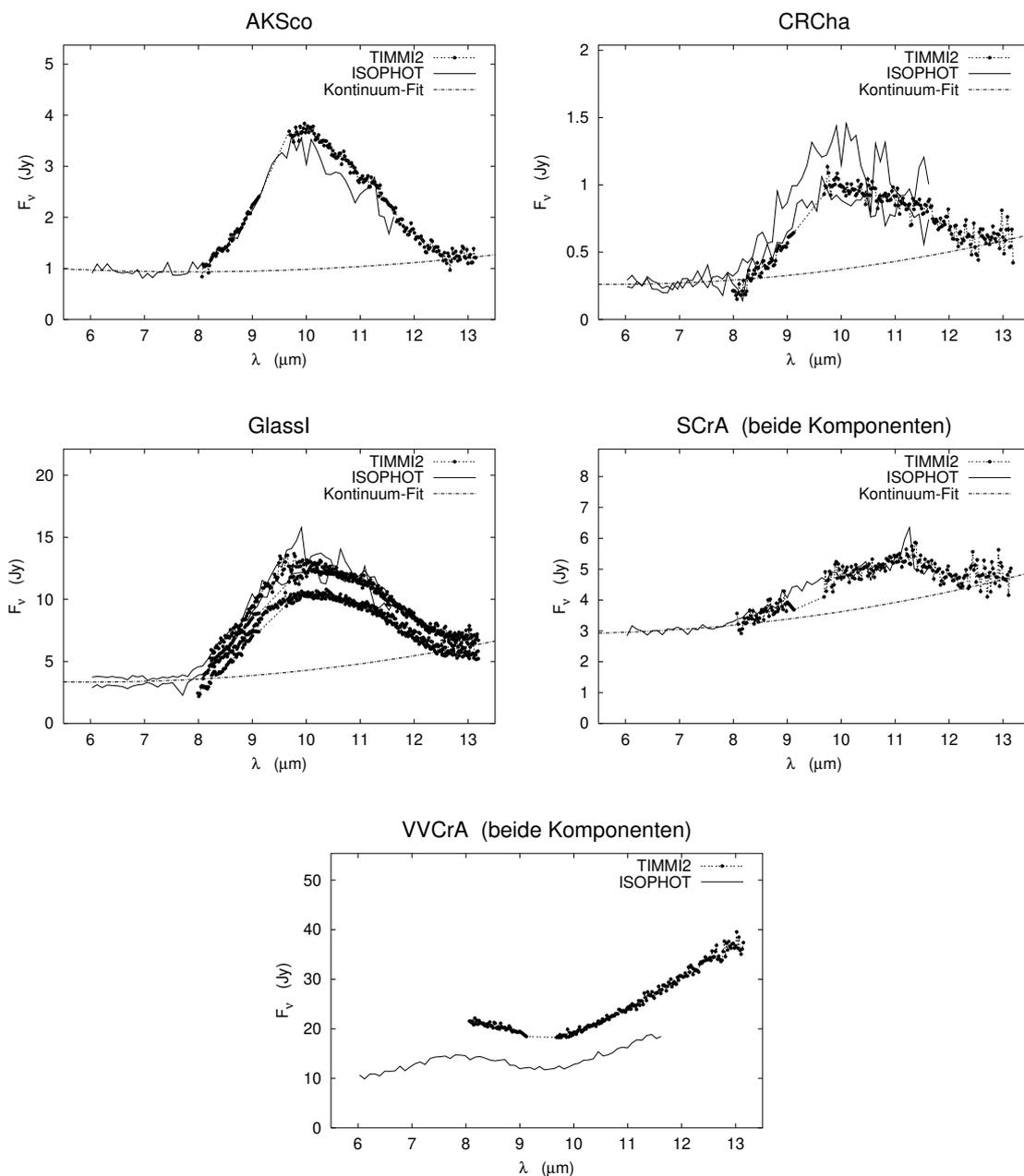


Abbildung 2.14: Der Vergleich von TIMMI2-Daten mit ISOPHOT-Daten zeigt in den meisten Fällen eine gute Übereinstimmung. Im Fall von VVCrA wird die Diskrepanz auf Variabilität des Objektes zurückgeführt (Abs. 4.3.1). Zur Bestimmung des Kontinuums wurde bei den Emissions-Spektren ein quadratisches Polynom an alle Datenpunkte unter $8\mu\text{m}$ und über $13\mu\text{m}$ gefittet (näheres dazu im Abs. 2.5, „Analyse der Silikat-Emissionsspektren“).

vor. Das Objekt ist im Visuellen nicht beobachtbar, sondern lediglich der umgebende Reflexionsnebel (Stapelfeldt et al. 1995). Men'shchikov et al. (1999) zeigte mit Modellrechnungen, dass ein Staub-Torus die Beobachtung des Objektes im Visuellen verhindert. Der kühlere Staub der äußeren Regionen des Torus kann auch für die beobachtete Silikatsabsorption verantwortlich gemacht werden.

Wie bereits erwähnt ist auch bei Objekten mit Infrarot-Begleiter, wie Haro 6-10 und VV CrA, mit in der Sichtlinie vorhandenem diffusen Staub und somit starker Extinktion zu rechnen. Auch bei diesen Objekten wird das Silikatband in Absorption beobachtet. Die Beobachtung des Silikatbandes in Emission oder Absorption lässt sich also in den meisten Fällen mit dem Einfluss des Inklinationwinkels oder dem Vorhandensein von diffusem Staub in der Sichtlinie erklären. Im folgenden Abschnitt soll eine genauere Untersuchung des Silikatbandes in Emission beschrieben werden. Wie sich zeigen wird, besteht eine Beziehung zwischen der Stärke und der expliziten Form des Emissionsbandes.

2.5 Analyse der Silikat-Emissionsspektren

Bei näherer Betrachtung der gemessenen T Tauri-Spektren mit dem Silikatband in Emission fällt auf, dass sowohl die Form des Spektrums als auch die Stärke der Emission variiert. Das Spektrum mancher Objekte, wie z.B. AK Sco, AS 205 SW und Haro 1-16, zeigt einen spitzen Verlauf mit einem ausgeprägten Maximum bei $\lambda = 9,8 \mu\text{m}$. Bei anderen Objekten ist die Form der Silikatemission flacher bzw. plateauartig, wie z.B. bei DR Tau, RU Lup und HBC 639. Die Emission scheint bei diesen Objekten gleichzeitig nicht so stark zu sein, wie bei jenen mit spitzem Verlauf. Generell ist die Form und die Stärke des Silikatspektrums mit Staubparametern wie chemischer Zusammensetzung und Korngröße verknüpft (Abs. 2.1). In der Arbeit von Bouwman et al. (2001) wurde der Einfluss der Korngröße auf das Silikatspektrum analysiert. Demnach ist der Effekt der Staubteilchen-Größe besonders wichtig bei amorphem Olivin. Vergleicht man den Absorptionskoeffizienten von Olivin mit einer Korngröße von $0,1 \mu\text{m}$ mit dem von Olivin mit einer Korngröße von $2,0 \mu\text{m}$ (Abb. 2.4), so fällt auf, dass auch hier der Verlauf einmal stark ausgeprägt ist und ein Maximum bei $\lambda = 9,8 \mu\text{m}$ aufweist. Im anderen Fall ist der Verlauf relativ schwach und plateauartig. Um einen möglichen Zusammenhang zwischen Form und Stärke des Emissionsbandes auch in den gemessenen Spektren der T Tauri-Sterne aufdecken zu können, müssen diese Eigenschaften zunächst quantifiziert werden.

2.5.1 Quantisierung der Stärke und Form der Emissionsspektren

Zur Beurteilung der Stärke des Emissionsbandes ist die Kenntnis der Lage des Kontinuums im Spektrum notwendig. Das Kontinuum kann in Spektralbereichen bestimmt werden, in denen keine Emissions- oder Absorptionsmerkmale von Silikaten oder anderen Stoffen vorhanden sind. Andererseits sollten – da auch das Kontinuum einen

wellenlängenabhängigen Verlauf hat – die Bereiche zu dessen Bestimmung nahe am Silikatband sein. Bei der Durchsicht von theoretisch ermittelten und im Labor gemessenen Spektren von verschiedenen Silikaten zeigte sich, dass zum einen der Bereich von $5\ \mu\text{m}$ bis $8\ \mu\text{m}$ diesen Anforderungen genügt. Zum anderen findet sich bei $13\ \mu\text{m}$ bis $14\ \mu\text{m}$ ein weiterer Bereich, der abgesehen von einem schwachen Einfluss von Enstatit frei von spektralen Merkmalen ist (Bouwman et al. 2001, Henning et al. 1995). Bei den gemessenen T Tauri-Spektren kann ein Einfluss von Enstatit ohnehin, wenn überhaupt, nur sehr gering sein, da dieses Silikat ein auffälliges Spektrum mit zahlreichen Maxima hat (z.B. bei $9,2\ \mu\text{m}$, $9,4\ \mu\text{m}$ und $11,5\ \mu\text{m}$), diese jedoch nicht erkennbar sind.

Die TIMMI2-Messungen der T Tauri-Spektren umfassen einen Bereich von $\lambda = 8,0\ \mu\text{m}$ – $13,2\ \mu\text{m}$, am langwelligen Ende des Bereiches erfolgte daher die Messung des Kontinuums. Am kurzwelligen Ende muss dies jedoch nicht mit Sicherheit der Fall sein. Hier kann die Zuhilfenahme von ISOPHOT-Spektren nützlich sein, da diese im Bereich von $\lambda = 5,8\ \mu\text{m}$ – $11,6\ \mu\text{m}$ Daten zur Verfügung stellen. In Abbildung 2.14 wurden die TIMMI2-Daten mit ISOPHOT-Daten verglichen. Man erkennt, dass bei den Spektren mit Silikatemission im Bereich von $6\ \mu\text{m}$ bis $8\ \mu\text{m}$ die Emission in den flachen Verlauf des Kontinuums übergeht. Zur Bestimmung des Kontinuums im Bereich des Silikatbandes wurde ein quadratisches Polynom an die ISOPHOT-Datenpunkte unterhalb von $8\ \mu\text{m}$ und an die TIMMI2-Datenpunkte oberhalb von $13\ \mu\text{m}$ gefittet. Der Verlauf der gefitteten Kurve zeigt, dass auch die TIMMI2-Daten bei $8\ \mu\text{m}$ das Kontinuum gerade erreichen. Im Bereich des Silikatbandes ist der Verlauf außerdem weitestgehend linear. Da nicht von allen mit TIMMI2 gemessenen Objekten auch ISOPHOT-Daten zur Verfügung stehen, andererseits jedoch zum besseren Vergleich der Spektren das Kontinuum bei allen Objekten auf die gleiche Art und Weise bestimmt werden sollte, wurde folgende Vorgehensweise gewählt: Das Kontinuum wurde an den äußeren Enden des TIMMI2-Bereiches, bei $8,2\ \mu\text{m}$ und bei $13,0\ \mu\text{m}$, gemessen. Um die Genauigkeit bei der Bestimmung der Punkte zu erhöhen wurde jeweils ein kleiner Bereich von $\pm 0,2\ \mu\text{m}$ um die Punkte gemittelt. Im Bereich zwischen diesen Punkten wurde das Kontinuum linear interpoliert.

Mit Kenntnis des Kontinuums können nun kontinuum-normalisierte Spektren berechnet werden. Diese wurden berechnet nach:

$$F_{norm}(\lambda) = 1 + \frac{F_{total}(\lambda) - F_{kont}(\lambda)}{\langle F_{kont}(\lambda) \rangle} \quad (2.11)$$

mit

- $F_{norm}(\lambda)$: kontinuum-normalisierter Fluss,
- $F_{total}(\lambda)$: Gesamtfluss im gemessenen Spektrum,
- $F_{kont}(\lambda)$: Fluss des Kontinuums,
- $\langle \dots \rangle$: arithmetisches Mittel im Bereich $\lambda = 8\ \mu\text{m} - 13\ \mu\text{m}$.

Der Vorteil dieser Definition ist, dass die Form des Spektrums erhalten bleibt, auch wenn das Kontinuum einen abfallenden oder ansteigenden Verlauf hat. Im Falle eines konstanten Kontinuums geht diese Definition in die oft verwendete Form $F_{norm} =$

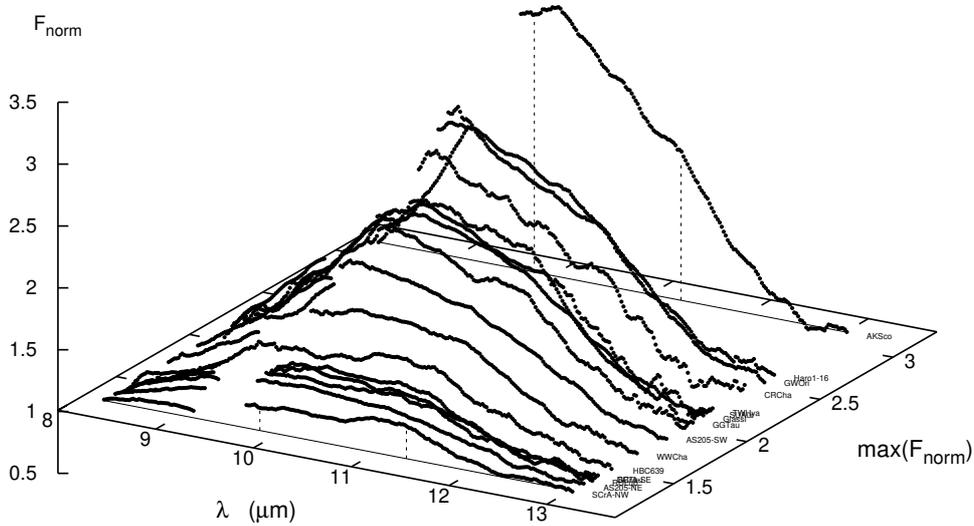


Abbildung 2.15: Kontinuum-normalisierte Emissionsspektren ausgewählter T Tauri-Sterne sortiert nach der Stärke der Emission. Zur besseren Darstellung wurden nur Spektren mit $S/N > 2$ geplottet und die Spektren mit einem Boxcar-Filter geglättet (Box-Breite = $0,3 \mu\text{m}$). Die Stärke ist definiert als Höhe des Maximums über dem Kontinuum. Es ist ein kontinuierlicher Übergang von schwachen Spektren mit plateauartigem Verlauf zu starken Spektren mit spitzem Verlauf zu erkennen.

F_{total}/F_{kont} über. Im nächsten Schritt wurde das Fluss-Maximum in den kontinuum-normalisierten Spektren bestimmt. Dieser Wert ist wegen der Normalisierung unabhängig von der intrinsischen Helligkeit des betreffenden Objektes und wird im Folgenden als Indikator für die Emissions-Stärke benutzt.

In Abbildung 2.15 sind die Emissionsspektren von ausgewählten T Tauri-Sternen nach ihrer Stärke sortiert geplottet. Die Auswahl erfolgte nach der Stärke des Silikatbandes bzgl. des Rauschens im Spektrum. Die Stärke des Silikatbandes ist die Höhe über dem Kontinuum. Das Rauschen wurde im Bereich von $12,55 \mu\text{m}$ bis $13,05 \mu\text{m}$ durch Berechnung der Standardabweichung ermittelt. Geplottet wurden alle Emissionsspektren mit einem Verhältnis der Stärke zum Rauschen (S/N) größer als 2. Man erkennt deutlich den Übergang von schwachen, plateauartigen Spektren zu starken Spektren mit spitzem Verlauf.

Zur Untersuchung der Form der Emissionsspektren wurde einem Ansatz gefolgt, der auch von van Boekel et al. (2003) zur Analyse von Spektren von Herbig Ae/Be-Sternen angewandt wurde. Der Indikator für die Form des Spektrums ist gegeben durch das Verhältnis der Flüsse bei $\lambda_1 = 11,3 \mu\text{m}$ und $\lambda_2 = 9,8 \mu\text{m}$. Wie die vertikalen, gestrichelten Linien im Plot von Abbildung 2.15 veranschaulichen sollen, variiert das Flussverhältnis beim Übergang von plateauartigen zu spitzen Spektren. Zur expli-

Korrelation von Stärke und Form der Silikatemission von T Tauri–Sternen

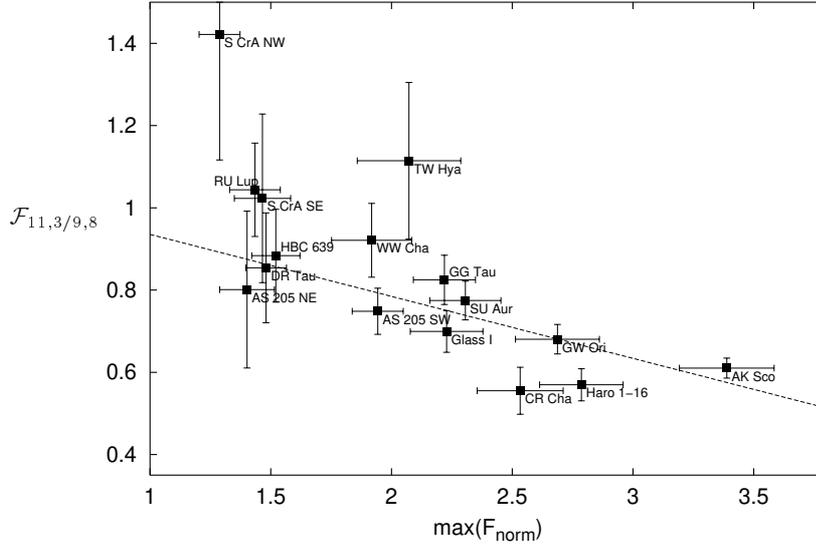


Abbildung 2.16: Korrelation von Stärke und Form der Silikatemission. Die Stärke ist definiert durch den maximalen kontinuum-normalisierten Fluss, die Form durch das Emissions-Flussverhältnis bei $11,3 \mu\text{m}$ zu dem bei $9,8 \mu\text{m}$. Der lineare Fit durch die Datenpunkte ist gestrichelt eingezeichnet.

ziten Bestimmung des Form-Indikators $\mathcal{F}_{11,3/9,8}$ wurde das jeweilige Kontinuum vom gemessenen Gesamtfluss bei λ_1 bzw. λ_2 subtrahiert and anschließend das Verhältnis gebildet:

$$\mathcal{F}_{11,3/9,8} = \frac{F_{total}(\lambda_1) - F_{kont}(\lambda_1)}{F_{total}(\lambda_2) - F_{kont}(\lambda_2)}. \quad (2.12)$$

2.5.2 Korrelation von Stärke und Form der Emissionsspektren

Wird zu jedem Objekt⁹ das Flussverhältnis $\mathcal{F}_{11,3/9,8}$ gegen die Stärke der Emission in ein Diagramm eingetragen¹⁰, so tritt eine deutliche Korrelation zwischen diesen beiden Größen zu Tage (Abb. 2.16). Objekte mit starker Silikatemission haben kleine Flussverhältnisse $\mathcal{F}_{11,3/9,8}$ bis hinunter zu 0,5, während Objekte mit schwacher Silikatemission ein $\mathcal{F}_{11,3/9,8}$ von etwa 1 aufweisen (im Fall von S CrA NW sogar 1,4). Zwischen diesen beiden Extremen sind die Datenpunkte kontinuierlich verteilt. Der gewichtete Fit der linearen Funktion $y = a + bx$ an die Datenpunkte ergibt für die Koeffizienten: $a = 1,08 \pm 0,10$ und $b = -0,15 \pm 0,04$.

Die dargestellten Fehlerkreuze (2σ -Fehler) resultieren aus der Analyse von zwei möglichen Fehlerquellen. Zum einen wurde die Unsicherheit bei der Bestimmung des Flussverhältnisses und der Stärke der Emission ermittelt, die durch das Rauschen in den Spektren gegeben ist. Dazu wurde die Standardabweichung der Datenpunkte von

⁹Es wurden nur Objekte verwendet, deren Emissionsspektren mit einem $S/N > 2$ gemessen wurden (Abs. 2.5.1).

¹⁰Im Fall von mehrfachen Messungen eines Objektes wurden die Werte gemittelt.

2.5.3 Identifikation verschiedener Silikate

Die beobachtete Korrelation zwischen Form und Größe der Silikat-Emissionsspektren lässt sich qualitativ durch das Vorhandensein von verschiedenen Staubkorngrößen erklären. Es wurde bisher jedoch keine Aussage über den quantitativen Gehalt an Staub verschiedener Korngrößen oder Zusammensetzungen gemacht. In diesem Abschnitt soll die Analyse der Form der Silikat-Emissionsspektren in quantitativer Weise erfolgen. Grundlage dazu bilden die theoretischen Silikatspektren von Bouwman et al. (2001), die im einleitenden Abschnitt dieses Kapitels in Abbildung 2.4 gezeigt wurden. Bei Betrachtung der theoretischen Spektren fallen deutliche Unterschiede bei den verschiedenen Silikaten auf. Neben der schon diskutierten Abhängigkeit von der Korngröße bei Olivin, ist zu erkennen, dass auch die Spektren der kristallinen Silikate Enstatit, Forsterit und Quarz bestimmte Merkmale haben. Enstatit weist ein Spektrum mit vielen Nebenmaxima auf (z.B. bei $\lambda = 9,2 \mu\text{m}$, $9,4 \mu\text{m}$ und $11,5 \mu\text{m}$), während Forsterit im Wesentlichen nur ein Hauptmaximum bei $\lambda = 11,3 \mu\text{m}$ hat. Quarz zeigt ein starkes Maximum bei $\lambda = 9 \mu\text{m}$ und ein schwächeres bei $\lambda = 12,5 \mu\text{m}$, im Bereich dazwischen beträgt der Absorptionskoeffizient Null. Beim Vergleich der theoretischen Spektren mit den beobachteten können auch bei diesen die verschiedenen Merkmale identifiziert bzw. nicht identifiziert werden. Im Einzelnen handelt es sich um:

Olivin mit Korngrößen $0,1 \mu\text{m}$ und $2,0 \mu\text{m}$: Beide typischen Formen sind bei den beobachteten Spektren zu erkennen. Ein hoher Anteil an Olivin ist definitiv vorhanden (Grundlage der Untersuchung in Abschnitt 2.5.2).

Forsterit: Die bei vielen Spektren erkennbare „Schulter“ bei $\lambda = 11,3 \mu\text{m}$ kann durch Emission von Forsterit bewirkt sein (z.B. GG Tau). Bei manchen Spektren (z.B. S CrA NW) ist das Nebenmaximum bei $\lambda = 11,3 \mu\text{m}$ nicht allein durch das plattenauförmige Spektrum von $2,0 \mu\text{m}$ -Olivin erklärbar. Ein zusätzlicher Anteil von Forsterit ist wahrscheinlich.

Enstatit: Das auffällige Spektrum von Enstatit mit seinen vielen Nebenmaxima kann in den beobachteten Spektren nicht eindeutig identifiziert werden. Der Anteil von Enstatit kann, wenn überhaupt vorhanden, nur gering sein.

Quarz: Ähnlich wie bei Enstatit kann auch das auffällige Spektrum von Quarz nicht eindeutig identifiziert werden. Der Anteil ist als gering einzustufen.

An dieser Stelle soll noch kurz auf das mögliche Vorkommen von PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) eingegangen werden, welche ein typisches Infrarotspektrum mit Merkmalen, u.a. bei $\lambda = 8,2 \mu\text{m}$ und bei $\lambda = 11,3 \mu\text{m}$ aufweisen (s. Abb. 2.18, Siebenmorgen & Krügel 1992, Roelfsema et al. 1996). Es kann daher mit Forsterit verwechselt werden, dass ebenfalls bei $\lambda = 11,3 \mu\text{m}$ ein Maximum hat. Darüber hinaus könnte eventuell sogar das Kontinuum bei $\lambda = 8 \mu\text{m}$ durch möglicherweise vorhandene PAH-Emission falsch bestimmt worden sein, was zu einer fehlerhaften Analyse der Emissionsspektren geführt hätte. Allerdings sprechen zwei Gründe gegen ein Auftreten von PAH-Emission in den Spektren der T Tauri-Sterne: 1.) PAHs werden durch UV-Strahlung angeregt und re-emittieren im Infrarotbereich. PAH-Emission wird häufig bei

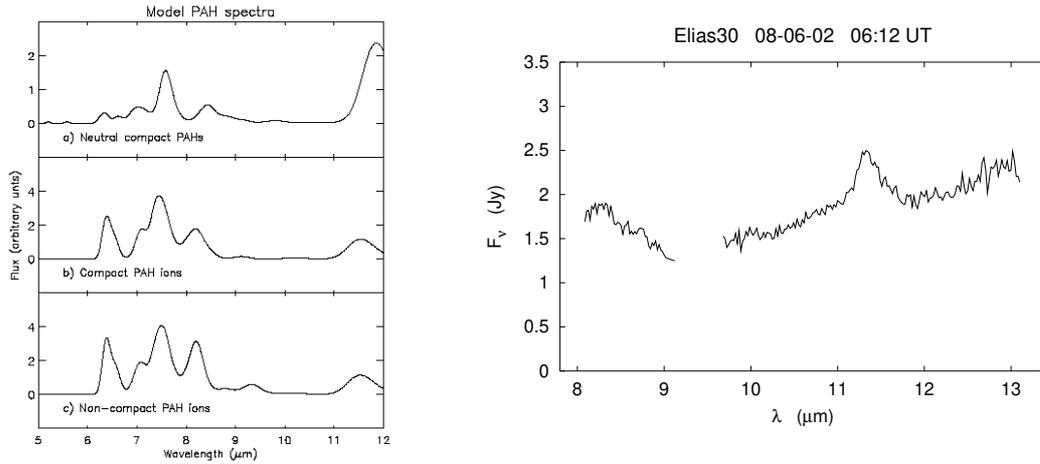


Abbildung 2.18: *Links*: Infrarotspektren von neutralem PAH (oben), kompakten PAH-Ionen (mitte) und nicht-kompakten PAH-Ionen (unten, Labomessungen von Roelfsema et al. 1996) *Rechts*: Infrarotspektrum des Objektes Elias30. Die auffälligen Maxima bei $\lambda = 8,2 \mu\text{m}$ und $11,3 \mu\text{m}$ sind auf PAH-Emission zurückzuführen. Derartige Merkmale sind in den Spektren der T Tauri-Objekte nicht sichtbar (vgl. Abb. 2.10–2.13).

den massereichen Herbig Ae/Be-Sternen beobachtet. T Tauri-Sterne – als massearme Sterne – emittieren jedoch nicht genügend stark im UV-Bereich um PAH-Emission anzuregen (Natta & Krügel 1995). 2.) Die Form des PAH-Spektrums unterscheidet sich deutlich von der bei den T Tauri-Spektren beobachteten „Schulter“ bei $\lambda = 11,3 \mu\text{m}$. Das Spektrum des Sterns Elias 30 (Abb. 2.18, rechts) zeigt beispielsweise die auffällig spitze PAH-Emission bei $\lambda = 8,2 \mu\text{m}$ und $11,3 \mu\text{m}$. Ein Merkmal dieser Form ist in der Auswahl an beobachteten T Tauri-Sternen jedoch nicht aufgetreten. PAH-Emission kann also ausgeschlossen werden.

2.5.4 Bestimmung der Staub-Zusammensetzung

Auf Grundlage der oben beschriebenen Identifikation bzw. Nicht-Identifikation der typischen Merkmale verschiedener Silikate wurde folgender Ansatz zur Berechnung von Modell-Emissionsspektren verwendet:

$$\kappa_{model} = a_1 \kappa_{oli\ 0,1} + a_2 \kappa_{oli\ 2,0} + a_3 \kappa_{fors} \quad (2.13)$$

mit

- $\kappa_{oli\ 0,1}$: Absorptionskoeffizient von amorphem Olivin mit Korngröße $0,1 \mu\text{m}$,
- $\kappa_{oli\ 2,0}$: Absorptionskoeffizient von amorphem Olivin mit Korngröße $2,0 \mu\text{m}$,
- κ_{fors} : Absorptionskoeffizient von kristallinem Forsterit,
- $a_{1,2,3}$: Proportionalitätsfaktoren.

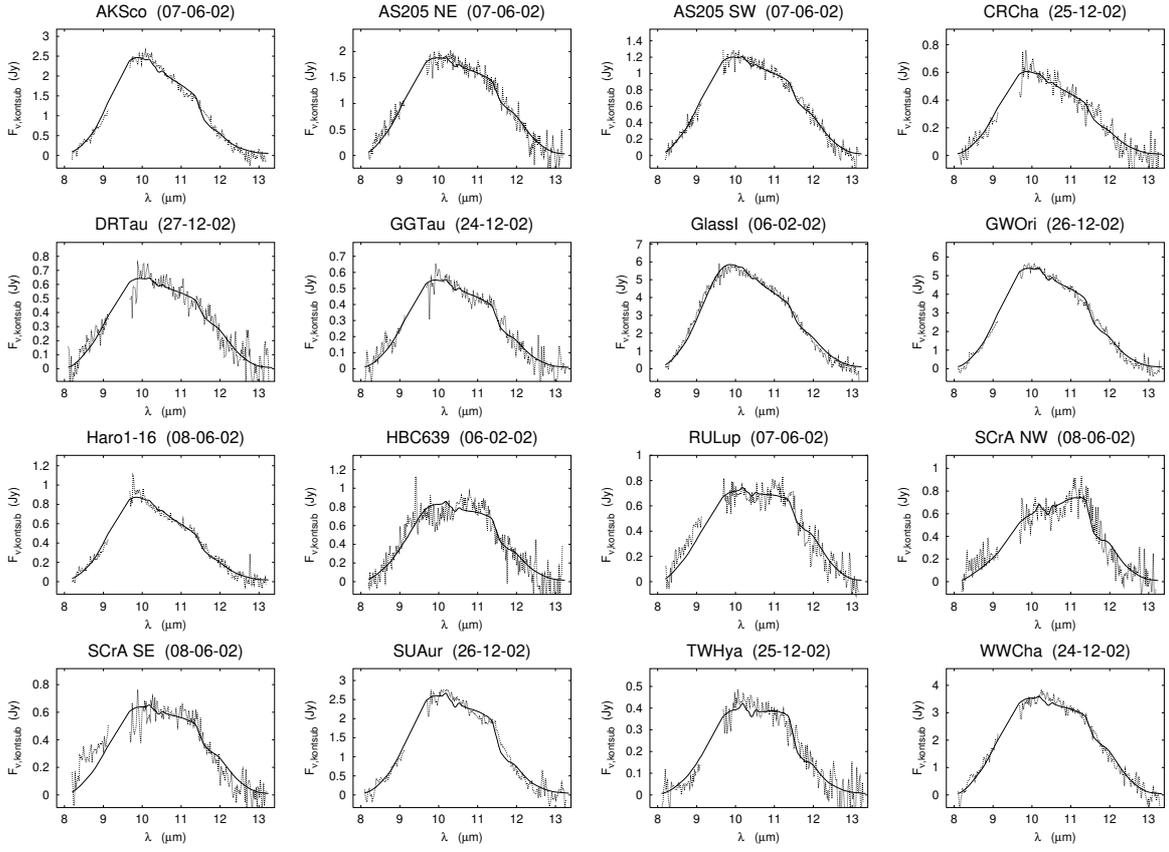


Abbildung 2.19: Kontinuum-subtrahierte Emissionsspektren (gepunktete Linie) und gefittete theoretische Spektren (durchgezogene Linie). Die theoretischen Spektren sind jeweils Linearkombinationen aus Spektren von amorphem Olivin der Korngrößen $0,1 \mu\text{m}$ und $2,0 \mu\text{m}$ und kristallinem Forsterit.

In die Berechnung der Emission $F_{\nu,em}$ von optisch dünnen Schichten geht nach Formel

$$F_{\nu,em} = \tau_{\nu} \cdot B(T) \quad (2.14)$$

die Plancksche Strahlungskurve $B(T)$ der emittierenden Staubschicht der Temperatur T ein. Diese kann in Abhängigkeit von der Entfernung vom zentralen Stern zwischen 1000 K und 100 K betragen. Die Strahlungskurve zeigt je nach Temperatur einen schwach ansteigenden oder abfallenden Verlauf. Bei 300 K fällt das Maximum der Strahlungskurve in den Spektralbereich um $\lambda = 10 \mu\text{m}$ und ist im beobachteten Bereich annähernd konstant. Als Näherung soll für die weitere Rechnung angenommen werden, dass der Verlauf konstant ist und somit die Stärke der Emission nur von der optischen Tiefe τ_{ν} abhängt. Diese berechnet sich aus dem Absorptionskoeffizienten κ und der Dichte ρ entlang der Wegstrecke s nach

$$\tau_{\nu} = \int_0^s \kappa \rho ds. \quad (2.15)$$

Die Proportionalitätsfaktoren $a_{1,2,3}$ aus dem Modellansatz 2.13 können als Dichte des

Tabelle 2.7: Relative Massenanteile von Olivin mit den Korngrößen $0,1 \mu\text{m}$ und $2,0 \mu\text{m}$ und Forsterit in der Scheibenatmosphäre ausgewählter T Tauri-Sterne. Die Anteile wurden durch den Fit von Modellspektren an die gemessenen Emissionsspektren ermittelt. Im Fall von mehrfachen Messungen eines Objektes (AS 205 NE, Glass I und WW Cha) wurden die Werte gemittelt.

Objekt	Olivin $0,1 \mu\text{m}$ $m_{oli\ 0.1}/m_{total}$	Olivin $2,0 \mu\text{m}$ $m_{oli\ 2.0}/m_{total}$	Forsterit m_{fors}/m_{total}
AK Sco	0,883	0,000	0,117
AS 205 NE	0,392	0,528	0,080
AS 205 SW	0,446	0,475	0,079
CR Cha	0,701	0,219	0,080
DR Tau	0,398	0,534	0,068
GG Tau	0,626	0,259	0,115
Glass I	0,618	0,312	0,070
GW Ori	0,646	0,242	0,112
Haro 1-16	0,873	0,046	0,081
HBC 639	0,513	0,337	0,150
RU Lup	0,263	0,637	0,100
S CrA NW	0,123	0,633	0,244
S CrA SE	0,410	0,490	0,100
SU Aur	0,712	0,115	0,174
TW Hya	0,543	0,212	0,245
WW Cha	0,359	0,536	0,105

betreffenden Silikats aufgefasst werden. Durch einen Fit des Modellansatzes an die gemessenen Spektren können die Proportionalitätsfaktoren und somit die relativen Anteile der Silikate bestimmt werden. Es sei darauf hingewiesen, dass diese Vorgehensweise nur für optisch dünne Schichten zulässig ist. Es wird hier die Silikat-Zusammensetzung der Scheibenatmosphäre bestimmt. Die gängigen Scheibenmodelle nehmen an, dass zusätzlich eine optisch dicke Staubschicht in der Äquatorialebene der Scheibe vorliegt. Diese emittiert thermische Strahlung, die sich als Kontinuum im Spektrum bemerkbar macht. Zur Bestimmung der Staubzusammensetzung der Scheibenatmosphäre wurden daher die kontinuum-subtrahierten Spektren herangezogen (Abs. 2.5.1). In Abbildung 2.19 sind die kontinuum-subtrahierten Spektren der untersuchten Objekte¹¹ zusammen mit den gefitteten theoretischen Spektren dargestellt. Man erkennt, dass die gefitteten Spektren sehr gut die gemessenen Spektren reproduzieren. Aus den beim Fit bestimmten Proportionalitätsfaktoren wurden schließlich die relativen Anteile der Silikate bestimmt. Diese sind als Massenverhältnisse in Tabelle 2.7 aufgeführt.

Die ermittelten relativen Massenanteile von amorphem Olivin der Korngrößen $0,1 \mu\text{m}$ und $2,0 \mu\text{m}$, sowie von kristallinem Forsterit wurden schließlich gegen die Stärke der Silikatemission aufgetragen. Die Stärke der Silikatemission wurde wieder durch das Maximum der kontinuum-normierten Spektren definiert. Die Resultate sind in Abbildung 2.20 dargestellt. Wie schon bei der Analyse in Abschnitt 2.5.2, bei dem die Form der Emissionsspektren durch das Flussverhältnis bei $\lambda = 11,3 \mu\text{m}$ und $9,8 \mu\text{m}$ beschrieben

¹¹Es wurden auch hier nur Objekte verwendet, deren gemessene Emissionsspektren ein $S/N > 2$ haben.

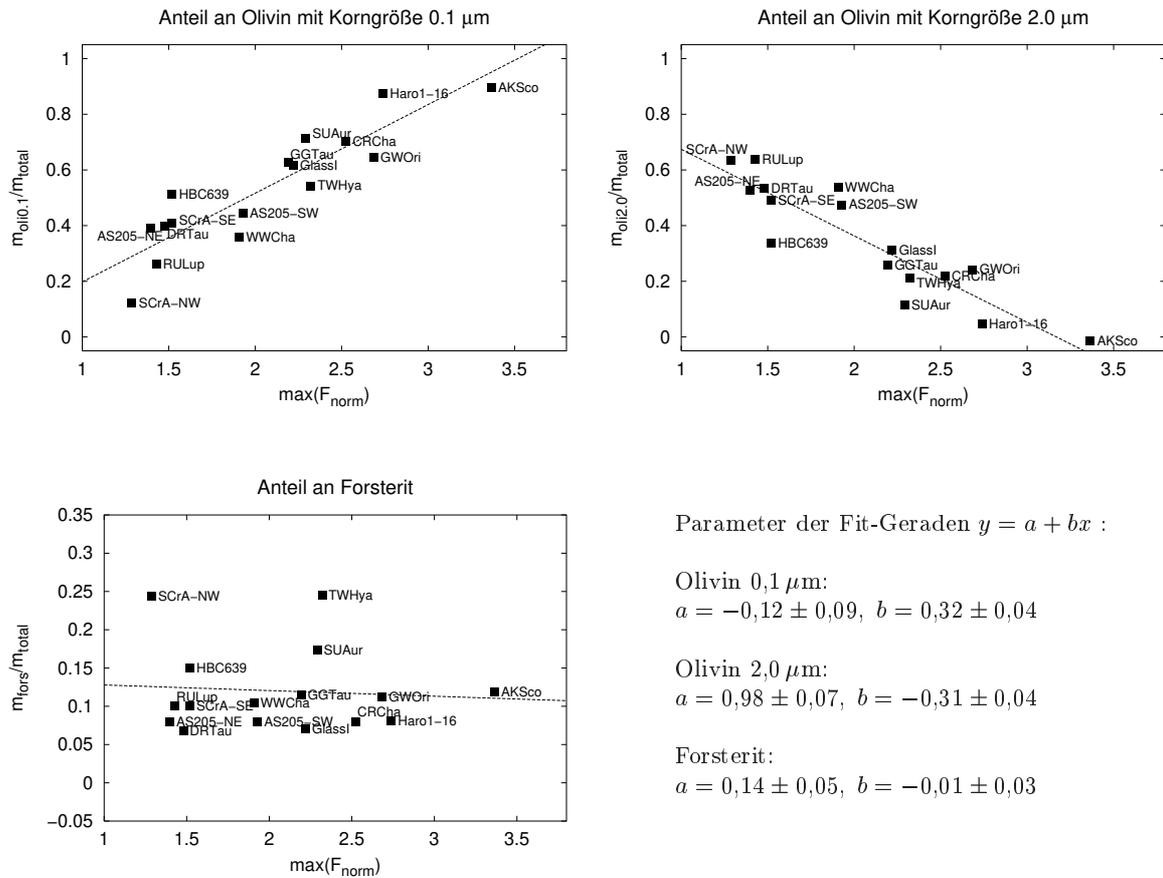


Abbildung 2.20: Anteil an amorphem Olivin der Korngröße 0,1 μm (oben links) und 2,0 μm (oben rechts) sowie kristallinem Forsterit (unten links) in Abhängigkeit von der Stärke der Silikatemission. Der Trend zu einem stärkeren Anteil von größeren Olivin-Staubkörnern bei Objekten mit schwächerer Silikatemission wird deutlich. Das Vorkommen von Forsterit ist hingegen unabhängig von der Stärke der Silikatemission.

wurde, tritt auch hier eine deutliche Korrelation einzelner Parameter mit der Stärke der Silikatemission zu Tage. Der Anteil von Olivin mit einer Korngröße von 0,1 μm nimmt mit zunehmender Stärke der Silikatemission zu. Objekte mit schwacher Silikatemission weisen einen relativen Anteil von etwa 25 % auf. Bei AK Sco, dem Objekt mit der stärksten Emission, liegt der Anteil bei ca. 90 %. Umgekehrt nimmt der Anteil von Olivin mit einer Korngröße von 2,0 μm mit zunehmender Stärke der Silikatemission ab. Hier variiert der relative Anteil von 0 % bis ca. 60 %. Der Forsterit-Anteil weist keine signifikante Abhängigkeit von der Stärke der Silikatemission auf und liegt konstant bei etwa 14 %.

Die Ergebnisse sind im Einklang mit der schon erwähnten Vermutung, dass die Variation der Form der Emissionsspektren auf eine Veränderung der Anteile verschiedener Korngrößen im Staub der Scheibenatmosphäre zurückzuführen ist. Objekte mit starker Silikatemission weisen demnach hauptsächlich Olivin mit kleinen Staubkörnern

auf, während der Anteil an größeren Staubkörnern bei Objekten mit schwächerer Silikatemission kontinuierlich zunimmt. Da der Absorptionskoeffizient von großen Olivin-Staubkörnern naturgemäß kleiner ist als der von kleinen Staubkörnern, ist der Trend in den Diagrammen nachvollziehbar. Bemerkenswert ist jedoch, dass die dominierende Staubkorngröße bei verschiedenen Objekten unterschiedlich ist und ein kontinuierlicher Übergang zwischen Objekten mit kleinen und großen Staubkörnern zu erkennen ist. Ein weiteres interessantes Ergebnis der Analyse ist, dass der Anteil von kristallinem Forsterit nicht mit der Stärke der Silikatemission korreliert ist.

2.6 Diskussion

Die dargestellte Analyse der Silikat-Emissionsspektren offenbarte bemerkenswerte Zusammenhänge bezüglich der Staubzusammensetzung der T Tauri-Scheiben. Die durchschnittliche Staubkorngröße des für die Emission verantwortlichen Staubes ist bei verschiedenen Objekten deutlich unterschiedlich. Dieser Befund soll in diesem Abschnitt in einen größeren Rahmen gestellt und interpretiert werden. Bevor auf die Interpretation eingegangen wird, sollen die gefundenen Zusammenhänge noch einmal zusammengefasst werden.

2.6.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Analyse der Emissionsspektren von T Tauri-Sternen hat folgende Ergebnisse gezeigt:

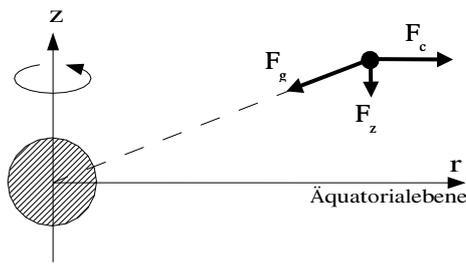
- Die Form des Silikatspektrums und die Stärke der Emission verschiedener T Tauri-Objekte sind miteinander korreliert. Starke Silikatemission geht mit einer spitzen Form des Spektrums einher, während bei schwächerer Emission das Spektrum eher plateauförmig ist.
- Die Form der Silikatspektren lässt sich durch die Emission einer Kombination von amorphem Olivin mit unterschiedlichen Korngrößen ($0,1 \mu\text{m}$ und $2,0 \mu\text{m}$) und kristallinem Forsterit erklären.
- Der Anteil von Olivin mit einer Korngröße von $0,1 \mu\text{m}$ ist mit der Stärke der Emission korreliert. Bei Objekten mit schwacher Silikatemission ist der relative Anteil kleiner.
- Der Anteil von Olivin mit einer Korngröße von $2,0 \mu\text{m}$ ist ebenfalls mit der Stärke der Emission korreliert. Bei Objekten mit schwacher Silikatemission ist der relative Anteil größer.
- Der Anteil von kristallinem Forsterit ist unabhängig von der Stärke der Emission und beträgt durchschnittlich 15 % der Gesamtmasse der drei zur Beschreibung der Spektren benutzten Silikatkomponenten.

Es ist zu beachten, dass der Wirkungsquerschnitt pro Masse bei großen Staubkörnern kleiner ist als bei kleinen Staubkörnern. Dieser Effekt führt dazu, dass das Emissionsspektrum von Olivin mit einer Korngröße von $2,0 \mu\text{m}$ etwas schwächer ausgeprägt ist als das von Olivin mit einer Korngröße von $0,1 \mu\text{m}$. Aus diesem Grund ist es möglich, dass auch in Spektren, die von der Emission von kleinen Staubkörnern dominiert werden, ein gewisser (unentdeckter) Anteil von großen Körnern vorhanden sein kann. Umgekehrt ist jedoch auszuschließen, dass bei Objekten, dessen Spektren durch die Emission von großen Staubkörnern dominiert werden, ein erheblicher Anteil von kleinen zu finden ist. Die gefundene Korrelation zeigt also, dass es einen kontinuierlichen Übergang gibt zwischen Objekten mit folgenden Staub-Eigenschaften:

1. Staub, der hauptsächlich aus kleinen Olivin-Staubkörnern oder einer Mischung aus kleinen und großen Olivin-Staubkörnern besteht,
2. Staub, der hauptsächlich aus großen Olivin-Staubkörnern besteht und bei dem so gut wie keine kleinen Staubkörner auftreten.

Am Anfang dieses Kapitels (Abs. 2.1) wurde darauf hingewiesen, dass Silikatstaub bei den unterschiedlichsten astronomischen Objekten auftritt, die Spektren jedoch gewisse Unterschiede aufweisen. Vergleicht man die Form der Spektren vom Staub des interstellaren Mediums sowie des Kometen Halley (Abb. 2.2) mit den Emissionsspektren der hier untersuchten T Tauri-Sterne, so fallen Ähnlichkeiten auf: Das Spektrum des interstellaren Staubes ist vergleichbar mit dem der ersten oben aufgeführten Staub-Kategorie, während das Spektrum des Kometen Halley deutlich in die zweite Staub-Kategorie fällt. Sterne entwickeln sich aus interstellaren Staub- und Molekülwolken, Kometen stellen dagegen Überreste dieser Entwicklung dar. Es ist daher anzunehmen, dass der gefundene kontinuierliche Übergang zwischen den Staub-Kategorien während der Phase der T Tauri-Sterne von (im Wesentlichen) kleinen zu großen Staubkörnern führt.

Als Erklärung für den Übergang kommen verschiedene Mechanismen in Frage, die im Folgenden erläutert werden sollen. Zunächst sei noch einmal daran erinnert, dass die beobachtete Silikatemission von der Scheibenatmosphäre der Akkretionsscheiben stammt. Diese Schicht ist geometrisch vom Innenbereich zu unterscheiden. Die beobachtete Entwicklung findet also nur in einem bestimmten Bereich der Akkretionsscheibe statt. Der beschriebene Übergang könnte auch durch das Verschwinden der kleinen Teilchen und dem Verbleiben von größeren in diesem Bereich erklärt werden. Für einen solchen Prozess gäbe es verschiedene Möglichkeiten. Zum einen könnte eine unterschiedliche Zeit für das gravitative Absinken zur Äquatorialebene von kleinen und großen Staubkörnern dafür verantwortlich sein, dass schließlich nur große Staubkörner in der oberen Schicht zu finden sind (Sedimentation). Zweitens könnten die kleineren Staubkörner durch den Strahlungsdruck des zentralen Sterns aus einer anfangs vorhandenen Mischung von Staubkörnern verschiedener Größe „weggeblasen“ werden. Als dritte Möglichkeit kommt das Zusammenklumpen von kleinen Staubteilchen und die damit verbundene Bildung von größeren Partikeln in Frage (Koagulation).



$$\begin{aligned} \mathbf{F}_g &= -\gamma \frac{M_* m}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \\ \mathbf{F}_c &= m \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\omega}) \\ \mathbf{F}_z &= \mathbf{F}_g - \mathbf{F}_c \end{aligned}$$

M_* : Masse des Sterns
 m : Partikelmasse
 $\boldsymbol{\omega}$: Winkelgeschwindigkeit

Abbildung 2.21: Die Gravitationskraft F_g wird für Teilchen außerhalb der Äquatorialebene nur teilweise durch die Zentrifugalkraft F_c kompensiert, so dass eine Kraftkomponente F_z übrig bleibt. Diese Komponente bewirkt ein Absinken der Staubteilchen zur Mittelebene.

2.6.2 Staub-Sedimentation

Auf die Staubteilchen der Akkretionsscheibe wirken verschiedene Kräfte. Die dominierende Kraft im System ist die Gravitationskraft F_g des zentralen Sterns. Durch die Rotation der Staubteilchen um das Massenzentrum wird die Gravitationskraft für Teilchen in der Äquatorialebene durch die Zentrifugalkraft F_c kompensiert. Für Teilchen, welche sich nicht in der Äquatorialebene der Scheibe befinden verbleibt eine Kraftkomponente F_z , die parallel zur Rotationsachse orientiert ist und in Richtung zur Äquatorialebene zeigt (Abb. 2.21). Diese Komponente verursacht ein Absinken der Staubteilchen. Zwischen den Staubteilchen und dem Gas der Scheibe besteht eine Wechselwirkung in Form von Reibung. Ein Maß für die Reibung ist die Ankoppelzeit τ_f , welche die Zeitskala für die Angleichung der Geschwindigkeiten von Teilchen und Gas darstellt. Für Staubteilchen mit dem Radius a gilt (Klahr & Henning 1997)

$$\tau_f = \frac{a \rho}{c_s \rho_g} \quad (2.16)$$

mit

ρ : Dichte der Staubteilchen,
 ρ_g : Gasdichte in der Akkretionsscheibe,
 c_s : thermische Geschwindigkeit des Gases.

Durch eine verschieden starke Ankopplung von Teilchen unterschiedlicher Größe an das Gas der Scheibe wird eine verschieden starke Abbremsung beim Absinken bewirkt. Der Effekt führt zur Sedimentation, d.h. zur Trennung des Staubes unterschiedlicher Korngröße. Die Zeitskala t_s für das Absinken von Staubkörnern mit Radius a ist nach Chiang & Goldreich (1997) gegeben durch

$$t_s \approx \frac{\Sigma}{a\rho\Omega} \approx 10^7 \left(\frac{0,1\mu\text{m}}{a} \right) \text{yr} \quad (2.17)$$

mit

- Σ : Flächendichte der Akkretionsscheibe,
- ρ : Staubkorndichte,
- Ω : orbitale Winkelgeschwindigkeit.

Für einen durchschnittlichen Staubkorn-Durchmesser von $1\mu\text{m}$ ergibt sich für das Absinken die Zeit $t_s \approx 2 \cdot 10^6 \text{yr}$, was etwa der Lebenszeit der Scheibe entspricht. Es wäre also durchaus möglich, dass der Effekt beobachtbar ist. Allerdings ist die Zeitskala für das Absinken umgekehrt proportional zum Durchmesser der Staubteilchen, größere Teilchen sinken schneller ab als kleine. Im Gegensatz dazu wird durch die Beobachtungen ein Verbleiben von größeren Staubkörnern in den oberen Schichten der Scheibe belegt.

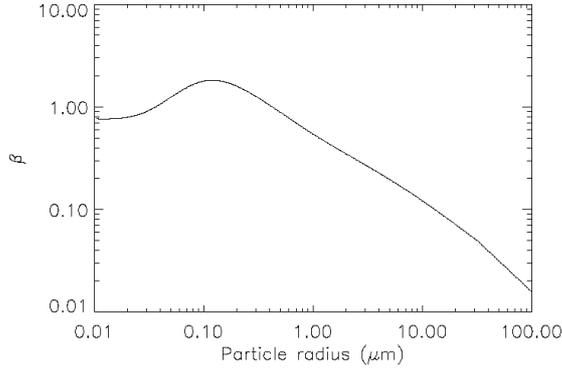
Der Mechanismus des Absinkens der Staubteilchen kann die Beobachtung daher nicht erklären. Vermutlich verhindert eine ständige Durchmischung des Staubes der Scheibenatmosphäre mit dem Inneren der Scheibe die Trennung der Teilchen verschiedener Größe.

2.6.3 Effekt des stellaren Strahlungsdrucks

Die Staubteilchen der Scheibenatmosphäre sind gerade jene, die direkt der stellaren Strahlung ausgesetzt sind. Der Strahlungsdruck des zentralen Sterns bewirkt eine Kraft, die auf diese Teilchen wirkt und sie nach außen drückt. Zusätzlich entsteht durch die Rotation um den zentralen Stern eine Wirkung auf das Staubteilchen, die als Poynting-Robertson-Effekt bekannt ist: Da sich die Staubteilchen quer zur Richtung der Strahlung des Sterns bewegen, entsteht durch die Überlagerung der Geschwindigkeiten von Teilchen und Licht am Ort des Teilchens eine abbremsende Kraftkomponente. Die Abbremsung wiederum bewirkt eine Verkleinerung der Umlaufbahn, also eine Bewegung des Teilchens in Richtung zum zentralen Stern. Als weitere Kräfte sind die Wirkung der Gravitation und die Ankoppelung der Staubteilchen an die Gaskomponente der Akkretionsscheibe zu berücksichtigen.

Takeuchi & Lin (2003) analysierten den Einfluss der verschiedenen Kraftkomponenten auf die Staubteilchen in den oberen, direkt der Strahlung des zentralen Sterns ausgesetzten Schichten der Akkretionsscheibe. Sie erklären die Wirkung des Strahlungsdrucks folgendermassen: Die Kraft des Strahlungsdrucks auf die Staubteilchen kompensiert einen Teil der Gravitationskraft¹². Als Folge davon ist die Umlaufgeschwindigkeit von Staubteilchen langsamer als die des Gases bei gleichem Abstand vom Stern. Durch

¹²Gravitationskraft wie auch Strahlungsdruck fallen beide mit $1/r^2$ ab (r =Abstand). Das Verhältnis ist also unabhängig von r .



$$F_r(r) = \int_0^\infty I_0(\lambda) \left(\frac{r_o}{r}\right)^2 \frac{\pi a^2}{c} Q_d d\lambda$$

$$F_g(r) = -\gamma \frac{M_\star m}{r^2}$$

$$\beta = |F_r(r)|/|F_g(r)|$$

- I_0 : Leuchtkraft des Sterns bei $r_0 = 1$ AE
- Q_d : Wirkungsquerschnitt der Staubteilchen
- c : Lichtgeschwindigkeit
- M_\star : Masse des Sterns
- m : Partikelmasse

Abbildung 2.22: Verhältnis β von Strahlungsdruck F_r zu Gravitation F_g für interplanetaren Staub in Abhängigkeit vom Partikelradius a . Bei kleinen Teilchen überwiegt die Wirkung des Strahlungsdrucks (Wilck & Mann 1996).

Reibung überträgt das Gas Drehimpuls auf die Staubteilchen, die dadurch nach außen wandern. In der oberen Schicht der Akkretionsscheibe entsteht deshalb ein Materietransport nach außen. Die Autoren weisen darauf hin, dass sich der Effekt durch die Kopplung der Staubteilchen an das Gas stärker auswirkt als der Poynting-Robertson-Effekt, welcher deshalb zu vernachlässigen ist (siehe auch Takeuchi & Artymowicz 2001). Der Anteil β der Gravitationskraft, welcher durch die Wirkung des Strahlungsdrucks kompensiert wird, ist abhängig von der Größe der Staubteilchen. Mit Daten von Wilck & Mann (1996, s. Abb. 2.22) berechneten Takeuchi und Lin schließlich den Materietransport in Abhängigkeit von der Staubteilchengröße und vom Abstand r vom zentralen Stern. Für die typischen Parameter eines T Tauri-Systems beträgt die Zeitskala t_b für das „Wegblasen“ von Teilchen je nach Abstand vom zentralen Stern ca. 10^2 bis 10^5 Jahre¹³, also deutlich weniger als die Zeitskala der oben beschriebenen Sedimentation. Der Effekt betrifft zudem kleinere Teilchen stärker als größere. Dennoch bezweifeln die Autoren, dass eine deutliche Zunahme der durchschnittlichen Teilchengröße in der oberen Scheibenschicht bewirkt wird. Im Inneren der Scheibe findet nach ihren Berechnungen gleichzeitig ein etwa 10 mal stärkerer Transport von Gas und Staub in Richtung des Sterns statt. Das Material wird durch Diffusion ständig aus dem Innenbereich der Scheibe zur oberen Schicht transportiert. Es sollten daher ständig neue Staubkörner aller Größen an die Scheibenoberfläche kommen.

Die Beobachtung, dass schließlich nur große Staubkörner die Scheibenoberfläche dominieren, lässt sich mit der Wirkung des Strahlungsdrucks nicht erklären, da dieser Effekt nach Takeuchi & Lin nicht dauerhaft für eine Entfernung der kleinen Staubkörner sorgen kann.

¹³Berechnet für den Abstandsbereich von 5 AE bis 100 AE und Teilchenradien zwischen 0,1 und 10 μm .

2.6.4 Koagulation von Staubteilchen

Koagulation von Staubkörnern ist ein Prozess, der zu einem effektiven Größenwachstum der Teilchen in den Akkretionsscheiben führen kann. Dass ein solcher Prozess in den Akkretionsscheiben der jungen Sterne – wie die der T Tauri-Sterne – stattfinden könnte, wird von verschiedenen Autoren vermutet. Indizien dafür lieferten u.a. Messungen der Opazität der Scheiben einiger T Tauri-Systeme im Submillimeter-Bereich (Beckwith & Sargent 1991, Mannings & Emerson 1994, D’Alessio et al. 2001). Die Hypothese würde auch die Unterschiede in den Spektren verschiedener astronomischer Objekte in einen entwicklungszeitlichen Rahmen stellen (siehe Abschnitt 2.1). Das Spektrum des Staubs, der beim Masseverlust von Riesensternen entsteht und in das interstellare Medium gelangt, ist identisch mit dem von kleinen, amorphen Olivin-Staubkörnern mit einem Durchmesser von $0,1\ \mu\text{m}$. Andererseits weist das Spektrum des Staubes von Kometen Eigenschaften auf, die auf größere Staubkörner und kristallines Silikat hinweisen. Kometen sind als Überreste aus der Zeit der Entstehung des Planetensystems anzusehen. Die Akkretionsscheiben der jungen Sterne wären gewissermassen das Bindeglied, bei dem sich die Entwicklung des Staubes vollzieht. In der Vergangenheit wurden auch theoretische Untersuchungen sowie Laborexperimente zur Koagulation von Staubteilchen durchgeführt (Ossenkopf 1993, Blum et al. 1996, Dominik & Tielens 1997). Schmitt et al. (1997) zeigten in ihrer Arbeit, dass gerade in der Anfangsphase des Wachstums, wenn die Geschwindigkeiten der Staubteilchen durch die thermische Bewegung (Brown’sche Bewegung) bestimmt werden, ein schnelles Verschwinden kleiner Staubkörner stattfindet.

Nachdem die Wirkung der Sedimentation und des stellaren Strahlungsdrucks zur Erklärung der beobachteten Zunahme von größeren Staubkörnern in den oberen Schichten der Akkretionsscheiben ausgeschlossen werden konnten, ist die Erklärung der Größenzunahme durch Koagulation die wahrscheinlichste. Wie schon erwähnt, findet eine ständige Diffusion des Staubes des Innenbereiches der Scheibe zur Oberfläche statt. Deshalb ist anzunehmen, dass dieses Größenwachstum der Staubkörner den gesamten Staub der Scheibe betrifft und nicht nur ein lokaler Effekt ist. Die Analyse der Emissionsspektren von T Tauri-Objekten stellt somit eine weitere Bekräftigung der Hypothese des Größenwachstums von Staubteilchen in den Akkretionsscheiben junger Sterne dar. Die Koagulation von Staubteilchen kann als erster Schritt zur Entstehung von größeren Brocken gesehen werden, die durch ihre gravitative Wirkung noch mehr Material ansammeln und schließlich die Vorstufe von Planeten bilden.

Kapitel 3

Das interferometrische Instrument MIDI

Astronomische Beobachtungen im mittleren Infrarotbereich um $\lambda = 10 \mu\text{m}$ stellen besondere Anforderungen an die Instrumentierung. Die thermische Emission der Erdatmosphäre, sowie des Instruments selbst und dessen Umfeldes hat ihr Intensitätsmaximum in diesem Spektralbereich. Um das Signal des astronomischen Objektes möglichst unbeeinflusst von diesen störenden Beiträgen messen zu können, ist ein hoher technischer Aufwand erforderlich. Das gilt insbesondere für interferometrische Instrumente, die bezüglich der Komplexität und der Genauigkeit der Optik für sich genommen schon eine besondere Herausforderung darstellen. MIDI, das *Mid-Infrared Interferometric Instrument*, ist eines der ersten Instrumente, das sich dieser Herausforderung stellt. Zuvor waren interferometrische Messungen im mittleren Infrarotbereich nur in schmalen Frequenzbändern mit dem Instrument ISI¹ möglich. Das Besondere an MIDI ist, dass es im Gegensatz zu ISI breitbandige Beobachtungen erlaubt und eine höhere Empfindlichkeit hat.

MIDI kommt als eines der interferometrischen Instrumente am VLTI der europäischen Südsternwarte (ESO) in Chile zum Einsatz (Abb. 3.1). Der Vorteil ist, neben der günstigen Lage, die hervorragende Infrastruktur des Observatoriums. Es stehen vier 8-Meter-Teleskope (Unit Telescopes, UTs) zur Verfügung, von denen MIDI wahlweise das Licht zweier Teleskope kombinieren kann. In Zukunft sollen weitere Zusatzteleskope (Auxiliary Telescopes, ATs) mit einem Spiegeldurchmesser von 1,8 Metern hinzukommen, welche auf insgesamt 30 verschiedenen Stationen positioniert werden können und nur für den Interferometriebetrieb vorgesehen sind. Das MIDI-Instrument ist ein Gemeinschaftsprojekt verschiedener Institute aus Deutschland, Frankreich und den Niederlanden unter der Führung des Max-Planck-Instituts für Astronomie, Heidelberg. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die VLTI-Infrastruktur gegeben, sowie der Aufbau und die Funktionsweise des MIDI-Instruments beschrieben werden.

¹*Infrared Spatial Instrument*, (Bester et al. 1990). Dieses Instrument basiert auf der Heterodyntechnik, welche bei Radioteleskopen eingesetzt wird.



Abbildung 3.1: Das Very Large Telescope Interferometer der europäischen Südsternwarte auf dem Cerro Paranal in Chile. Es stehen vier 8-Meter-Teleskope (Unit Telescopes) zur Verfügung. Im Vordergrund erkennt man einige der Stationen auf denen in Zukunft 1,8-Meter-Zusatzteleskope (Auxiliary Telescopes) platziert werden können. Im Gebäude in der Mitte der Plattform befindet sich das interferometrische Labor (Bildquelle: ESO).

3.1 Die VLTI-Infrastruktur

Das VLTI ist ein Projekt der Europäischen Südsternwarte, einem Verbund, dem zur Zeit 10 europäische Länder angehören. Ziel der Organisation ist es, den Astronomen der Mitgliedsstaaten leistungsstarke Observatorien auf der Südhalbkugel zur Verfügung zu stellen. Die Entscheidung zum Bau des VLTI fiel im Jahre 1987, Baubeginn war im Jahre 1994. Seit 2001 sind interferometrische Beobachtungen mit dem Testinstrument VINCI² möglich. Im Jahr 2002 ist MIDI als erstes wissenschaftliches Instrument in Betrieb gegangen.

Das VLTI befindet sich auf dem 2635 Meter hohen Berg Cerro Paranal, etwa 120 km südlich der Stadt Antofagasta. Die Lage in der trockenen Atakamawüste bietet beste Voraussetzungen für astronomische Beobachtungen. Das Seeing ist in 50 % der Nächte besser als $0,66''$, die relative Luftfeuchtigkeit beträgt im Durchschnitt nur 15 %. Das Observatorium besteht aus vier 8-Meter-Teleskopen (UTs), die jeweils mit aktiver Optik ausgestattet sind. Ab 2004 werden darüber hinaus noch drei Zusatzteleskope (ATs), die wahlweise auf 30 dafür vorgesehene Stationen montiert werden können, hinzukommen. Für den Interferometriebetrieb kann das Licht von jedem der Teleskope einer der sechs unterirdisch eingerichteten optischen Verzögerungsstrecken (Delay Lines) zugeführt werden. Diese jeweils 66,7 Meter langen Einrichtungen ermöglichen mit

² VLTI *IN*terferometer *CO*mmissioning *I*nstrument, (Kervella et al. 2000)

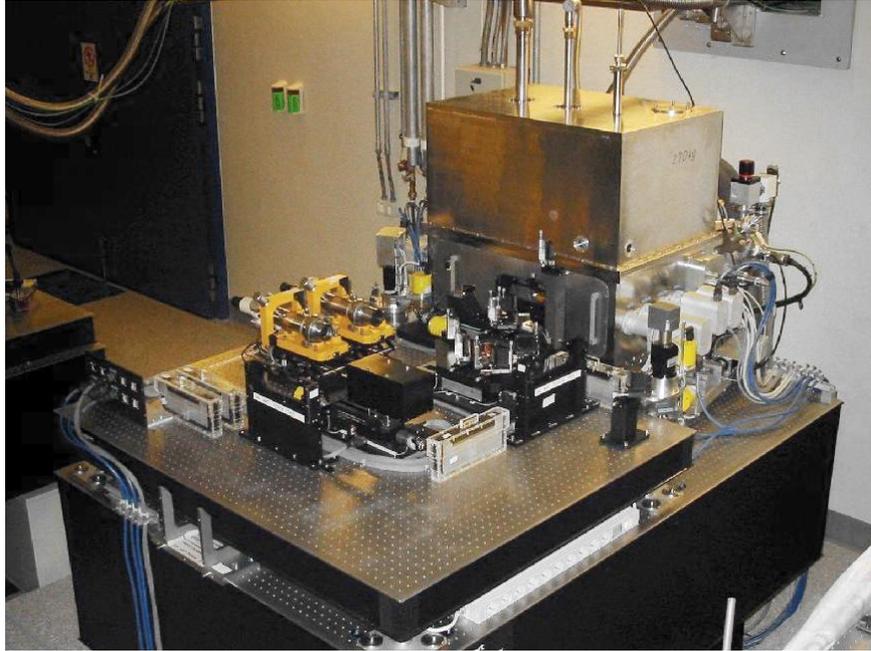


Abbildung 3.2: Das MIDI-Instrument im interferometrischen Labor des VLTI. Im Vordergrund erkennt man die warme optische Bank (WOB). Die kalte optische Bank (COB) befindet sich im Inneren des kastenförmigen Kryostaten (Bildquelle: ESO).

Hilfe eines beweglich angebrachten Reflektors die genaue Angleichung der Länge des Lichtweges von den verschiedenen Teleskopen. Das Licht wird dann in das ebenfalls unterirdisch gelegene interferometrische Labor geführt, wo es in verschiedene Instrumente eingespeist werden kann. Neben VINCI und MIDI wird in Zukunft ein weiteres Instrument für interferometrische Beobachtungen im nahen Infrarotbereich, AMBER³, in Betrieb gehen. Hinzu kommen weitere Instrumente (FINITO⁴, PRIMA⁵) die u.a. den automatischen Ausgleich von optischen Weglängenunterschieden, die durch die Erdatmosphäre verursacht werden, ermöglichen.

3.2 Mechanischer und optischer Aufbau des MIDI-Instruments

Das MIDI-Instrument besteht aus zwei Baugruppen, der warmen optischen Bank (*Warm Optical Bench*, WOB) und der kalten optischen Bank (*Cold Optical Bench*, COB). Beide Teile sind auf einem optischen Tisch montiert (Abb. 3.2). Die COB befindet sich in einem Kryostaten, dessen Lage mit Hilfe einer motorbetriebenen 5-Achsen-Montierung in Position und in Winkel verstellbar ist. Auch die Lage der WOB

³Astronomical Multiple *BEam* Recombiner, (Petrov et al. 2000)

⁴*Fringe-tracking Instrument of NIce and TOrino*, (Gai et al. 2002)

⁵*Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry*, (Quirrenbach et al. 1998)

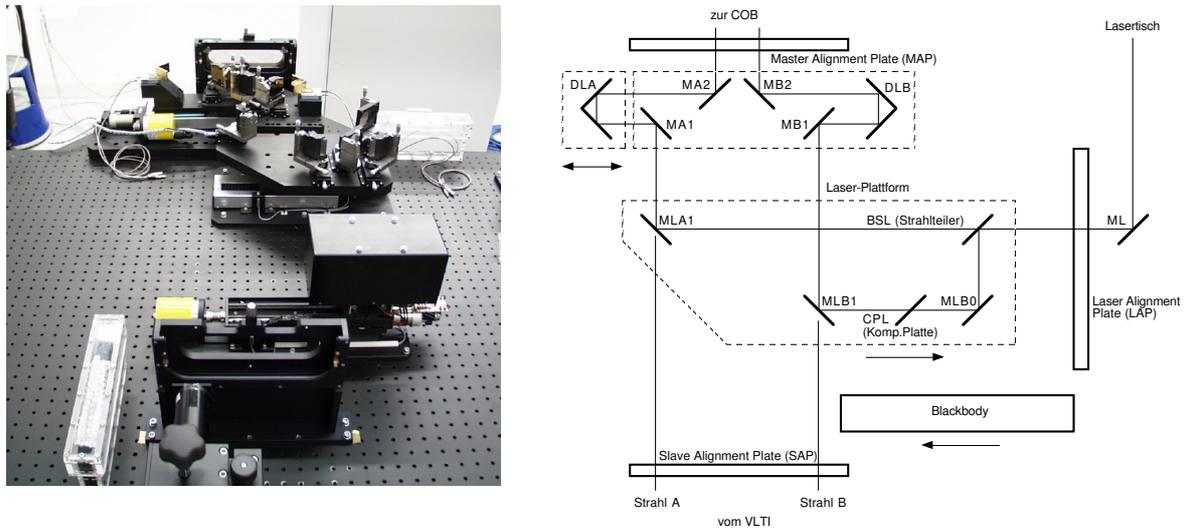


Abbildung 3.3: *Links*: Detailansicht der warmen optischen Bank (WOB). *Rechts*: Schematischer Aufbau (Erläuterungen im Text).

kann mechanisch justiert werden. Somit ist die Ausrichtung des Instruments auf die von der VLTI-Infrastruktur zur Verfügung gestellten Strahlenbündel gewährleistet.

3.2.1 Warme optische Bank (WOB)

Die optischen Elemente der WOB (Abb. 3.3) dienen in erster Linie dazu, die beiden von der VLTI-Infrastruktur kommenden Strahlenbündel (Strahl A und B) in ihrer Weglänge feinzuzustieren und weiter zur COB zu leiten. Das wesentliche Element zur Weglängenjustierung jedes Strahls ist ein Dachspiegel, dessen Position mit einem Piezo-Element in einem Bereich von $100 \mu\text{m}$ verstellt werden kann. Durch die Reflexion ist somit eine Längenänderung des optischen Weges um $200 \mu\text{m}$ in jedem Strahl möglich. Zusätzlich ist die Piezo/Dachspiegel-Baugruppe von Strahl A mit Hilfe eines Motors um 50 mm verstellbar, was eine Grobeinstellung des optischen Weges in diesem Arm um weitere 100 mm erlaubt.

Des Weiteren befinden sich auf der WOB optische Elemente zur Einspeisung einer Laborlichtquelle. Diese sind auf einer beweglichen Plattform montiert, welche in den optischen Weg eingefahren werden kann. Das Licht der Laborlichtquelle (wahlweise CO_2 -Laser oder Breitbandquelle) wird mit einem Strahlteiler in zwei kohärente Strahlen aufgeteilt und mit Umlenkspiegeln zu den Verzögerungsstrecken geführt. Die Lichtquelle selbst befindet sich nicht auf der WOB, sondern auf einem separaten Aufbau, dem so genannten Lasertisch. Dieser befindet sich in einem Nebenraum des interferometrischen Labors und ist über eine Durchführung für das Licht mit der WOB verbunden. Als inkohärente Lichtquelle steht zusätzlich ein Schwarzkörperstrahler (Blackbody Screen) auf der WOB zur Verfügung. Dieser ist beweglich montiert und kann in den Strahlengang eingefahren werden.

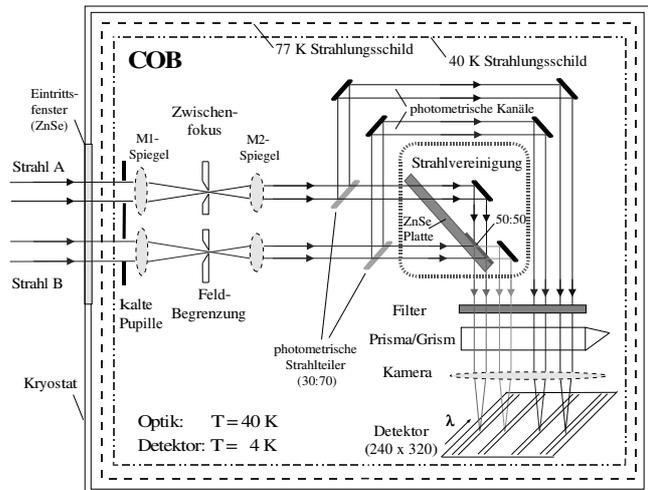
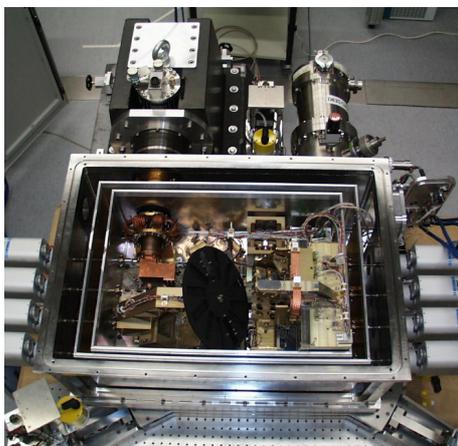


Abbildung 3.4: *Links*: Die kalte optische Bank (COB) im geöffneten Kryostaten. Im Hintergrund ist der Kühlkopf (links) und die Turbomolekularpumpe (rechts) zu erkennen. Seitlich am Kryostaten sind Motoren angebracht welche die Bewegung einzelner optischer Elemente der COB ermöglichen. *Rechts*: Schematischer Aufbau der kalten Optik (Erläuterungen im Text).

Eine weitere Funktion der WOB ist die Bereitstellung von drei Referenzplatten zur Justierung des gesamten optischen Aufbaus. Die Platten haben die Bezeichnungen *Master Alignment Plate* (MAP), *Slave Alignment Plate* (SAP) und *Laser Alignment Plate* (LAP). Sie bestehen jeweils aus planparallelen, halbverspiegelten Glasplatten mit sehr genau angebrachten Fadenkreuzen. Bei Bedarf einer Justierung werden sie in spezielle Halterungen gesteckt und der optische Weg mit den Fadenkreuzen in Übereinstimmung gebracht. Die genaue Vorgehensweise der Justierung des optischen Weges wird in einem späteren Abschnitt erklärt.

3.2.2 Kalte optische Bank (COB)

Zur Unterdrückung der störenden thermischen Strahlung wird der größte Teil des optischen Aufbaus gekühlt. Dieser Teil der Optik, die COB, befindet sich dazu in einem Kryostaten (Abb. 3.4, links). Die Kühlung erfolgt in mehreren Stufen. Innerhalb des Vakuumbehälters aus Strahl befindet sich zunächst ein Strahlungsschild, der mit flüssigem Stickstoff auf 77 K gekühlt wird. Dieser umschließt einen weiteren Strahlungsschild, der zusammen mit der optischen Bank im thermischen Kontakt mit einem heliumbetriebener Kühler mit geschlossenem Kreislauf (Closed Cycle Cooler, CCC) steht. Der Kühlkopf selber ist außerhalb des Kryostaten auf einem separaten Untergestell montiert, so dass Vibrationen weitestgehend von der Optik ferngehalten werden. Ein in das Innere des Kryostaten hineinragendes Element des Kühlkopfes, der so genannte „kalte Finger“, ermöglicht die Abkühlung der optischen Bank auf 40 K und des Detektors auf bis zu 4 K. Um den Druck für den Betrieb auf 10^{-7} mbar abzusenken, ist eine Turbomo-

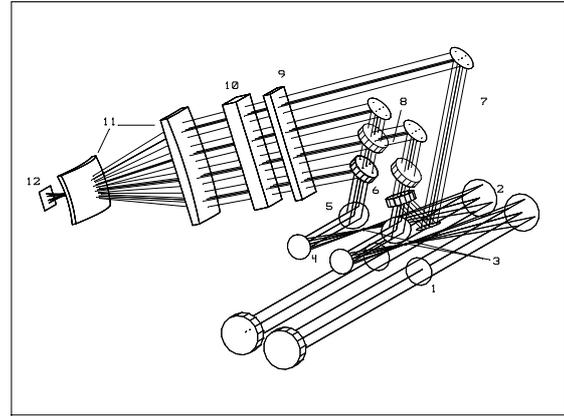
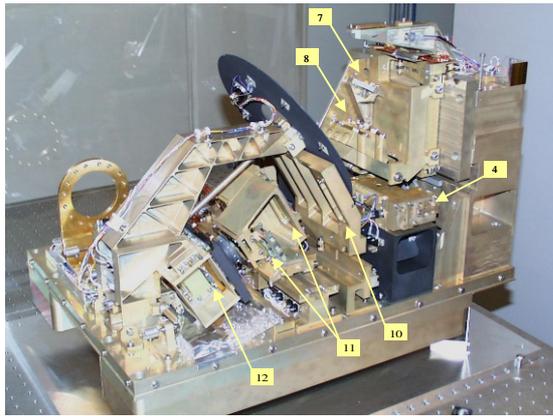


Abbildung 3.5: *Links*: Die COB im ausgebauten Zustand. *Rechts*: Strahlengang der COB: 1: Pupillenblende, 2: M1-Paraboloid, 3: Zwischenfokus, 4: M2-Paraboloid, 5: M3-Umlenkspiegel, 6: photometrische Strahlteiler, 7: Umlenkspiegel für photometrischen Strahl B, 8: Strahlvereinigungsoptik, 9: Filter, 10: dispersive Elemente, 11: Kameralinsen, 12: Detektor.

lekularpumpe mit Vorpumpe angeschlossen. An der zur WOB zugewandten Seite des Kryostaten befindet sich ein für infrarotes Licht durchlässiges Fenster aus Zinkselenid (ZnSe), durch das die Strahlen von der WOB zur COB gelangen. Die Funktionsweise des optischen Aufbaus der COB veranschaulicht das Schema in Abbildung 3.4. Sie wird im Folgenden erklärt.

3.2.3 Pupille und Feldbegrenzung

Nachdem die beiden Strahlen in den Kryostaten eingetreten sind, passieren sie eine Blende, die „kalte Pupille“. Diese begrenzt den Durchmesser der Strahlen von nominell 18,0 mm auf 17,7 mm. Die Optik der VLTI-Verzögerungsstrecken ist so ausgelegt, dass die Teleskoppupille in etwa auf die kalte Pupille abgebildet wird. Danach wird jeder Strahl von je einem „Off-Axis-Paraboloiden“ (M1) mit einer Brennweite von 180 mm fokussiert. Ein außerhalb des Kryostaten angebrachter Motor ermöglicht eine Verstellung der Lage der beiden Paraboloiden in Strahlrichtung um 2 mm. Zur besseren Übersicht sind die Spiegel im Schema als Linsen dargestellt, in Wirklichkeit ist der Strahlengang durch die Reflexion an den Spiegeln gefaltet. Abbildung 3.5 zeigt den realitätsgetreuen Strahlengang.

In der Brennebene befindet sich ein mechanischer Schieber mit verschiedenen großen Blenden zur Begrenzung des optischen Gesichtsfeldes. Es stehen kreisförmige Öffnungen (Pinholes) und Spalten (Slits) zur Verfügung. Die Blenden sind für beide Strahlen paarweise identisch und können mit einem Motor wahlweise in den Strahlengang gebracht werden. Abbildung 3.6 zeigt die Anordnung der Blenden und deren Maße.

Mit zwei weiteren Off-Axis-Paraboloiden (M2, Brennweite 100 mm) werden die Strahlen nach dem Durchgang durch die Feldbegrenzung wieder kollimiert. Sie haben dann einen Durchmesser von 10 mm. Ein Planspiegel (M3) lenkt die Strahlen in die Strahlvereinigungsoptik.

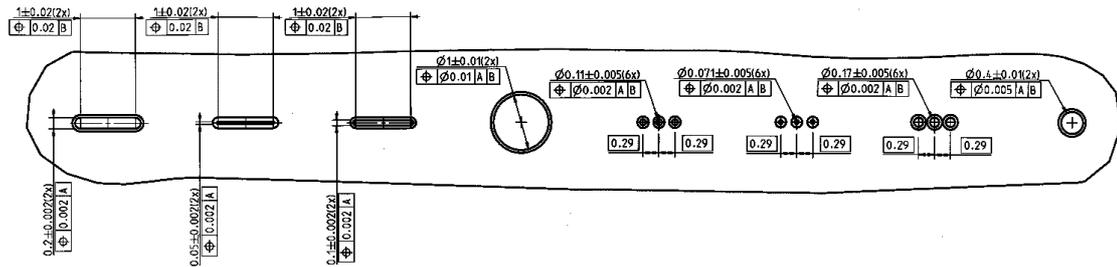


Abbildung 3.6: Die Abbildung zeigt die Blenden zur Begrenzung des Gesichtsfeldes. Sie sind paarweise für beide Strahlen identisch im Fokus zwischen M1 und M2 angebracht. Eine offene Position und eine weitere, für den zukünftigen Einsatz von Glasfasern (zur räumlichen Filterung des Signals) vorgesehene Öffnung, sind nicht eingezeichnet.

3.2.4 Strahlvereinigungsoptik

Das Herzstück der Strahlvereinigungsoptik ist eine planparallele Platte aus Zinkselenid, die auf einer Seite zur Hälfte mit einer Beschichtung mit einem Reflexionsvermögen von 50 % versehen ist. Strahl B wird mit Hilfe eines Planspiegels derart umgelenkt, dass beide Strahlen sich an der selben Position der Beschichtung überlagern und interferieren. Da jeder Strahl zur Hälfte die Beschichtung transmittiert und zur Hälfte reflektiert wird, stehen anschließend zwei Strahlen zur Verfügung, die jeweils 50 % Anteil von Strahl A und B haben. Diese Ausgangsstrahlen (I1 und I2) beinhalten die interferometrische Information. Optional kann vor der Strahlvereinigung ein Teil des Lichts (30 %) mit Hilfe zweier Strahlteiler abgezweigt werden. Diese beiden so genannten photometrischen Ausgangsstrahlen (PA und PB) können zur Kalibrierung des interferometrischen Signals benutzt werden.

3.2.5 Filter, dispersive Elemente, Kamera und Detektor

Die interferometrischen und photometrischen Ausgangsstrahlen passieren nach dem Austritt aus der Strahlvereinigungsoptik wahlweise einen von bis zu 12 auf einem Rad montierten Filter. In Tabelle 3.1 sind die spektralen Eigenschaften der Filter zusammengestellt. Des Weiteren besteht die Möglichkeit, ein Doppelprisma oder ein Grism in den Strahlengang der Ausgangskanäle zu fahren. Das Doppelprisma besteht aus einer Kombination von Germanium und Natriumchlorid und bietet eine spektrale Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda \approx 30$. Eine höhere spektrale Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda \approx 230$ kann mit dem Grism aus Thalliumbromid (KRS5) erreicht werden.

Zur Fokussierung der Strahlen auf den Detektor stehen drei Kameras zur Verfügung, die auf einem Schlitten wahlweise in den Strahlengang gebracht werden können. Die Kameras bestehen aus jeweils zwei Germaniumlinsen mit Antireflexbeschichtung. Die Kamera mit der Bezeichnung „Field Camera“ bildet die vier Ausgangskanäle mit einem Abbildungsverhältnis $f/d = 1/15$ ab. Die „Spectral Camera“ hat verschiedene Abbildungsverhältnisse in x- und y-Richtung von jeweils 1/5 und 1/10. Die Punkt-bildfunktion ist dadurch oval, mit der kürzeren Achse in Richtung der spektralen Di-

Tabelle 3.1: Liste der möglichen Filter für das MIDI-Instrument

Nummer	Bezeichnung	zentr. Wellenlänge	Bandbreite
1*	2FJ (2FK)	N-Band	10,4 μm
2*	2FE	SiC (N lang)	11,8 μm
3*	2FU (2FV)	Low N-Band (N kurz)	8,7 μm
4	2FT	PAH1(+ArIII_ref1)	8,6 μm
5*	2FN	ArIII(+PAH1_ref2)	9,0 μm
6*	2FQ	SIV	10,5 μm
7*	2FF	PAH2	11,3 μm
8*	2FL	NeII	12,8 μm
9	2FP	NeII_ref	13,1 μm
A1	2HT	ND1	Neutralfilter, Transmission 10 %
A2*	2HU	ND1+Antirefl.	Neutralfilter, Transmission 10 %
F1*	WL-CALIB_1	Polystyrol	zur Wellenlängenkalibrierung
F4*	WL-CALIB_4	Polypropylen	zur Wellenlängenkalibrierung

Die zehn mit * gekennzeichneten Filter sind z.Z. auf dem Filtrrad installiert. Zusätzlich wird eine offene und eine geschlossene Position auf dem Filtrrad bereitgestellt.

Tabelle 3.2: Detektoreigenschaften

Typ	Raytheon Si:As (IBC)
Auflösung	240 x 320 pixel
Pixel Größe	50 μm x 50 μm
Anzahl Auslesekanäle	16
Ausleserauschen	2400 e^-/pix (low gain), 850 e^-/pix (high gain)
Quantenausbeute	34 % im N-band
Dunkelstromrauschen	unter $1e5 e^-/\text{pix}/s$
mögl. Auslesemodi	„Integrate-then-read“ und „Integrate-while-read“
max. Auslesefrequenz	160 Hz (Vollbild)
min. Integrationszeit	0,2 ms (Integrate-then-read Modus)

Tabelle 3.3: Übersicht über die motorgesteuerten Funktionen

COB:	
Shutter	geschlossen / A offen / B offen / A+B offen
M1-Fokus	2 mm
Feldbegrenzung	10 Stellungen (s. Abb. 3.6)
Strahlvereinigung	interferometrischer Modus (High Sens) photometrischer Modus (Sci. Phot.) Autokollimation offen
Filtrrad	12 Stellungen (s. Tab. 3.1)
dispersives Element	Doppelprisma / Grism / Autokollimation / offen
Kamera	Field Cam. / Spectral Cam. / Pupil Cam. / Autokoll. / offen
Detektor Fokus	2 mm
WOB:	
Verzögerungsstrecke Strahl A	50 mm
Einspeisung der Laborlichtquelle	ein / aus
Blackbody Screen	ein / aus

spergierung. Die Abbildungseigenschaften dieser Kamera gewährleistet eine optimale Anpassung der Pixelauflösung an die spektrale Auflösung der dispersiven Elemente. Die „Pupil Camera“ dient zur Abbildung der Pupille auf dem Detektor. Der Detektor wurde von der Firma Raytheon hergestellt und basiert auf Si:As- IBC⁶-Technologie. Er hat 240×320 Pixel von jeweils $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$. Eine Zusammenfassung der Eigenschaften kann der Tabelle 3.2 entnommen werden.

3.2.6 Generelle Eigenschaften der MIDI-Optik

Alle reflexiven optischen Elemente der warmen und kalten Optik sind mit einer Goldbeschichtung versehen, die einen für infrarotes Licht günstigen Reflexionsindex von $R = 0,99$ hat. Die Oberflächengenauigkeit aller optischen Elemente beträgt 63 nm p-p , d.h. etwa $1/160$ der Beobachtungswellenlänge von $10 \mu\text{m}$. Alle optischen Elemente der WOB, mit Ausnahme der Dachspiegel, sind manuell mit Hilfe von Justierschrauben in Winkel und Position einstellbar. Eine Justierung der COB unter Betriebsbedingungen ist nicht möglich, da sich diese im geschlossenen Kryostaten befindet. Die Justierung muss im warmen Zustand erfolgen, wobei die spezielle Bauweise der COB gewährleistet, dass die Einstellungen auch nach dem Abkühlen erhalten bleiben. Dazu ist die gesamte Struktur aus ein und demselben Material (Aluminiumlegierung 6061-T651) gefertigt, so dass beim Abkühlen lediglich eine proportionale Schrumpfung ohne Veränderung der relativen Längenverhältnisse stattfindet. Die Schrumpfung beträgt $2,4 \text{ mm}$ über die Gesamtlänge von 580 mm der COB. Zum Ausgleich der nicht zu verhindernden Lageveränderung wird der gesamte Kryostat mit Hilfe einer 5-Achsen-Montierung bewegt. Die Genauigkeit der Einstellung der optischen Elemente soll im Betrieb nicht schlechter als 1% des Strahldurchmessers in der Position und $20''$ im Winkel sein. Auf die erforderlichen Schritte zur Justierung der Optik wird im Abschnitt 3.4 genauer eingegangen.

3.2.7 Steuerung des MIDI-Instruments

Neben den erwähnten Motoren zur Positionierung der M1-Paraboloiden und zur Auswahl der Feldbegrenzung sind noch weitere Motoren vorhanden. Eine Übersicht über alle beweglichen Komponenten der kalten und warmen Optik und deren möglichen Stellungen ist in Tabelle 3.3 aufgelistet. Die Motoren der COB sind außerhalb des Kryostaten montiert und über eine thermisch entkoppelte Achse mit den entsprechenden Komponenten verbunden. Die gesamte Steuerung des MIDI Instruments erfolgt mit einer eigens dafür entwickelten Software. Die Software ist in der ESO-Softwarestruktur, welche zum Beispiel auch für die Steuerung der Teleskope und der VLTI-Verzögerungsstrecken zuständig ist, integriert. Das MIDI-Instrument wird vom Benutzer mit Hilfe von vorgefertigten Ablaufsequenzen (Templates) angesteuert, welche unter anderem der Kalibrierung des Instruments, der Vorbereitung der Beobachtung (Ausrichtung der Teleskope, Einstellung der Verzögerungsstrecken) sowie der eigentlichen interferometrischen Beobachtung dienen.

⁶Impurity Band Conduction

3.3 Allgemeines zur interferometrischen Messmethode

In diesem Abschnitt sollen die mathematischen Grundlagen zum Verständnis der interferometrischen Messmethode erklärt werden. Ausführlicher als in der Einleitung wird beschrieben, auf welche Weise das MIDI-Instrument räumlich hochaufgelösten Beobachtungen ermöglicht.

3.3.1 Mathematische Beschreibung der Strahlvereinigung

Beim MIDI-Instrument erfolgt die Strahlvereinigung durch Überlagerung der kollimierten Strahlen beider Teleskope an einer Strahlteilerschicht. Das Design der Optik ist so ausgelegt, dass dieser Vorgang in der Pupillenebene stattfindet. Interferometrische Instrumente dieser Art werden deshalb auch „Pupil Plane Instruments“ genannt⁷. Beide Strahlen interferieren bei der Überlagerung. Die Intensität der Ausgangsstrahlen I1 und I2 hängt von der relativen Phasenlage der Eingangsstrahlen A und B ab. Wie kann räumlich hochaufgelöste Objektinformation aus diesem Signal extrahiert werden? Zur Klärung dieser Frage soll von den elektrischen Feldern \mathbf{E} der Eingangsstrahlen A und B ausgegangen werden. Jeder Strahl transmittiert zum Teil die Strahlteilerplatte und wird zum anderen Teil reflektiert, wobei bei der Reflexion ein Phasensprung von $\pi/2$ auftritt. Es gilt

$$\mathbf{E}_A = \mathbf{E}_{A,1} + \mathbf{E}_{A,2} e^{i\frac{\pi}{2}}, \quad (3.1)$$

$$\mathbf{E}_B = \mathbf{E}_{B,2} + \mathbf{E}_{B,1} e^{i\frac{\pi}{2}}. \quad (3.2)$$

Die Strahlen sind derart angeordnet, dass sich der reflektierte Anteil von Strahl A mit dem transmittierten Anteil von Strahl B überlagert und umgekehrt. Die überlagerten Ausgangsstrahlen der Strahlvereinigungsoptik sollen mit \mathbf{E}_1 und \mathbf{E}_2 bezeichnet werden. Es gilt

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{A,1} + \mathbf{E}_{B,1} e^{i\frac{\pi}{2}}, \quad (3.3)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{B,2} + \mathbf{E}_{A,2} e^{i\frac{\pi}{2}}. \quad (3.4)$$

Die elektrischen Felder der Anteile der Eingangsstrahlen überlagern in jedem Ausgangsstrahl. Die Kameralinsen bilden die Ausgangsstrahlen auf dem Detektor ab, wo ihre Intensität registriert wird. Diese errechnet sich unter Ausnutzung der Schreibweise $\mathbf{E}_{A,1} = E_{A,1} e^{i\phi_A}$ etc. zu

$$\begin{aligned} I_1 &= |\mathbf{E}_1|^2 \\ &= |\mathbf{E}_{A,1} + \mathbf{E}_{B,1} e^{i\frac{\pi}{2}}|^2 \\ &= |\mathbf{E}_{A,1}|^2 + E_{A,1}E_{B,1} e^{i(\phi_A - \phi_B - \frac{\pi}{2})} + E_{A,1}E_{B,1} e^{-i(\phi_A - \phi_B - \frac{\pi}{2})} + |\mathbf{E}_{B,1}|^2 \\ &= I_{A,1} + 2 E_{A,1}E_{B,1} \cos(\phi_A - \phi_B - \frac{\pi}{2}) + I_{B,1} \\ &= I_{A,1} - 2 E_{A,1}E_{B,1} \sin(\phi_A - \phi_B) + I_{B,1}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$I_2 = I_{A,2} + 2 E_{A,2}E_{B,2} \sin(\phi_A - \phi_B) + I_{B,2} \quad (3.6)$$

⁷Im Unterschied dazu gibt es die Möglichkeit der Strahlvereinigung in der Bildebene. Instrumente, die diese Methode nutzen, werden als „Image Plane Instruments“ bezeichnet.

Die Gleichungen zeigen, dass die Intensität der Ausgangssignale I_1 und I_2 sinusförmig von der Phasendifferenz $\phi_A - \phi_B$ der Eingangsstrahlen abhängt⁸. Eine Veränderung der Weglängendifferenz des Lichts (Optical Path Difference, OPD) führt zu einer Modulation der Ausgangssignale. Die umgekehrten Vorzeichen der Sinus-Terme bewirken, dass sie sich komplementär verhalten, d.h. liegt in einem Kanal konstruktive Interferenz vor, so muss im anderen Kanal destruktive Interferenz herrschen. Für die Phasendifferenz $\phi_A - \phi_B = 0$, d.h. wenn die optischen Weglängen in beiden Kanälen des Interferometers genau gleich lang sind (OPD = 0), ergibt sich für beide Ausgangsstrahlen die gleiche Intensität.

Im Idealfall sollte der Strahlteiler ein Verhältnis von Transmissionsvermögen zu Reflexionsvermögen von 1:1 haben⁹. In diesem Fall gilt

$$I_{A,1} = I_{A,2} = I_A/2, \quad (3.7)$$

$$I_{B,1} = I_{B,2} = I_B/2. \quad (3.8)$$

Für die Differenz der Ausgangssignale, die als *korrelierter Fluss* I_K bezeichnet werden soll, ergibt sich dann nach kurzer Rechnung

$$I_K = I_1 - I_2 = 2\sqrt{I_A I_B} \cdot \sin(\Delta\phi) \quad (3.9)$$

mit

$$\Delta\phi = \phi_A - \phi_B.$$

Im nächsten Abschnitt soll gezeigt werden, wie der korrelierte Fluss von der räumlichen Struktur der Quelle abhängt.

3.3.2 Korrelierter Fluss und räumlichen Struktur des Objektes

Für die im Folgenden benutzten Bezeichnungen sei auf die Prinzipdarstellung in Abbildung 1.5 der Einleitung verwiesen. Ausgangspunkt für die Überlegung ist zunächst der Fall einer Punktquelle, die genau auf der optischen Achse $\hat{\mathbf{a}}$ der Teleskope liegt. Die optischen Weglängen im Interferometer sollen so eingestellt sein, dass deren Differenz Null ist (OPD = 0). Die Interferenz der ebenen Wellen erfolgt nach der oben beschriebenen Weise und führt zu einem korrelierten Fluss I_K nach Formel 3.9.

Ausgehend von diesem Fall soll nun untersucht werden, welchen Einfluss eine Abweichung $\Delta\mathbf{s}$ der Position der Punktquelle am Himmel auf den korrelierten Fluss hat. Die Abweichung bewirkt eine Verkippung der Wellenfront. Der durch die Verkippung verursachte Weglängenunterschied Δd des Lichts beträgt bei den im Abstand \mathbf{B} stehenden Teleskopen

$$\Delta d = \Delta\mathbf{s} \cdot \mathbf{B}. \quad (3.10)$$

⁸Die sinusförmige Abhängigkeit ist Folge der Strahlvereinigung an einem Strahlteiler. Bei anderen Methoden der Strahlvereinigung, wie z.B. bei Image-Plane-Instruments, ergibt sich eine kosinusförmige Abhängigkeit.

⁹Tatsächlich ist dieses Verhältnis beim MIDI-Strahlteiler etwas unterschiedlich und variiert mit der Wellenlänge. Dieser Umstand wird bei der Datenauswertung genauer untersucht.

Der Weglängenunterschied führt zu einer Phasenverschiebung $\phi_d = 2\pi\Delta d/\lambda$ der interferierenden Strahlen. In Gleichung 3.9 erscheint dieser Phasenunterschied als zusätzlicher Term im Argument des Sinus:

$$I_K = 2\sqrt{I_A I_B} \cdot \sin(\Delta\phi + \phi_d). \quad (3.11)$$

Das heißt, dass eine Abweichung der Position der Punktquelle zu einer Veränderung der Phasenlage der Modulation des korrelierten Flusses führt. Für den Übergang von einer Punktquelle zu einer beliebigen Intensitätsverteilung I_{obj} denke man sich diese als Summe vieler, inkohärent strahlender Punkte unterschiedlicher Intensität:

$$I_{obj} = \int I(\mathbf{s}) \, ds. \quad (3.12)$$

Das Licht jedes Punktes durchläuft das Interferometer, ohne miteinander zu interferieren. Für den korrelierten Fluss bedeutet dies die Überlagerung der Intensitäten aller Punkte mit der durch die jeweilige Position gegebenen Phasenlage. (Es wird zur Vereinfachung der Formel angenommen, dass die Intensität in jedem Eingangskanal gleich I_{obj} ist.) Somit gilt

$$\begin{aligned} I_{K,obj} &= 2 \int I(\mathbf{s}) \cdot \sin(\Delta\phi + \phi_d) \, ds \\ &= 2 \int I(\mathbf{s}) \frac{1}{2i} \left(e^{i(\Delta\phi + \phi_d)} - e^{-i(\Delta\phi + \phi_d)} \right) \, ds \\ &= \frac{1}{i} e^{i\Delta\phi} \int I(\mathbf{s}) e^{i\phi_d} \, ds - \frac{1}{i} e^{-i\Delta\phi} \int I(\mathbf{s}) e^{-i\phi_d} \, ds. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Der Term

$$\int I(\mathbf{s}) e^{i\phi_d} \, ds = \int I(\mathbf{s}) e^{2\pi i \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{B}}{\lambda}} \, ds = \hat{F}[I(\mathbf{s})](\mathbf{B}/\lambda) \quad (3.14)$$

mit

$\hat{F}[I](\mathbf{u})$: Fouriertransformierte von I als Funktion der Raumfrequenz \mathbf{u}

ist als die zweidimensionale Fouriertransformation der Intensitätsverteilung $I(\mathbf{s})$, ausgewertet bei \mathbf{B}/λ , zu identifizieren. Das Ergebnis der Fouriertransformation ist eine komplexe Zahl, die geschrieben werden kann als:

$$\hat{F}[I(\mathbf{s})](\mathbf{B}/\lambda) = \tilde{I}_{B/\lambda} e^{i\phi_I}. \quad (3.15)$$

Eingesetzt in Gleichung 3.13 erhält man für den korrelierten Fluss¹⁰:

$$\begin{aligned} I_{K,obj} &= \frac{1}{i} e^{i(\Delta\phi + \phi_I)} \tilde{I}_{B/\lambda} - \frac{1}{i} e^{-i(\Delta\phi + \phi_I)} \tilde{I}_{B/\lambda} \\ &= 2 \sin(\Delta\phi + \phi_I) \cdot \tilde{I}_{B/\lambda}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

¹⁰ Es wird die Hermitizität der Fouriertransformation ausgenutzt: Ist I reellwertig, so gilt: $F[I](-\mathbf{u}) = \tilde{I}_{\mathbf{u}} e^{-i\phi_I}$.

Tabelle 3.4: Typische Intensitätsverteilungen und ihre Visibility-Funktionen

Punktquelle	$I = \int I_0 \delta(ds)$	$V \equiv 1$
Doppelstern	$I = \int I_1 \delta(s + \frac{1}{2} \Delta s) + I_2 \delta(s - \frac{1}{2} \Delta s) ds$	$V = \sqrt{\frac{1+R^2+2R \cos(2\pi \Delta s \frac{B}{\lambda})}{(1+R)^2}}$ mit $R = \frac{I_1}{I_2}$
Uniform Disk	$I = I_o \text{circ}(d)$, d =Durchmesser	$V = \left \frac{2J_1(x)}{x} \right $ mit $J_1(x)$ = erste J-Besselfkt., $x = \pi d \frac{B}{\lambda}$
Gauss	$I = I_o e^{-\frac{4 \ln 2 s ^2}{\theta^2}}$, θ =FWHM	$V = e^{-\frac{\pi^2 \theta^2}{4 \ln^2 2} \left(\frac{B}{\lambda}\right)^2}$

Für eine beliebige Intensitätsverteilung folgt also, dass die Amplitude des korrelierten Flusses durch den Betrag $\tilde{I}_{B/\lambda}$ der Fouriertransformierten der Intensitätsverteilung bestimmt ist. Die Fourier-Phase $\phi_{\tilde{I}}$ erscheint im Argument des Sinus und bewirkt eine Phasenverschiebung der Modulation. Was ein Interferometer misst, ist also eine Komponente des Fourierpektrums der Intensitätsverteilung des Objektes. Die Raumfrequenz der Komponente ist durch die Wellenlänge und die Basislinie festgelegt. Es darf allerdings nicht unerwähnt bleiben, dass die Fourier-Phaseninformation ohne eine Phasenreferenz im Allgemeinen nicht messbar ist¹¹. Was jedoch gemessen werden kann, ist die Amplitude des korrelierten Flusses, welche Auskunft über den Betrag der Fourier-Komponente liefert. Allerdings muss diese noch zum Gesamtfluss der Quelle in Beziehung gesetzt werden, denn sonst wäre es nicht möglich zwischen einer starken Quelle mit relativ schwachem korrelierten Fluss und einer schwachen Quelle mit relativ starkem korrelierten Fluss zu unterscheiden. Für das Verhältnis der Amplitude des korrelierten Flusses zum Gesamtfluss hat sich die Bezeichnung *Visibility* etabliert. Es gilt

$$V_{obj} = \frac{2\tilde{I}_{B/\lambda}}{I_A + I_B}. \quad (3.17)$$

Für die Interpretation von interferometrischen Messdaten ist es hilfreich, die Visibility-Funktionen einiger typischer Intensitätsverteilungen zu kennen. In Tabelle 3.4 sind einige wichtige zusammengestellt.

3.3.3 Polychromatischer Fall

Bisher wurde bei den Berechnungen eine monochromatisch strahlende Lichtquelle angenommen. Diese Idealisierung trifft für natürliche Quellen nicht zu. Es soll daher nun

¹¹Eine solche Phasenreferenz soll in Zukunft das Instrument PRIMA durch gleichzeitige Messung eines Referenzsterns bereitstellen können.

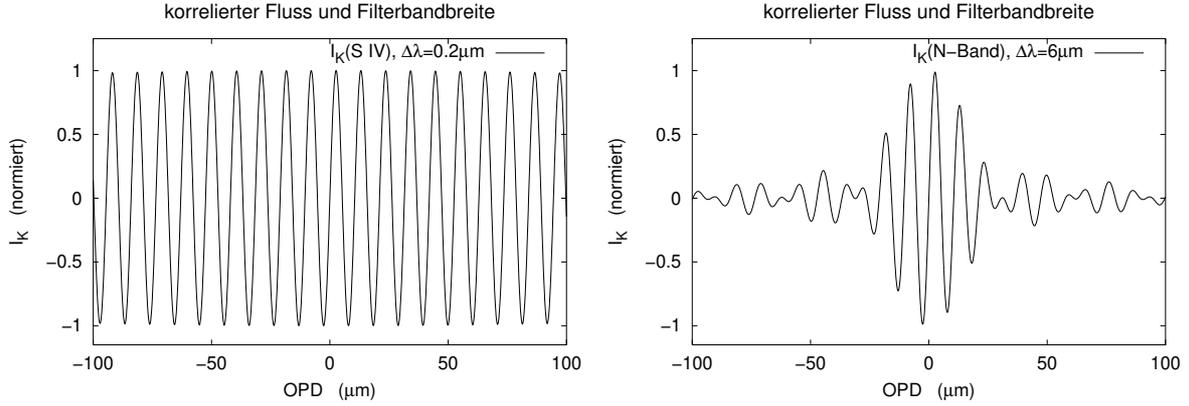


Abbildung 3.7: Der korrelierte Fluss I_K in Abhängigkeit von der Weglängendifferenz (OPD) für zwei verschiedene Filterbandbreiten. Beim schmalbandigen SIV-Filter (links) ist im OPD-Bereich von $\pm 100 \mu\text{m}$ kaum eine Abschwächung der Amplitude zu erkennen. Beim vollen N-Band (rechts) ergibt sich das typische Fringe-Paket.

die Verallgemeinerung der Formel für den korrelierten Fluss im Falle von breitbandigen Quellen vorgenommen werden. Der Fluss einer breitbandigen Quelle lässt sich als inkohärente Überlagerung des Lichts aller Wellenlängen der gegebenen Bandbreite auffassen. Es soll zur Vereinfachung zunächst wieder von einer Punktquelle ausgegangen werden. Die Formel 3.9 erweitert sich zu

$$I_K = 2 \int I_\lambda \eta(\lambda) \sin(\Delta\phi) d\lambda \quad (3.18)$$

mit

$\eta(\lambda)$: spektrale Filterfunktion.

Es soll eine kastenförmige spektrale Filterfunktion angenommen werden, für welche gilt

$$\eta(\lambda) = \begin{cases} 1 & \text{für } \lambda_0 - \frac{1}{2}\Delta\lambda < \lambda < \lambda_0 + \frac{1}{2}\Delta\lambda \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.19)$$

Weiterhin soll angenommen werden, dass die Intensität der Quelle innerhalb der Filterbandbreite konstant I_{λ_0} ist. Dann folgt schließlich für den korrelierten Fluss aus Formel 3.18:

$$I_K = 2I_{\lambda_0}\Delta\lambda \frac{\sin(\pi\Delta\lambda/\lambda_0^2\Delta\phi)}{\pi\Delta\lambda/\lambda_0^2\Delta\phi} \sin(\Delta\phi). \quad (3.20)$$

Die von der Phasendifferenz $\Delta\phi$ abhängige Modulation des korrelierten Flusses ist mit einer einhüllenden sinc-Funktion multipliziert. Als Folge davon entsteht ein so genanntes „Fringe-Paket“. In Abbildung 3.7 ist der korrelierte Fluss für zwei verschiedene Filterbandbreiten dargestellt. Je größer die Bandbreite des interferierenden Lichts ist, desto schmaler ist das Fringe-Paket.

Die sinc-Funktion ist die Fouriertransformierte der Kastenfunktion. Es lässt sich allgemein zeigen, dass die einhüllende Funktion die Fouriertransformierte der Filterfunktion ist. Für die endgültige Formel zur Beschreibung des korrelierten Flusses ergibt sich daher als Erweiterung von Formel 3.16

$$\begin{aligned}
 I_{K,obj} &= 2 \Omega(\Delta\phi) \sin(\Delta\phi + \phi_{\tilde{f}}) \cdot \tilde{I}_{B/\lambda} \\
 &= 2 \Omega\left(2\pi \frac{\text{OPD}}{\lambda_0}\right) \sin\left(2\pi \frac{\text{OPD}}{\lambda_0} + \phi_{\tilde{f}}\right) \cdot \tilde{I}_{B/\lambda} \quad (3.21)
 \end{aligned}$$

mit

Ω : Fouriertransformierte der spektralen Filterfunktion.

3.4 Justierung der MIDI-Optik

Für den einwandfreien Betrieb des MIDI-Instruments ist es Voraussetzung, dass alle optischen Elemente genau justiert sind. Bei der Komplexität des Strahlengangs mit Verzögerungsstrecken, Zwischenfoki, Strahlvereinigungsoptik, Kamera usw., ist die Justierung keine triviale Angelegenheit. Hinzu kommt, dass die Elemente der kalten optischen Bank bei Betriebsbedingungen nicht zugänglich sind. Die Justierung dieses Teils der Optik muss im ausgebauten Zustand bei Zimmertemperatur erfolgen. Wichtigstes Ziel ist, dass sich die Strahlen an der Strahlteilerschicht in Winkel und Position genau überlagern, denn nur so ist die Interferenz des Lichts von beiden Teleskopen und dessen Aufzeichnung auf dem Detektor gewährleistet. Nachdem im Folgenden die Auswirkung einer mangelhaften Überlagerung der Strahlen genauer untersucht wird, soll eine Übersicht über die erforderlichen Schritte zur Justierung der warmen und kalten optischen Bank gegeben werden.

3.4.1 Strahl-Überlagerung und möglicher Visibility-Verlust

Der Aufbau der Strahlvereinigungsoptik ist so ausgelegt, dass die beiden Eingangsstrahlen an derselben Position der Strahlteilerschicht auftreffen. Sie erreichen diese Position jeweils von einer Seite der Platte kommend unter einem Winkel von 30° . Es überlagert sich jeweils der reflektierte Teil eines Strahls mit dem transmittierten Teil des anderen. Die überlagerten Strahlen bilden die beiden interferometrischen Ausgangskanäle und werden mit der Kamera auf dem Detektor abgebildet. Es kommen prinzipiell zwei Ursachen für eine mangelhafte Überlagerung und einer damit verbundenem Verminderung der Interferenz in Frage:

1. Unterschiedliche Position der Strahlen auf der Strahlteilerschicht,
2. Winkel zwischen reflektierten und transmittierten Ausgangsstrahlen.

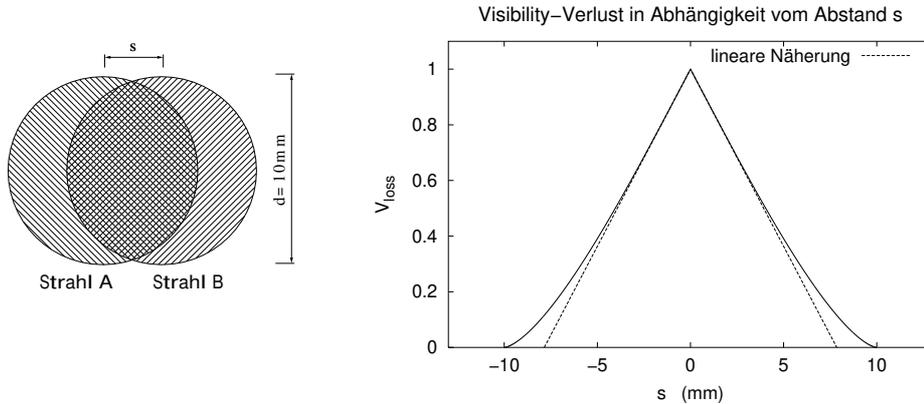


Abbildung 3.8: *Links*: Schematische Darstellung zweier nicht perfekt überlappender Eingangsstrahlen (Sicht auf Querschnittsfläche). Die Interferenz kann nur im Bereich der Überlappung stattfinden, was zu einer mit dem Abstand s wachsenden Verminderung des Fringe-Kontrastes führt. *Rechts*: Die Fläche des überlappenden Bereiches ist die Autokorrelationsfunktion der Kreisfunktion (durchgezogene Linie). Für kleine Abstände s ist eine lineare Funktion eine gute Näherung (gestrichelte Linie).

1. Unterschiedliche Position der Strahlen auf der Strahlteilerschicht

Wie bereits in der mathematischen Beschreibung der Strahlvereinigung (Abs.3.3.1) erläutert wurde, findet die Interferenz durch Überlagerung der E-Felder der Eingangsstrahlen statt. Es wurde dabei davon ausgegangen, dass die optischen Achsen der transmittierten und reflektierten Strahlen hinter der Strahlteilerplatte identisch sind und beide Querschnittsflächen vollständig überlagern. Sollte jedoch ein paralleler Versatz der optischen Achsen vorhanden sein, so überlagern sich lediglich Teilbereiche der E-Felder beider Strahlen (Abb.3.8, links), während der Rest ohne zu interferieren zum Detektor gelangt. Der nicht-interferierende Anteil weist keine Intensitätsmodulation bei Veränderung der optischen Weglänge auf und führt daher zu einer Verringerung des Fringe-Kontrastes. Der Verlustfaktor V_{loss} für die gemessene Visibility ist proportional zum überlappenden Bereich der Querschnittsflächen. Dieser Bereich ist abhängig vom Versatz s der Strahlen und berechnet sich aus der Autokorrelationsfunktion der Kreisfunktion:

$$V_{\text{loss}}(s) = AC[\text{circ}(d)](s) = \frac{2}{\pi} \left(\arccos\left(\frac{s}{d}\right) - \frac{s}{d} \sqrt{1 - \left(\frac{s}{d}\right)^2} \right) \quad (3.22)$$

mit

$AC[f(x)](s)$: Autokorrelationsfunktion von $f(x)$ in Abhängigkeit von s (auf 1 normiert).

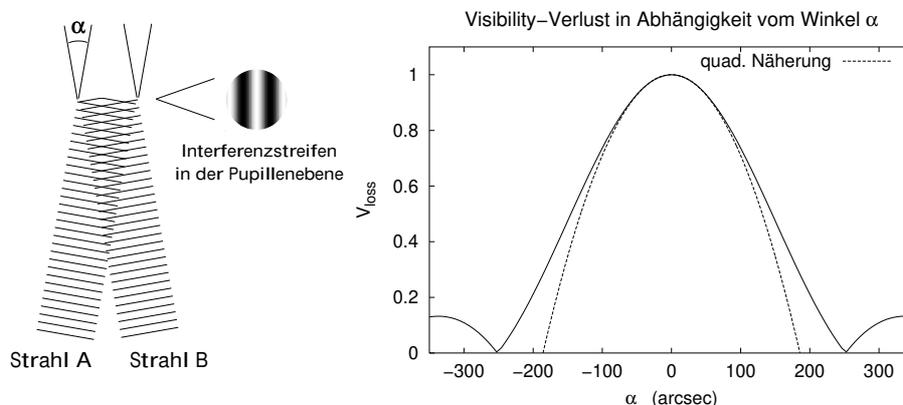


Abbildung 3.9: *Links*: Auswirkung des Winkels α bei der Überlagerung der Eingangsstrahlen. Zur Vereinfachung wurde auf die Darstellung der Reflexion der Strahlen an der Strahlteilerschicht verzichtet und außerdem der Winkel stark übertrieben. Es soll verdeutlicht werden, dass ein unterschiedlicher Winkel zu räumlichen Interferenzstreifen in der Pupillenebene der Strahlen führt. In der Bildebene wird dadurch der Fringe-Kontrast vermindert. *Rechts*: Der durch diesen Effekt bedingte Visibility-Verlust in Abhängigkeit vom Winkel α (durchgezogene Linie, Erklärung siehe Text). Die quadratische Näherung ist gestrichelt eingezeichnet.

Die Funktion¹² zeigt für kleine Werte von s einen linearen Verlauf (Abb. 3.8, rechts) und lässt sich nähern durch

$$V_{loss}(s) \approx 1 - \frac{4s}{\pi d}. \quad (3.23)$$

Die Spezifikationen der MIDI-Optik verlangen, dass der Strahl-Versatz nach Passieren der Strahlteilerplatte nicht mehr als 1% des Strahldurchmessers von $d = 10$ mm betragen darf. Der daraus folgende maximale Visibility-Verlustfaktor berechnet sich zu

$$V_{loss}(s = 0,3 \text{ mm}) \approx 0,99. \quad (3.24)$$

Die gemessene Visibility wird also höchstens um 1% niedriger sein, als bei perfekter Überlappung der Strahlen.

2. Winkel zwischen reflektierten und transmittierten Ausgangsstrahlen

Neben einem Versatz der optischen Achsen können die Strahlen auch einen von Null verschiedenen Winkel zueinander aufweisen. In diesem Fall weisen die Wellenfronten beider Strahlen nach der Strahlvereinigung eine Verkippung zueinander auf (Abb. 3.9, links). Als Folge davon ist die Phase der E-Felder im Bereich der überlappenden Querschnittsflächen nicht konstant und es entsteht (bei hinreichend starker Verkippung) ein streifenförmiges Interferenzmuster in der Pupillenebene. Der Effekt führt dazu, dass sich

¹²Diese Funktion ist auch als „Zeltfunktion“ bekannt und beschreibt beispielsweise die Übertragungsfunktion einer kreisförmigen Pupille im Frequenzraum.

konstruktive und destruktive Anteile gegenseitig aufheben und der Fringe-Kontrast bei Veränderung der optischen Weglänge vermindert wird. Der ortsabhängige Phasenunterschied $\Delta\phi_\alpha$ beträgt für eine Verkippung der Wellenfronten um den Winkel α

$$\Delta\phi_\alpha(x) = x \sin(\alpha) \frac{2\pi}{\lambda} \approx x\alpha \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3.25)$$

Zur Berechnung des resultierenden Visibility-Verlustes wird die Summe der E-Felder unter Berücksichtigung der ortsabhängigen Phase über die Querschnittsfläche integriert (in Polarkoordinaten r und Φ):

$$\mathbf{E}_{sum} = \int_0^{2\pi} \int_0^{d/2} \mathbf{E}_{A,1} + \mathbf{E}_{B,1} e^{i\frac{\pi}{2} + \Delta\phi_\alpha(x)} r dr d\Phi \quad (3.26)$$

mit

$$x = r \cos \Phi.$$

Das Integral kann mit Hilfe der Besselfunktion gelöst werden und ergibt

$$\mathbf{E}_{sum} \propto \frac{J_1(d\alpha\pi/\lambda)}{d\alpha\pi/\lambda}. \quad (3.27)$$

Das resultierende E-Feld verhält sich in Abhängigkeit vom Winkel α ähnlich wie bei der Beugung an einer Lochblende. Der Visibility-Verlust ist proportional zur Stärke des E-Feldes und kann für kleine Winkel α mit einer quadratischen Funktion genähert werden (Abb. 3.9, rechts). Es gilt:

$$V_{loss}(\alpha) \approx 1 - \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{d\alpha}{\lambda} \right)^2. \quad (3.28)$$

Die Elemente der Strahlvereingungsoptik können mit einer Genauigkeit von $20''$ eingestellt werden¹³. Der bei diesem Winkel zu erwartende Visibility-Verlustfaktor errechnet sich zu:

$$V_{loss}(\alpha = 20'') \approx 0,99. \quad (3.29)$$

Die beschriebenen Spezifikationen betreffen die Justierung der MIDI-Optik. Nicht justierbar, jedoch auch wichtig für den instrumentellen Visibility-Verlust sind weitere Spezifikationen, welche bei der Herstellung der Strahlteilerplatte berücksichtigt werden mussten. Die wichtigsten sind:

- Oberflächengenauigkeit: Abweichungen < 80 nm p-v $\Rightarrow V_{loss} \geq 0,98$,
- Planparallelität: Abweichung $< 10'' \Rightarrow V_{loss} \geq 0,99$,

¹³ $20''$ entsprechen $1/10 \lambda/d$.

- Strahlteilungs-Verhältnis: $0,4 < R, T < 0,6 \Rightarrow V_{loss} \geq 0,96$,
- Reflexion an der passiven Seite $< 0,02 \Rightarrow V_{loss} \geq 0,98$,
- Absorption der Strahlteilerplatte $< 0,02 \Rightarrow V_{loss} \geq 0,98$,
- Phasendifferenz für s- und p-Polarisation $< 0,2 \text{ rad} \Rightarrow V_{loss} \geq 0,99$.

3.4.2 Durchführung der Justierung

Im Laufe der Integration des MIDI-Instruments im Labor des Max-Planck-Instituts wurden Vorgehensweisen zur Justierung der COB und der WOB entwickelt und getestet. Eine schrittweise Anleitung mit allen Einzelheiten ist in den ESO-Dokumenten „MIDI Cold Optics Alignment Manual“ (Nr.: VLT-TRE-MID-15821-0239) und „Warm-Optics Assembly and Alignment Manual“ (Nr.: VLT-MAN-MID-15822-0154) zu finden. Die Dokumente sind bei Bedarf über das MIDI-Projekt oder das ESO-Archiv zu erhalten. In diesem Abschnitt soll lediglich auf die Grundprinzipien eingegangen werden, die eine Justierung mit der erforderlichen Genauigkeit möglich machen.

Justierung der kalten optischen Bank (COB)

Die Justierung dieses Teils der MIDI-Optik erfolgt in ausgebautem Zustand. Generell können alle wichtigen Arbeitsschritte mit sichtbarem Licht durchgeführt werden, da die meisten optischen Elemente der COB reflexiv sind. Auch die Strahlteilerplatte wurde so spezifiziert, dass die Justierung der Strahlvereinigungsoptik mit sichtbarem Licht möglich ist. Lediglich die Kameras und die Position des Detektors können erst unter Betriebsbedingungen getestet werden. Wichtigste Hilfsmittel bei der Durchführung der Justierung ist ein Alignmentteleskop (Firma Taylor Hobson) und ein Laser-Interferometer (Firma FISBA). Die Vorgehensweise der Justierung soll beispielhaft für den M1-Spiegel der COB-Optik dargestellt werden.

Als Referenz dient ein Spiegel, der nominell senkrecht zum Strahlengang an der Frontseite der COB angebracht wird. Durch Einstellen eines Alignmentteleskops in Autokollimation auf den Referenzspiegel wird dieses parallel zur optischen Achse eines Eingangsstrahls ausgerichtet. Nach Entfernen des Referenzspiegels kann das Alignmentteleskop über den M1-Spiegel auf das Pinhole fokussiert werden. Das Teleskop wird dazu auf „unendlich“ eingestellt, da der M1-Spiegel die Fokussierung des kollimierten Strahlenbündels auf das Pinhole bewirkt. Eine Verkippung des M1-Spiegels äußert sich dadurch, dass das Pinhole durch das Teleskop nicht zentriert gesehen wird. Zur Justierung des M1-Spiegels muss dieser von seiner Halterung abgebaut werden. Da im Allgemeinen nur sehr kleine Veränderungen des Winkels erforderlich sind, wird zu dessen Korrektur die Auflagefläche des Spiegels mit einem speziellem Mittel poliert. Es muss darauf geachtet werden, dass dabei die erforderliche Verkippung der Auflagefläche erreicht wird. Nach Einbau des Spiegels kann das Resultat der Prozedur überprüft werden. Üblicherweise ist eine mehrfache Wiederholung der Arbeitsschritte erforderlich, bis der erste M1-Spiegel ausgerichtet ist. Danach erfolgt die Justierung des M1-Spiegels des anderen Kanals nach der gleichen Vorgehensweise.

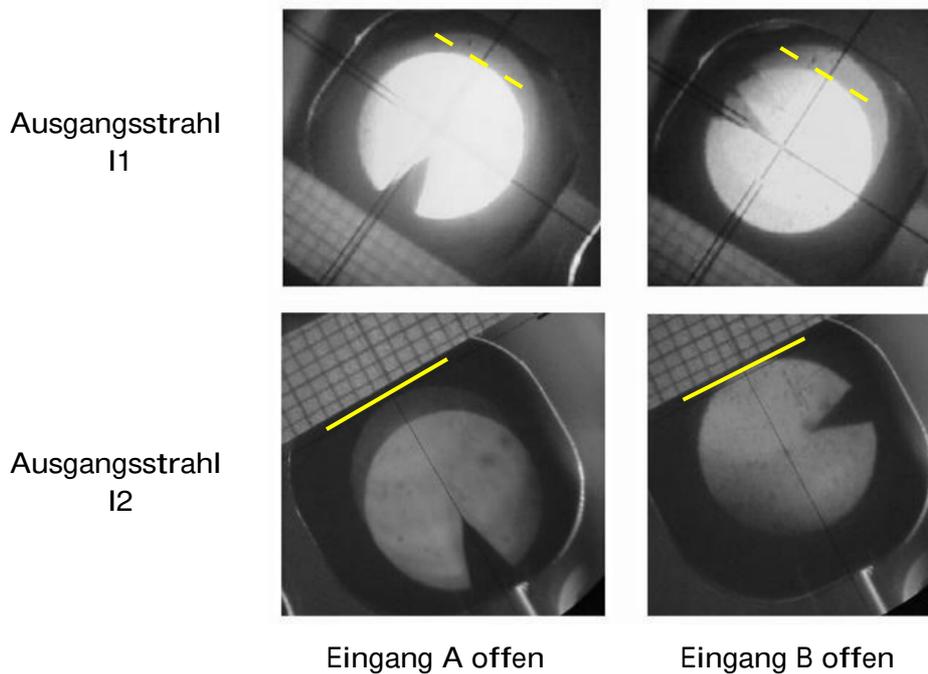


Abbildung 3.10: Messung des Strahlversatzes mit Hilfe des Alignmentteleskops von der Detektorseite her. Die Bilder zeigen den Strahl im Querschnitt in der Ebene der Strahlteilerplatte (High-Sens Modus). Durch abwechselndes Öffnen der Eingangskanäle kann ein möglicher Unterschied in der Position der Teilstrahlen beobachtet werden (markiert durch durchgezogene und gestrichelte Linien). Das in einigen Bildern erkennbare doppelte Erscheinen des Strahlquerschnitts ist durch Reflektion des Lichts an beiden Oberflächen der Strahlteilerplatte bedingt. Die dreieckförmigen Markierungen dienen zu Testzwecken.

Zur Justierung der M2-Spiegel und der Spiegel der Strahlvereinigungsoptik wird das Alignmentteleskop von der Detektorseite, über die Strahlvereinigungsoptik und M2, auf das Pinhole ausgerichtet. Durch Ausführen zahlreicher weiterer Arbeitsschritte, die detailliert im COB-Alignment-Manual beschrieben sind, erfolgt nacheinander die Einstellung der optischen Elemente. Das Resultat ist schließlich die Übereinstimmung der Teilstrahlen in jedem interferometrischen Ausgangskanal sowohl in Position als auch im Winkel zueinander.

Zur Überprüfung der Position wird das Alignmentteleskop auf die Strahlteilerplatte fokussiert. Durch abwechselndes Öffnen der Eingänge A und B mit dem Shutter kann die Position der Strahlenbündel miteinander verglichen werden (Abb. 3.10). Die Überprüfung des Winkels zwischen den Teilstrahlen erfolgt durch Einstellen des Alignmentteleskops auf „unendlich“, so dass wieder das Pinhole sichtbar wird (diesmal von der Rückseite gesehen). Werden auch hier abwechselnd die Eingänge A und B geöffnet, so sollten die beiden Bilder des Pinholes idealerweise an derselben Stelle sichtbar sein (Abb. 3.11). Ein „Springen“ der Bilder deutet auf eine Verkipfung der Strahlenbündel hin.

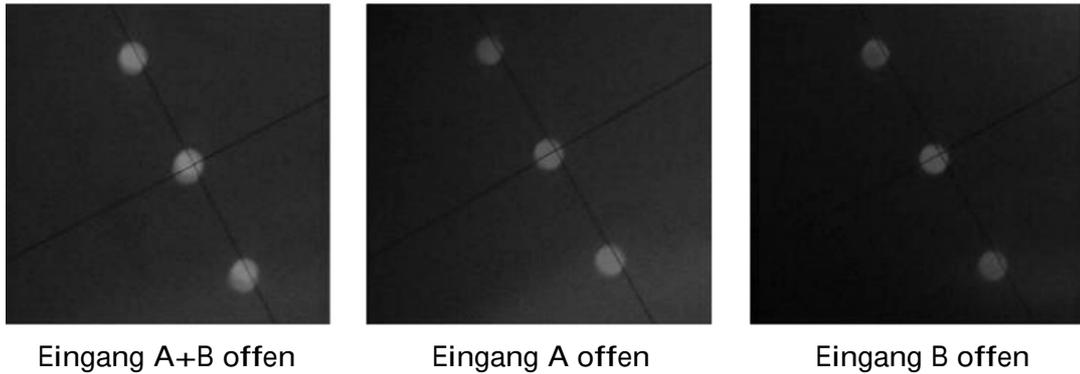


Abbildung 3.11: Die Messung des Winkels zwischen den Teilstrahlen erfolgt durch fokussieren des Alignmentteleskops auf „unendlich“, so dass über die M2-Spiegel das Pinhole sichtbar wird. Die Bilder des Pinholes von Strahl A und B sollten idealerweise an der selben Stelle sichtbar sein. Ein Unterschied deutet auf einen Winkel zwischen den Teilstrahlen hin. Die Abbildungen zeigen beispielhaft den Ausgangskanal II bei Benutzung des High-Sens Modus.

Die Justierung wurde zunächst im Labor des Max-Planck-Instituts durchgeführt und anschließend, nach dem Transport zum Paranal, nochmals überprüft und weiter optimiert. Die bei der letzten Überprüfung vor Inbetriebnahme des Instruments bestimmten Werte für die Unterschiede in Position und Winkel der Strahlen sind in Tabelle 3.5 aufgeführt. Die Tests ergaben einen Unterschied in der Position der Strahlen von 0,3 mm. Der dadurch bedingte Visibility-Verlustfaktor berechnet sich zu $V_{loss}(s=0,3\text{ mm}) \approx 0,96$. Da die Einstellung der Position der Strahlen nur durch eine aufwendige Modifikation bestimmter Bauteile der Strahlvereinigungsoptik möglich ist, wurde von einer Korrektur abgesehen. Ein gewisser Winkel zwischen den Ausgangsstrahlen im warmen Zustand der COB wurde jedoch absichtlich eingestellt, denn es zeigte sich, dass bei der Abkühlung auf die Betriebstemperatur von 40 K eine Veränderung dieses Winkels auftritt. Die Veränderung äußert sich durch eine Verlagerung der Bilder der Pinholes auf dem Detektor. Zur Kompensation wurde dieser Unterschied quantitativ bestimmt und nach erneuter Aufwärmung des Instruments bei der Justierung des Winkels berücksichtigt. Es stellte sich jedoch heraus, dass die Verschiebung bei der nächsten Abkühlung nicht exakt vorausberechenbar war. Aus den Detektorbildern wurden ein verbleibender Winkelunterschied ermittelt (Tab. 3.5). Der dadurch zu erwartende Visibility-Verlustfaktor beträgt $V_{loss}(\alpha=50'') \approx 0,93$. Hier stieß man offensichtlich an die Grenzen der Genauigkeit der MIDI-Optik. Der Winkelunterschied stellt jedoch kein kritisches Problem dar. Erstens erwies sich der Unterschied bei weiteren Tests (Februar 2003) als stabil und kann ggf. bei der Messung der Objektvisibility berücksichtigt werden. Zweitens wird ohnehin – bei Benutzung größerer Pinholes – das zu beobachtende Objekt derart im Gesichtsfeld der Teleskope platziert, dass der Unterschied aufgehoben wird.

Tabelle 3.5: Die bei der letzten Überprüfung vor Inbetriebnahme des Instruments bestimmten Werte für die Unterschiede in Position und Winkel der Strahlen (7. November 2002). Der Winkel wurde weiterhin auch bei Betriebsbedingungen ($T=40\text{K}$) durch Auswertung von Detektorbildern bestimmt.

	High Sens	Sci. Phot
s_{I1}	$(0,20 \pm 0,03) \text{ mm}$	$(0,30 \pm 0,03) \text{ mm}$
s_{I2}	$(0,28 \pm 0,03) \text{ mm}$	$(0,30 \pm 0,03) \text{ mm}$
α_{I1}	$130'' \pm 10''$	$72'' \pm 10''$
α_{I2}	$136'' \pm 10''$	$80'' \pm 10''$
$\alpha_{I1, T=40\text{K}}$	$52'' \pm 5''$	$54'' \pm 5''$
$\alpha_{I2, T=40\text{K}}$	$52'' \pm 5''$	$53'' \pm 5''$

Justierung der warmen optischen Bank (WOB)

Die Einstellung der optischen Elemente der WOB gestaltet sich weniger kompliziert als die der COB, da alle Elemente durch Justierschrauben in Winkel (zwei Achsen) und Position (eine Achse) verstellbar sind. Außerdem können alle erforderlichen Arbeitsschritte bei installierter WOB erfolgen. Auch hier kann die Justierung mit optischen Licht erfolgen, Alignmentteleskope sind dazu das wichtigste Hilfsmittel. Des Weiteren werden so genannte Pentaprismen verwendet, die eine genaue Umlenkung des Lichts um 90° erlauben. Die Justierung erfolgt in drei Hauptschritten:

1. Justierung der drei Referenzplatten (Alignment Plates),
2. Justierung des optischen Aufbaus zur Einspeisung der Laborlichtquelle,
3. Justierung der optischen Teile der beiden Verzögerungsstrecken.

Für eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Arbeitsschritte sei auf das WOB-Alignment-Manual verwiesen.

Abgleich zwischen WOB und COB

Der gesamte Kryostat kann mit Hilfe einer motorbetriebenen 5-Achsen-Montierung in Winkel (drei Achsen) und Position (zwei Achsen) bewegt werden, um die genaue Ausrichtung der COB bezüglich der WOB zu erreichen. Dieser Arbeitsschritt muss nach Abkühlung der COB auf Betriebstemperatur erfolgen, damit die Schrumpfung der COB (um $2,4\text{mm}$ in der Länge) berücksichtigt wird. Es wird dabei mit einem Alignmentteleskop entlang der Eingangsstrahlen¹⁴ über die Verzögerungsstrecken der WOB zum Eingang des Kryostaten geblickt. Gleichzeitig wird das Licht einer Lampe über einen Strahlteiler ebenfalls in den Kryostaten gelenkt. Die COB hat eine besondere

¹⁴Die Einstellung wurde zuvor mit Hilfe der Referenzplatten der WOB vorgenommen.

Einstellungsmöglichkeit für Autokollimation. In diesem Modus passiert das Licht der Lampe das Pinhole und wird anschließend zurück reflektiert. Das Licht gelangt nur dann zum Alignmentteleskop, wenn die optischen Achsen von COB und WOB exakt parallel zueinander ausgerichtet sind. Um das zu erreichen wird der Winkel mit der 5-Achsen-Montierung eingestellt. Zur Überprüfung der Position der COB wird das Alignmentteleskop auf die kalte Pupillenblende fokussiert und darauf geachtet, dass diese zentriert gesehen werden kann. Die Einstellung der Position erfolgt ebenfalls mit der 5-Achsen-Montierung.

Kapitel 4

Interferometrische Beobachtungen von jungen Sternen mit dem MIDI-Instrument

Die ersten Test-Messungen mit dem MIDI-Instrument erfolgten direkt nach der Installation im Dezember 2002 mit zwei Siderostaten (Aperturdurchmesser: 40 cm), die auf AT-Stationen im Abstand von 8 Metern aufgestellt wurden. Das geringe Lichtsammelvermögen der Siderostaten sowie der Umstand, dass diese Instrumente nicht im Chopping-Modus betrieben werden konnten, erschwerten das Vorhaben, „erste Fringes“ bei einem astronomischen Objekt zu beobachten. Trotzdem gelang es in der Nacht vom 10. Dezember ein korreliertes Signal von dem im Infrarotbereich sehr hellen Stern Beteigeuze (4680 Jy) zu detektieren. Wenig später, in den frühen Morgenstunden des 15. Dezember, konnte ein korreliertes Signal zum ersten Mal auch mit zwei 8-Meter-Teleskopen des VLTI (UT1 und UT3) aufgezeichnet werden. Das dabei beobachtete Objekt war ϵ Carinae mit einem Fluss von 250 Jy. Somit hatte MIDI seine Funktionstüchtigkeit in Verbindung mit der VLTI-Infrastruktur bewiesen (Leinert et al. 2003). Es erfolgten weitere Tests mit der Beobachtung von astronomischen Objekten im Februar, Mai und Juni 2003 (so genannte Commissioning-Runs), sowie die erste offizielle Beobachtungskampagne (Guaranteed Time Observation, GTO), welche vom 11. bis 13. Juni 2003 stattfand. Die Auswertung eines Teils der dabei gewonnenen Daten ist Gegenstand dieses Kapitels. Im Einzelnen handelt es sich dabei um Daten von den beiden jungen Sternen Z Canis Majoris (Z CMa) und VV Coronae Australis (VV CrA).

4.1 Breitbandige interferometrische Beobachtung von Z CMa

Die starke Leuchtkraft des Objektes Z CMa¹ im N-Band von 138 Jy und die zur Zeit des ersten Comissionings im Februar 2003 günstige Position am Himmel machten diese Quelle zu einem bevorzugten Objekt für Tests des MIDI-Instruments. Darüber hinaus ist dieses Objekt auch aus wissenschaftlicher Sicht interessant, da es sich um ein in

¹Weitere relativ gebräuchliche Bezeichnungen für Z CMa sind HD53179, HBC 243, MWC 165, IRAS 07013-1128 .

Staub gebettetes junges stellares Objekt handelt. Z CMa wurde in den Nächten vom 23. und 24. Februar mit UT1 und UT3 beobachtet. Die Qualität eines der aufgezeichneten Datensätze erwies sich bei der Analyse als gut genug, um eine erste Bestimmung der Objektvisibilität durchzuführen. Wie sich zeigen wird, erlaubt dieser eine Wert bereits eine grobe Abschätzung der Größe der Staubverteilung in diesem System. Die dazu nötigen Annahmen ergeben sich aus den bisher bekannten Objekteigenschaften von Z CMa, die im Folgenden dargestellt werden.

4.1.1 Das junge stellare Objekt Z CMa

Z CMa ist ein junges stellares Objekt, das als FU Orionis-Objekt klassifiziert wurde (Hartmann et al. 1989). Diese spezielle Klasse von jungen Sternen der Spektraltypen F bis M zeichnet sich durch besonders stark ausgeprägte Helligkeitszunahmen im Visuellen von $\Delta V = 5 - 6$ mag aus, die sich innerhalb einiger Monate vollziehen. Das Spektrum weist tiefe blau-verschobene Absorptionslinien auf. Nach einem Ausbruch klingt die Helligkeit in einem Zeitraum von Jahren bis Jahrzehnten langsam wieder ab. Zur Erklärung dieses Phänomens wurden verschiedene Mechanismen vorgeschlagen. Hartmann & Kenyon (1985) stellen in ihrem Artikel mit dem Titel „On the Nature of FU Orionis Objects“ dar, dass schnelle Akkretion von Materie auf einen Vor-Hauptreihen-Stern sowohl die Helligkeitsausbrüche, als auch weitere Aspekte dieser Objekte erklären können. Da es bei vielen FU Orionis-Objekten keinerlei Indizien für einen Begleiter gibt, schließen die Autoren, dass die Materie aus einer zirkumstellaren Staubscheibe stammen muss. Instabilitäten in der Scheibe sollen dafür verantwortlich sein, dass in relativ kurzer Zeit (verglichen mit der Lebensdauer der Scheibe) Materie mit einer Masse in der Größenordnung von etwa $10^{-2} M_{\odot}$ vom zentralen Stern akkretiert wird und den Ausbruch erzeugt. Weitere Eigenschaften, wie die spektrale Ähnlichkeit mit T Tauri-Sternen (Gahm 1975) und die häufig bei FU Orionis-Objekten beobachtbaren Materieausflüsse (Evans et al. 1994) weisen auf das junge Alter dieser Objekte hin. Untersuchungen von Weintraub et al. (1991) und Sandell & Weintraub (2001) bestätigten dies und ordnen FU Orionis-Objekte den YSOs Class 0 bis I (Def. s. Abs. 1.1) zu.

Da das Spektrum auch bei visuellen Wellenlängen von der starken Akkretion dominiert wird, ist die Bestimmung des Spektraltyps schwierig. Obwohl Z CMa als Herbig-Ae/Be-Stern (Herbig 1960) klassifiziert wurde, sind auch typische Eigenschaften eines FU Orionis-Objektes erkennbar, wie z.B. ein Spektrum, das zumindestens teilweise vom Spektraltyp F ist und das Auftreten von blau-verschobenen Balmer- und Na I-Absorptionslinien (Finkenzeller & Mundt 1984). Speckle-Beobachtungen im nahen Infrarot offenbarten die Existenz eines Begleiters (Koresko et al. 1991). Weiterhin wurden bei Z CMa auch Materieausflüsse (Jets) beobachtet (Pötzel et al. 1989). Eine Zusammenstellung der Objektparameter, insbesondere der beobachteten Objekthelligkeiten, ist in Tabelle 4.1 zu finden. Für das N-Band-Spektrum sei auf Abbildung 2.11 im Kapitel 2 über TIMMI2-Beobachtungen hingewiesen.

Der projizierte Abstand der Komponenten berechnet sich aus deren Separation und Entfernung zu 115 AE. Bisher war es nicht möglich, die beiden Komponenten im mitt-

Tabelle 4.1: Objektparameter und Helligkeiten des Systems ZCMa

	Gesamtsystem		Ref.
Koordinaten (J2000)	RA: 07:03:43,16	δ :: -11 33 06,2	1
Distanz	1150 pc \pm 170 pc		2,3
Separation	0,100'' \pm 0,007''		4
Positionswinkel	120° \pm 4°		4
U	11,24 mag		5
B	10,56 mag		5
V	9,35 mag		5
R	8,57 mag		5
I	7,80 mag		5
J	6,14 mag		4
H	5,09 mag		4
K	3,79 mag		4
L'	1,73 mag		4
M	0,86 mag		4
N	-1,4 mag (138 Jy)		6
IRAS 12 μm	126,60 Jy		1
IRAS 25 μm	221,30 Jy		1
IRAS 60 μm	322,00 Jy		1
IRAS 100 μm	354,00 Jy		1
	SO-Komponente	NW-Komponente	
1,27 μm	4,8 Jy	1,0 Jy	4
1,65 μm	7,1 Jy	2,6 Jy	4
2,2 μm	6,1 Jy	13,5 Jy	4
3,28 μm	7 Jy	36 Jy	4
4,04 μm	8 Jy	51 Jy	4
4,8 μm	9 Jy	61 Jy	4

Referenzen: 1: SIMBAD Datenbank, 2: Skinner et al. (1993), 3: Claria (1974) 4: Koresko et al. (1991), 5: Berrilli et al. (1992), 6: Integrierter Fluss im N-Band aus TIMMI2-Spektren (diese Arbeit, gemittelter Wert aus zwei Messungen).

leren Infrarotbereich aufzulösen. Somit ist die Frage nach der genaueren Verteilung des warmen Staubes im System bisher unbeantwortet geblieben.

4.1.2 Datenaufnahme mit dem MIDI-Instrument

Zur Messung des korrelierten Flusses eines Objektes muss die optische Weglänge in beiden Armen des Interferometers von der Quelle bis zur Strahlvereinigungsoptik des Interferometers exakt gleich lang sein. Die Angleichung erfolgt mit den VLTI-internen Verzögerungsstrecken. Der Reflektor einer der beiden Verzögerungsstrecken wird zunächst an die Position gefahren, die sich aus der Position des Objektes am Himmel, dem Abstand und der Orientierung der beiden angeschlossenen Teleskope und der Länge des Lichtweges in den Tunneln berechnet. Es wird bei der Angleichung der Weglängen eine Genauigkeit von etwa einen Millimeter erreicht. Um auch den restlichen Weglängenunterschied auszugleichen, erfolgt das so genannte

Fringe-Searching:

Eine der piezobetriebenen MIDI-internen Verzögerungsstrecken vollzieht einen „OPD-Scan“ von $60\ \mu\text{m}$, während dessen nacheinander 40 Einzelaufnahmen gemacht werden. Der korrelierte Fluss wird durch Subtraktion der Signale der interferometrischen Ausgangskanäle I_1 und I_2 bestimmt. Kann während des Scans keine Modulation des Differenzsignals registriert werden, so ist die optische Weglänge offensichtlich noch nicht angeglichen. Der optische Weg wird in diesem Fall mit der VLTI-Verzögerungsstrecke um $30\ \mu\text{m}$ verändert und der Vorgang wiederholt. Wird eine Modulation registriert, erfolgt das so genannte

Fringe-Tracking:

Die MIDI-interne Verzögerungsstrecke führt wiederholte Scans aus. Bei jedem Scan wird die Position mit maximaler Stärke der Modulation ermittelt. Die VLTI-Verzögerungsstrecke wird derart verändert, dass die maximale Modulation, d.h. das Zentrum des Fringe-Paketes, in der Mitte des Scans zu liegen kommt. Auf diese Weise werden auch OPD-Änderungen ausgeglichen, die durch die turbulente Atmosphäre bedingt sind. Dieser Modus wird auch „Self Fringe-Tracking Mode“ genannt, da die Steuerungssoftware des MIDI-Instruments die Daten analysiert und entsprechende Kommandos an die VLTI-Verzögerungsstrecken sendet. Für die Zukunft ist auch externes Fringe-Tracking vorgesehen, bei dem ein separates Instrument (FINITO) diese Aufgabe übernimmt.

Eine Fringe-Tracking-Sequenz kann einige Minuten dauern. Der Detektor wird während des Fringe-Searchings und Fringe-Trackings zur Zeit- und Speicherplatzersparnis nur in den Bereichen der Ausgangskanäle ausgelesen und die Daten gespeichert (Windowing). Jeder gespeicherte MIDI-Datensatz besteht aus einer Abfolge von mehreren tausend Einzelaufnahmen. Die Bestimmung² der Visibility erfolgt durch Berechnung des Verhältnisses des korrelierten Flusses I_K zum Gesamtfluss $I_A + I_B$, wobei der korrelierte Fluss zunächst auf einer einfachen Weise durch Berechnung des maximalen absoluten Flussunterschiedes der interferometrischen Ausgangskanäle gemessen werden kann:

$$V_{roh} = \frac{I_K}{I_A + I_B} = \frac{|I_1 - I_2|}{I_A + I_B}. \quad (4.1)$$

Bei Bildung der Differenz $I_1 - I_2$ wird der im mittleren Infrarotbereich starke Anteil des Hintergrundes am Signal automatisch eliminiert, denn die Hintergrundstrahlung ist unkorreliert. Anders ist es bei der Bestimmung von I_A und I_B . Hier ist der Anteil der Hintergrundstrahlung präsent. Zur Elimination wäre es optimal, die photometrischen Strahlteiler in den Strahlengang zu fahren und das Instrument während des Fringe-Trackings im Chopping-Modus zu betreiben. Zur Zeit des Commissionings im Februar 2003 war die Möglichkeit des gleichzeitigen Fringe-Trackings und Choppings noch nicht in der Steuerungssoftware integriert. Deshalb wurde zu jeder interferometrischen Messung eine separate photometrische Messung der Eingangsstrahlen A und

²Visibility-Verluste durch ungleiche Eingangsflüsse sowie durch instrumentelle Effekte werden hier zunächst vernachlässigt.

Tabelle 4.2: Zur Auswertung benutzte Datensätze vom 24. Februar 2003

Nr.	Objekt	Beobachtungszeit (UT)	Modus	Anzahl Bilder	projizierte Basislinie	Positionswinkel	Luftmasse
1	Z CMa	04:20	Photom. (Chopping)	2000			1,35
2	Z CMa	05:04	Interferometrie	9600	95,2 m	40,3°	1,64
3	HD101104	06:23	Himmelshintergrund	2000			1,24
4	HD101104	06:25	Photom. (Nodding)	2000			1,24
5	HD101104	06:30	Interferometrie	4800	86,8 m	42,4°	1,24

Die Belichtungszeit pro Bild betrug bei allen Datensätzen 1,5 ms.

B im Chopping-Modus durchgeführt. Ab dieser Stelle soll auch ein durch ungleiche Flüsse in beiden Kanälen des Interferometers bedingter Visibility-Verlust berücksichtigt werden. In diesem Fall kommt gemäß Formel 3.9 ein weiterer Faktor hinzu, der die getrennte Messung von I_A und I_B erforderlich macht. Es ergibt sich

$$V_{roh} = \frac{I_K}{I_A + I_B} \cdot \frac{I_A + I_B}{2\sqrt{I_A I_B}} = \frac{I_K}{2\sqrt{I_A I_B}}. \quad (4.2)$$

Die Messung der photometrischen Flüsse I_A und I_B erfolgte ohne Strahlvereinigungs-optik, so dass die Strahlen jeweils direkt zum Detektor gelangen konnten.

Der nach Formel 4.2 bestimmte Wert V_{roh} ist noch nicht die gesuchte Objektvisibili-ty, denn infolge unvermeidlicher Kohärenzverluste des Lichts auf dem Weg durch die turbulente Atmosphäre sowie durch das Interferometer ist der gemessene Wert stets kleiner als die tatsächliche Objektvisibilität. Zur Bestimmung des Visibility-Verlustes ist die Messung eines Standardsterns mit bekannter Visibility notwendig. Unter der An-nahme, dass sich der Visibility-Verlust bei der Messung von Objekt und Standardstern nicht verändert hat, berechnet sich die Objektvisibilität V_{obj} wie folgt:

$$V_{obj} = \frac{V_{roh}}{V_{loss}} \quad (4.3)$$

mit

$$V_{loss} = \frac{V_{cal,roh}}{V_{cal,theo}} \quad : \quad \text{Visibility-Verlust,}$$

wobei $V_{cal,roh}$ und $V_{cal,theo}$ die gemessene und theoretische Visibility des Standardsterns ist. Für die Bestimmung eines Visibility-Wertes sind somit insgesamt vier Messungen erforderlich, eine photometrische und eine interferometrische Messung des Objektes so-wie eine photometrische und eine interferometrische Messung eines Standardsterns. In der Nacht vom 24. Februar 2003 wurden erfolgreich die notwendigen Datensätze von Z CMa und des Standardsterns HD101104 aufgezeichnet. Bei HD101104 wurde aller-dings statt Chopping nur Nodding angewandt, d.h. Objekt und Himmelshintergrund wurden nacheinander beobachtet. In Tabelle 4.2 sind die zur Auswertung benutzten Datensätze aufgelistet. Die in diesem Abschnitt beschriebene Auswertung erfolgte mit einem speziell zu diesem Zweck am Max-Planck-Institut für Astronomie entwickelten Softwarepaket.

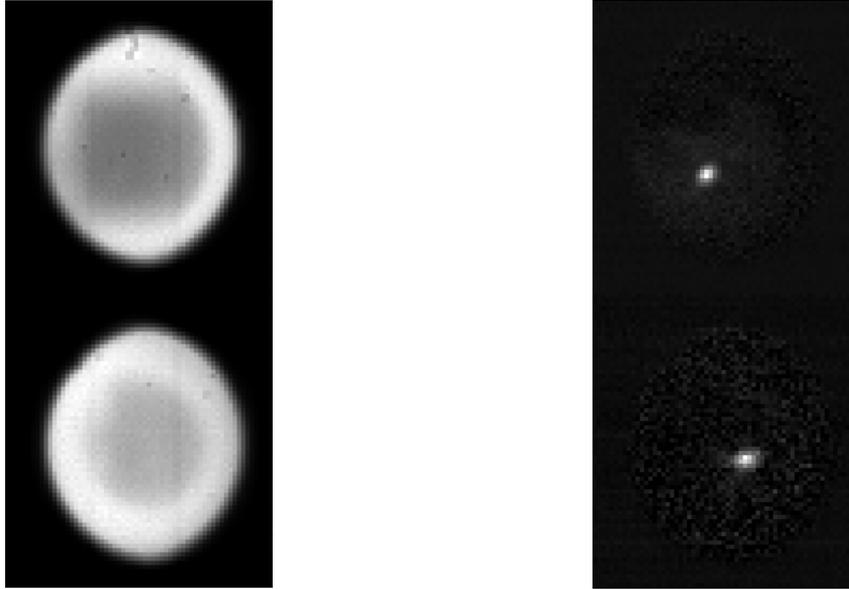


Abbildung 4.1: *Links:* Einzelbilder der beiden Ausgangskanäle aus dem photometrischen Datensatz von ZCma (Datensatz Nr. 1). Die Bilder sind von der Wärmestrahlung des VLTI-Tunnels (hellerer äußerer Ring) und des Himmels (dunklere Region im Zentrum) dominiert. *Rechts:* Nach Subtraktion eines Hintergrundbildes der Chopping-Daten wird das Objekt in beiden Ausgangskanälen sichtbar.

4.1.3 Auswertung der photometrischen Daten

In Abbildung 4.1 sind beispielhaft die Detektorbereiche der beiden Ausgangskanäle einer Einzelaufnahme des photometrischen Datensatzes Nr. 1 gezeigt. Die kreisförmige Region ist die kalte Begrenzung durch die verwendete Gesichtsfeldblende. Bei der Aufnahme dieses Datensatzes (und bei allen anderen in diesem Abschnitt benutzten Datensätzen) war die offene Position des Pinhole-Schiebers in den Strahlengang eingefahren. Das dadurch gegebene Gesichtsfeld beträgt ca. $3''$. Die hohe Zählrate pro Pixel innerhalb des Gesichtsfeldes von bis zu 50000 ADU^3 (d.h. $3/4$ des gesamten Dynamikbereiches von 65536 ADU) wird hauptsächlich durch die Wärmestrahlung des VLTI-Tunnels (hellerer Ring) und des Himmels (dunklere Region im Zentrum) bewirkt. Von dem beobachteten Objekt ZCma ist, trotz seiner hohen Leuchtkraft, in den Rohbildern nichts zu erkennen. Erst nach Subtraktion eines Hintergrundbildes der Chopping-Daten wird das Objekt mit einer Zählrate von etwa 600 ADU im hellsten Pixel sichtbar. Zur Bestimmung des genauen Flusses wurde ein mittleres Hintergrundbild und ein mittleres Bild des Objektes aus dem gesamten Chopping-Datensatz berechnet und voneinander subtrahiert. Im resultierenden Bild wurde die Zählrate des Objektes mittels Apertur-Photometrie bestimmt. Bei dieser Methode werden die Zählraten aller Pixel innerhalb eines bestimmten Radius (hier: 5 Pixel) um das Zentrum des Objektes aufsummiert. Ein eventuell vorhandener Offset wird in einem Ring außerhalb des Ob-

³ADU (Analog Detector Unit) = Einheit der Detektor-Zählrate

jekt (Radius 11 bis 13 Pixel) bestimmt und von der Zählrate abgezogen. Die auf diese Weise für ZCMA aus dem Datensatz Nr. 1 ermittelten Werte für die photometrischen Flüsse betragen (umgerechnet in Photonen pro Sekunde, der Konvertierungsfaktor zur Umrechnung von ADU zu Photonen von 145 Photonen/ADU wurde bei Labortests ermittelt)

$$I_A = \frac{10965 \text{ ADU}}{1,5 \text{ ms}} \cdot 145 \text{ Phot/ADU} = 1,06 \cdot 10^9 \text{ Phot/s} \quad (4.4)$$

und

$$I_B = \frac{16965 \text{ ADU}}{1,5 \text{ ms}} \cdot 145 \text{ Phot/ADU} = 1,64 \cdot 10^9 \text{ Phot/s}. \quad (4.5)$$

Es ist erkennbar, dass der Fluss in Kanal B 54 % höher war als der in Kanal A. Dieser Umstand ist auf Unterschiede im optischen Durchsatz in beiden Kanälen des VLTI-Systems zurückzuführen. Bei der Vielzahl optischer Elemente von den Teleskopen bis hin zum Detektor ist eine Differenz nicht auszuschließen⁴. Der durch die Flussdifferenz zu erwartende Visibility-Verlust wird jedoch in Formel 4.2 berücksichtigt.

4.1.4 Auswertung der interferometrischen Daten

Die Detektorbereiche zur Bestimmung des korrelierten Flusses sollten die gleiche Größe haben wie die Detektorbereiche zur Bestimmung des photometrischen Flusses, denn ansonsten kann ein fehlerhafter Wert für die Rohvisibility – dem Verhältnis von korreliertem zu unkorreliertem Fluss – resultieren. Aus diesem Grund wurde auch bei den interferometrischen Daten die Zählrate in jedem Ausgangskanal in einem kreisförmigen Bereich von 5 Pixel Radius um das Zentrum des Objektes aufsummiert. Zur Berechnung des korrelierten Flusses wurden die Zählraten der beiden Ausgangskanäle anschließend für jedes Bild voneinander subtrahiert. Ein eventuell vorhandener Offset wurde durch Subtraktion des mittleren Differenzwertes der einzelnen Scans eliminiert. In Abbildung 4.2 (1. Plot v. oben) ist die zeitliche Abfolge der Differenzwerte des Datensatzes Nr.2 geplottet. Zu Beginn der Sequenz war das Differenzsignal Null, d.h. es wurde kein korreliertes Signal gemessen. Erst nachdem die optischen Weglängen (OPD, 2. Plot v. oben) nach etwa 1600 Bildern angeglichen werden konnten, wurde ein von Null verschiedenes Differenzsignal detektiert. Es folgte das Fringe-Tracking, bei dem die Steuersoftware dafür sorgte, dass das im Differenzsignal erscheinende Fringe-Paket stets in der Mitte der einzelnen Scans gehalten wurde (siehe vergrößerte Ausschnitte im 3.+4. Plot der Abbildung 4.2).

Die Bestimmung der Rohvisibility jedes Scans kann im Prinzip durch Einsetzen der maximalen Amplitude des korrelierten Flusses in Formel 4.2 bestimmt werden. Es wurde jedoch ein anderer Weg gewählt, der nicht nur einen (den maximalen) Wert jedes Scans berücksichtigt, sondern die Daten der gesamten Scans verarbeitet. Dazu

⁴Vignettierungen des Strahlenbündels im VLTI und eine noch nicht funktionstüchtige Pupillenabbildung kommen als mögliche Ursachen in Frage.

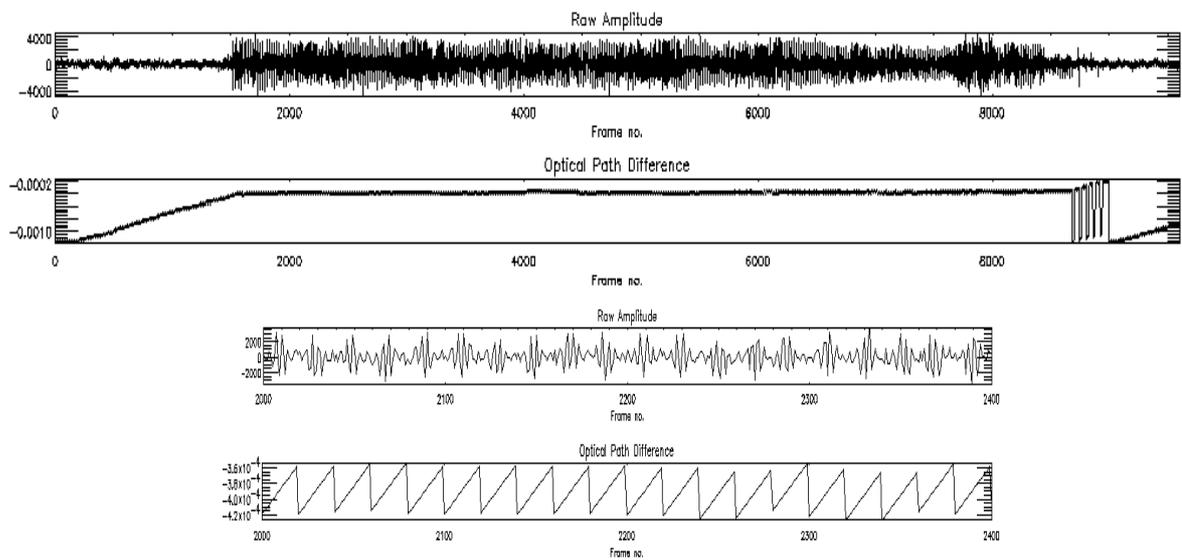


Abbildung 4.2: Die beiden oberen Plots zeigen die zeitliche Sequenz des Differenzsignals $I_1(t) - I_2(t)$ der interferometrischen Ausgangskanäle (Raw Fringe Amplitude) und der optischen Weglängendifferenz (OPD) des Datensatzes Nr. 2. Das Fringe-Tracking erfolgte etwa ab Bild (Frame) Nr. 1600 und verlief bis kurz vor Ende des Datensatzes stabil. Die beiden unteren Plots zeigen einen vergrößerten Ausschnitt von 400 Bildern. Man erkennt die Fringe-Pakete, die aus den einzelnen OPD-Scans der MIDI-internen Verzögerungsstrecke von je $60 \mu\text{m}$ resultieren.

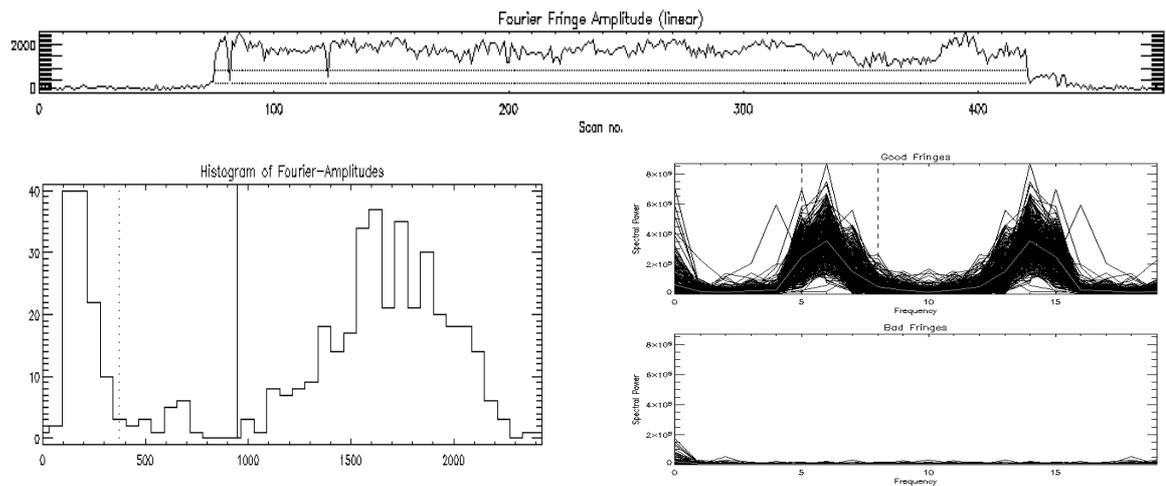


Abbildung 4.3: Wird die Fringe-Amplitude aus dem Powerspektren der einzelnen Scans berechnet und geplottet, so ergibt sich die oben dargestellte Sequenz. Links unten ist ein Histogramm aller vorkommenden Fringe-Amplituden dargestellt. Im Histogramm können „Scans mit Fringes“ und „Scans ohne Fringes“ unterschieden werden. Rechts unten sind die Powerspektren aller „Scans mit Fringes“ und aller „Scans ohne Fringes“ jeweils übereinander geplottet. Man beachte, dass sich das Spektrum ab Koordinate $x = 10 \text{ pix}$ gespiegelt wiederholt (Einzelheiten dazu im Text).

wurde zunächst das Powerspektrum $P_i(u)$ der zeitlichen Abfolge des Differenzsignals $I_1(t) - I_2(t)$ jedes Scans i berechnet:

$$P_i(u) = |\hat{F}[I_1(t) - I_2(t)]|^2 \quad (4.6)$$

mit

\hat{F} : Operator der diskreten Fouriertransformation, definiert als

$$\hat{F}[f(t)] = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} f(t) e^{-\frac{i2\pi ut}{N}}, \text{ wobei}$$

N ist die Anzahl der Datenpunkte pro Scan (hier: $N=20$) ist.

Die Modulation des Differenzsignals erscheint im Powerspektrum als so genannter „Fringe-Peak“. Die Breite des Fringe-Peaks ist gegeben durch alle im Differenzsignal vorkommenden Modulations-Frequenzen. Dieses Frequenzband ergibt sich durch die spektrale Bandbreite interferierender Lichts. Die Fourier-Frequenz u_λ , die zu einer bestimmten Lichtwellenlänge λ gehört, berechnet sich aus der OPD-Variation der Scans

$$u_\lambda = \Delta\text{OPD}/\lambda. \quad (4.7)$$

Bei der Aufnahme der hier ausgewerteten Datensätze wurde das N-Band-Filter ($7,5 \mu\text{m} - 13,5 \mu\text{m}$) benutzt, die OPD-Variation ΔOPD betrug $60 \mu\text{m}$. In Abbildung 4.3 (Diagramm rechts unten) sind die Powerspektren aller Scans, in denen Fringes detektiert wurden, übereinander geplottet (Selektion der „Scans mit Fringes“ s.u.). Das Frequenzintervall $\Delta u = u_{7,5} - u_{13,5}$, das sich nach Formel 4.7 aus der Bandbreite des N-Band-Filters ergibt, ist estrichelt eingezeichnet.

Aus dem Powerspektrum der Scans lässt sich die Amplitude der Fringe-Modulation im ursprünglichen Differenzsignal berechnen. Hier ist eine Eigenschaft der Definition der diskreten Fouriertransformation nach Formel 4.6 zu beachten. Für reellwertige Funktionen wiederholt sich das Fourierspektrum gespiegelt ab $u = N/2$, jede Frequenz u_λ wird also doppelt repräsentiert. Zur Berechnung der Amplitude der Modulation müssen daher die Beträge des Fourierspektrum im Bereich Δ_u mit dem Faktor 2 multipliziert werden. Der korrelierte Fluss im Scan i ist deshalb gegeben durch:

$$I_K(i) = 2 \sqrt{\sum_{\Delta u} P_i(u)}. \quad (4.8)$$

Die zeitliche Abfolge der so ermittelten Fringe-Amplituden für jeden Scan ist in Abbildung 4.3 (oben) dargestellt. Man erkennt, dass die Amplitude gewissen Schwankungen unterlegen ist. Erstellt man ein Histogramm der vorkommenden Fringe-Amplituden (Abb. 4.3 links unten), so zeichnen sich zwei Komponenten in der Verteilung ab. Die eine, etwa gaußförmige Verteilung um 1700 ADU, stellt die gemessenen Fringes während des Fringe-Trackings dar. Eine weitere Komponente im Bereich unter 400 ADU resultiert aus der Zeit vor dem Fringe-Tracking und nachdem das Fringe-Tracking gegen Ende des Datensatzes verloren ging, d.h. in Bereichen, in denen keine Fringes detektiert wurden. Durch Setzen von Schwellenwerten können „Scans mit Fringes“ und

„Scans ohne Fringes“ selektiert werden. Diese Schwellenwerte sind im Histogramm als senkrechte durchgezogene und gestrichelte Linien eingezeichnet. Beim Datensatz Nr. 2 wurden alle Scans mit Fringe-Amplituden oberhalb von 950 ADU als „Scans mit Fringes“ und alle mit Fringe-Amplituden unterhalb von 360 ADU als „Scans ohne Fringes“ deklariert. Im nächsten Schritt wurden das mittlere Fringe-Powerspektrum $P_F(u)$ aller „Scans mit Fringes“ und das mittlere Powerspektrum $P_R(u)$ (Rausch-Powerspektrum) aller „Scans ohne Fringes“ berechnet:

$$P_F(u) = \langle P_i(u) \rangle \quad \text{für Scans } i \text{ mit Fringes,} \quad (4.9)$$

$$P_R(u) = \langle P_i(u) \rangle \quad \text{für Scans } i \text{ ohne Fringes.} \quad (4.10)$$

Für die Berechnung eines rauschkompensierten Fringe-Powerspektrums $P_K(u)$ wird das Rausch-Powerspektrum vom mittleren Fringe-Powerspektrum subtrahiert⁵:

$$P_K(u) = P_F(u) - P_R(u). \quad (4.11)$$

Es ergibt sich nach Formel 4.8 für die mittleren, rauschkompensierten korrelierten Fluss I_K :

$$I_K = 2 \sqrt{\sum_{\Delta u} P_K(u)}. \quad (4.12)$$

Für den Datensatz Nr. 2 berechnet sich auf die beschriebene Weise ein korrelierter Fluss von

$$I_K = \frac{(1753 \pm 274) \text{ ADU}}{1,5 \text{ ms}} \cdot 145 \text{ Phot/ADU} = (1,69 \pm 0,26) \cdot 10^8 \text{ Phot/s.} \quad (4.13)$$

Der angegebene Fehler wurde aus der Streuung σ der Fringe-Amplituden der „Scans mit Fringes“ im Histogramm (Abb. 4.3, unten links) berechnet.

4.1.5 Kalibrierung der Visibility

Ist das Flussverhältnis der interferierenden Strahlen nicht gleich, verringert sich – wie bereits erwähnt – auch die Visibility. Wie sich bei Labortests herausgestellt hat, ist das Transmissions- und Reflexionsvermögen des Strahlteilers über den Bereich des N-Bandes nicht konstant. In Abbildung 4.4 ist $T(\lambda)$ und $R(\lambda)$ dargestellt. Beide Größen verhalten sich reziprok, d.h. bei Wellenlängen, bei denen z.B. das Transmissionsvermögen geringer ist, ist das Reflexionsvermögen entsprechend größer. Berücksichtigt man den Transmissions- und Reflexionsfaktor des Strahlteilers bei der Intensität der transmittierten bzw. reflektierten Strahlen, so erweitern sich die Gleichungen 3.5 und 3.6 aus Kapitel 3.3 zu

$$I_1 = T I_{A,1} - 2 \sqrt{TR} \mathbf{E}_{A,1} \mathbf{E}_{B,1} \sin(\phi_A - \phi_B) + R I_{B,1} \quad (4.14)$$

⁵Mischerterme aus Fringe- und Rauschspektren können vernachlässigt werden, da das Rauschen durch Subtraktion eines möglichen Offsets im Mittel Null beträgt.

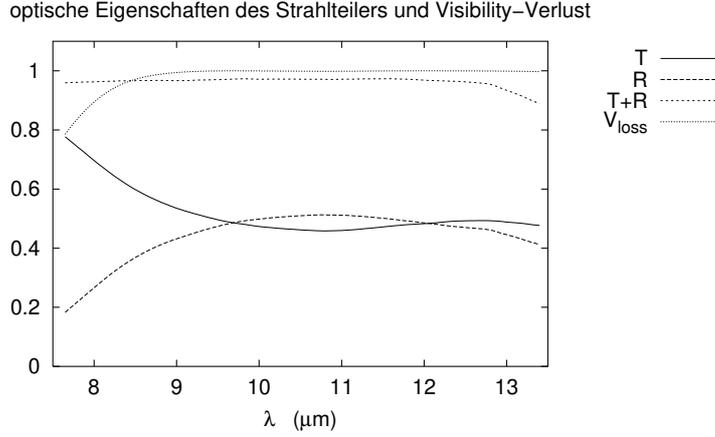


Abbildung 4.4: Spektrale Eigenschaften des MIDI-Strahlteilers. Der Transmissionsfaktor $T(\lambda)$ und der Reflexionsfaktor $R(\lambda)$ verhalten sich reziprok, so dass die Summe $T(\lambda) + R(\lambda)$ etwa konstant ist. Ein durch das unterschiedliche Verhältnis von $T(\lambda)$ zu $R(\lambda)$ verursachter Visibility-Verlust V_{loss} zeichnet sich nur bei Wellenlängen unterhalb von $\lambda = 9 \mu\text{m}$ ab.

und

$$I_2 = T I_{B,2} - 2\sqrt{TR} \mathbf{E}_{A,2} \mathbf{E}_{B,2} \sin(\phi_B - \phi_A) + R I_{A,2}. \quad (4.15)$$

Bei Bildung der Differenz $I_1 - I_2$ fallen die Terme $I_{A,1}, I_{A,2} \dots$ nicht heraus, es verbleibt i. d. R. ein Offset im Differenzsignal. Dieser Umstand muss jedoch nicht weiter berücksichtigt werden, da Offsets im Differenzsignal durch Subtraktion einer Konstanten ohnehin unterdrückt wurden. Abgesehen davon erscheint der Transmissions- und Reflexionsfaktor aber auch noch im Term des korrelierten Signals:

$$\begin{aligned} I_K &= 2(\sqrt{TI_A RI_B} + \sqrt{RI_A TI_B}) \cdot \sin(\phi_B - \phi_A) \\ &= 4\sqrt{TR} \sqrt{I_A I_B} \cdot \sin(\phi_B - \phi_A). \end{aligned} \quad (4.16)$$

Es ergibt sich also ein zusätzlicher Faktor $2\sqrt{TR}$. In Abbildung 4.4 ist der aus dem wellenlängenabhängigen Verhalten von $T(\lambda)$ und $R(\lambda)$ berechnete Verlustfaktor der Visibility geplottet. Man erkennt, dass dieser Effekt oberhalb von $\lambda = 9 \mu\text{m}$ praktisch nicht nachweisbar ist, sondern sich nur bei kürzeren Wellenlängen bemerkbar macht. Gemittelt über den gesamten Wellenlängenbereich des N-Bandes beträgt der Verlustfaktor für die Visibility:

$$\bar{V}_{loss, mittl.} = \langle V_{loss}(\lambda) \rangle = \left\langle \frac{2\sqrt{T(\lambda)R(\lambda)}}{T(\lambda) + R(\lambda)} \right\rangle = 0,98. \quad (4.17)$$

Dieser errechnete mittlere Visibility-Verlust würde sich bei einer Quelle mit konstanter spektraler Energieverteilung ergeben. Wird eine mit λ^{-2} abfallende Energieverteilung angenommen (Rayleigh-Jeans-Teil des Spektrums eines Standardsterns), so wird der

Visibility-Verlust bei kurzen Wellenlängen stärkeren Einfluss gewinnen. Er ergibt sich

$$\bar{V}_{loss, Rayleigh-Jeans} = \frac{\langle V_{loss}(\lambda) \cdot \lambda^{-2} \rangle}{\langle \lambda^{-2} \rangle} = 0,97. \quad (4.18)$$

In diesem Fall errechnet sich ein Verlust von 1% mehr als bei einer Quelle mit konstanter spektraler Energieverteilung. Verglichen mit den sonst bei Beobachtungen im mittleren Infrarot typischen Fehlern (durch variable Wetterbedingungen etc.) ist dieser Fehler zu vernachlässigen.

Durch Einsetzen der Werte des korrelierten Flusses (4.13) und der photometrischen Flüsse (4.4 u. 4.5) in Formel 4.2 ergibt sich eine Rohvisibility von

$$V_{roh, ZCMA} = 0,064 \pm 0,010. \quad (4.19)$$

Es ist zu beachten dass damit keine systematischen Fehler erfasst werden. Die berechnete Visibility von ZCMA muss noch bezüglich des Visibility-Verlustes korrigiert werden. Dazu wurden die Daten des Standardsterns HD101104 (Datensätze Nr. 3,4 und 5) auf die gleiche Weise ausgewertet. Man erhält für die unkorrelierten Flüsse

$$I_A = 4,55 \cdot 10^8 \text{ Phot/s}, \quad (4.20)$$

$$I_B = 7,53 \cdot 10^8 \text{ Phot/s} \quad (4.21)$$

und für den korrelierten Fluss

$$I_K = (4,15 \pm 1,44) \cdot 10^8 \text{ Phot/s}. \quad (4.22)$$

Der daraus berechnete Rohvisibility-Wert für HD101104 beträgt

$$V_{roh, HD101104} = 0,347 \pm 0,032. \quad (4.23)$$

Zur Kalibrierung gemäß Formel 4.3 ist der theoretisch zu erwartende Visibility-Wert notwendig, welcher im Folgenden berechnet werden soll. Ausgangspunkt für die Berechnung ist die Annahme, dass die Intensitätsverteilung des Standardsterns die einer gleichmäßig strahlenden Scheibe („Uniform Disk“) mit einem bekanntem Winkeldurchmesser ist. Der für HD101104 angegebene Wert ist (B. Stecklum, priv. Komm.)

$$d = (5,99 \pm 0,13) \text{ mas}. \quad (4.24)$$

Die Visibility-Funktion einer Uniform Disk ist nach den Gesetzen der zweidimensionalen Fouriertransformation gegeben durch (Tab. 3.4)

$$V_{UD} = \left| \frac{2J_1(x)}{x} \right|. \quad (4.25)$$

Die Funktion muss an der richtigen x-Koordinate ausgewertet werden. Diese ergibt sich aus der Länge der projizierten Basislinie ($B=86,8 \text{ m}$) und der Beobachtungswellenlänge λ nach

$$x = \pi d \frac{B}{\lambda}. \quad (4.26)$$

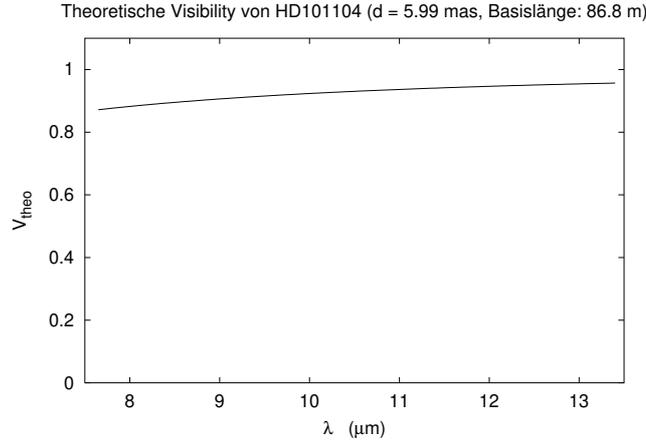


Abbildung 4.5: Die zu einer projizierten Basislinie von 86,8 m theoretisch berechnete Visibility von HD101104 in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Es wurde eine gleichmäßig strahlende Scheibe („Uniform Disk“) mit Winkeldurchmesser $d = 5,99$ mas als Intensitätsverteilung angenommen.

In Abbildung 4.5 ist der ermittelte Wert in Abhängigkeit von der Beobachtungswellenlänge geplottet. Der Mittelwert der Visibility in diesem Bereich ist

$$V_{theo,HD101104} = 0,924 \pm 0,006 . \quad (4.27)$$

Nun kann durch Einsetzen aller Werte in Formel 4.3 die kalibrierte Visibility von Z CMa berechnet werden:

$$V_{ZCMa} = 0,064 \pm 0,010 \cdot \frac{0,924 \pm 0,006}{0,347 \pm 0,032} = 0,170 \pm 0,030 . \quad (4.28)$$

Der relativ geringe Wert des resultierenden Objektvisibility-Wertes deutet bereits auf eine räumlich nahezu aufgelöste Struktur der beobachteten Intensitätsverteilung bezüglich der projizierten Basislinie hin. Um die tatsächliche Aussagekraft dieses einzelnen Wertes beurteilen zu können, ist es unverzichtbar, sich näher mit den Objektparametern und deren Einfluss auf die Visibility-Funktion zu beschäftigen.

4.2 Vergleich modellierter Visibility-Werte mit dem Messwert

Die Interpretation des gemessenen Visibility-Wertes soll in diesem Abschnitt mit Hilfe einer Modell-Visibility erfolgen. Einige Eigenschaften, wie z.B. die Separation und der Positionswinkel der Komponenten sind bereits aus früheren Beobachtungen bekannt und sollen für das Modell übernommen werden (Abs. 4.1.1). Zusammen mit einfachen Annahmen zu weiteren Eigenschaften, wie dem Flussverhältnis der Komponenten im mittleren Infrarotbereich und der räumlichen Ausdehnung der strahlenden Quellen, soll eine Modell-Intensitätsverteilung erstellt werden. Anschließend wird daraus eine Visibility-Funktion berechnet und der Einfluss der Variation der offenen Parameter auf diese untersucht.

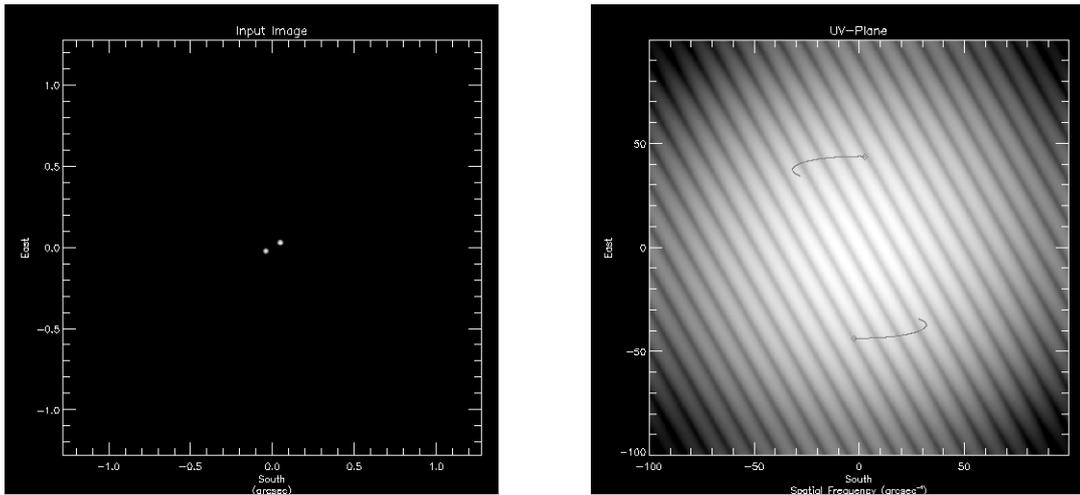


Abbildung 4.6: Modell-Intensitätsverteilung von Z CMa (links, Einheit: arcsec) und die daraus folgende Visibility-Funktion in der uv-Ebene (rechts, Einheit arcsec^{-1}). Eine Messung der Visibility war in der Nacht vom 24. 02. 2003 mit der Teleskop-Kombination U1-U3 entlang der eingezeichneten Linien (uv-Tracks) möglich.

4.2.1 Berechnung einer Modell-Visibility

Da nur ein gemessener Visibility-Wert von Z CMa zur Verfügung steht, sollte das Modell so einfach wie möglich sein. Es wurde angenommen, dass beide Komponenten von Staub, der für den Fluss im mittleren Infrarotbereich verantwortlich ist, umgeben sind, während die stellare Infrarotstrahlung im Vergleich dazu keine Rolle spielt. Die zu Grunde gelegte Intensitätsverteilung ist eine radialsymmetrische, gaußförmige Verteilung für jede Komponente. Folgende Parameter sind frei wählbar:

1. Intensitätsverhältnis der Komponenten,
2. Ausdehnung der gaußförmigen Intensitätsverteilungen.

Die Berechnung der Visibility-Funktion erfolgte mit SimVLTI⁶, einer Software, die speziell für die Simulation von VLTI-Beobachtungen konzipiert ist. Eingabeparameter sind, neben der hypothetischen Intensitätsverteilung des Objektes, dessen Koordinaten, der Beobachtungszeitraum, die benutzte Teleskop-Kombination und die Filter-Bandbreite. Als Ausgabe erhält man die zweidimensionale Visibility-Funktion mit eingezeichneten „uv-Tracks“. Das sind Linien im Fourier-Frequenzraum (auch uv-Ebene genannt) auf denen eine Messung der Visibility in einem gewählten Beobachtungszeitraum möglich ist. Die Form und Lage dieser Linien wird durch die Veränderung der projizierten Basislinie während jenes Zeitraums bestimmt. In Abbildung 4.6 (rechts) ist ein Beispiel eines solchen Diagramms für die Koordinaten von

⁶Die Software ist zu beziehen unter: <http://www.mpia-hd.mpg.de/MIDI/SIMVLTI/SimVLTIdownload.html>. Ähnliche Möglichkeiten bietet auch das Softwarepaket ASPRO (<http://www.laog.obs.ujf-grenoble.fr/~jmmc/download/aspro/>) und der Visibility-Calculator der ESO (<http://www.eso.org/observing/etc/preview.html>).

Z CMa und einem Beobachtungszeitraum von 8 Stunden während der Nacht vom 24. Februar wiedergegeben. Das zu Grunde liegende Modell zur Berechnung der Visibility besteht aus zwei gaußförmigen Intensitätsverteilungen mit einer Halbwertsbreite von jeweils 10 mas. Eine solche Intensitätsverteilung kann als Faltung zweier Deltafunktionen im Abstand der Komponenten mit einer Gaußfunktion aufgefasst werden. Die Faltung wird im Frequenzraum zu einer Multiplikation. Die Visibility-Funktion der beiden Deltafunktionen hat einen periodischen Verlauf in Richtung des Positionswinkels. Eine gaußförmige Intensitätsverteilung bewirkt auch eine gaußförmige Visibility-Funktion im Frequenzraum (Tab. 3.4). Die Multiplikation beider Visibility-Funktionen ist im dargestellten Diagramm als gaußförmige Abschwächung des periodischen Musters zu größeren Raumfrequenzen zu erkennen.

Die Möglichkeit der Messung der Visibility mit der Teleskop-Kombination UT1-UT3 ist entlang der eingezeichneten Linie gegeben. Der Startpunkt (gekennzeichnet mit einem Punkt) wurde auf 9:30 UT, das Ende der Linie auf 5:30 UT gesetzt. Die tatsächliche Messung von Z CMa fand um 5:04 UT statt, also kurz vor Ende des eingezeichneten uv-Tracks. Dem Diagramm kann entnommen werden, dass der gemessene Visibility-Wert bei einer Scheitellinie des periodischen Musters gemessen wurde. Es sei nochmal darauf hingewiesen, dass das periodische Muster Folge des Doppelstern-Charakters ist. Separation und Positionswinkel der Komponenten sind bereits aus Beobachtungen im nahen Infrarotbereich bekannt. Somit ist auch Orientierung und Frequenz des Musters kein freier Parameter, sondern fest bestimmt. Lediglich die Amplitude ist eine Größe, die von frei wählbaren Parametern abhängig ist. Es soll nun untersucht werden, welcher Parameter Einfluss auf die Visibility zur Zeit der Messung hat.

1. Intensitätsverhältnis der Komponenten

Zur Untersuchung des Einflusses des Intensitätsverhältnisses der Komponenten auf die Visibility-Funktion wurde der gaußförmige Anteil zunächst ignoriert und nur zwei punktförmige Quellen angenommen. Im Plot in Abbildung 4.7 (links) ist die Visibility zu drei unterschiedlichen Parametereinstellungen in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Man erkennt die periodische Veränderung der Visibility entlang des uv-Tracks wieder. Das plateauförmige Aussehen von etwa 3:00 UT bis 5:00 UT ist Folge des Verlaufs im Bereich einer Scheitellinie des Visibility-Musters. Besonderes Augenmerk sei auf die tatsächliche Beobachtungszeit ab 5:04 gelegt (gekennzeichnet durch eine senkrechte Linie). Wird das Intensitätsverhältnis der Quellen von 0,5 auf 1,0 geändert, so variiert lediglich die Amplitude in den Minima der Visibility-Funktion, während bei den Scheitelpunkten die Amplitude unverändert bei $V = 1$ bleibt. Dieses Verhalten kann aus der Formel für die Doppelstern-Visibility (Tab. 3.4) abgeleitet werden. Der gemessene Visibility-Wert ist durch seine Lage im uv-Diagramm unabhängig vom Intensitätsverhältnis der Komponenten.

Ein anderer Effekt ist jedoch noch zu beachten, der Einfluss der spektralen Bandbreite des interferierenden Lichts. Die Raumfrequenz u , bei der die Objektvisibility gemessen wird, hängt nicht nur von der projizierten Basislinie B , sondern auch von

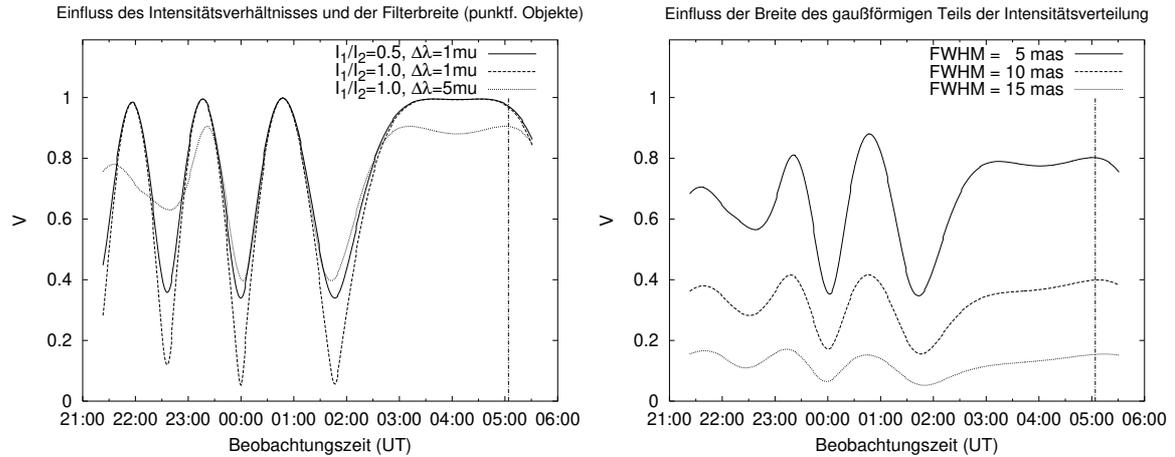


Abbildung 4.7: *Links*: Der Plot zeigt den Einfluss des Intensitätsverhältnisses der Komponenten auf die Visibility-Funktion. Der Wert der Visibility zur Zeit der Messung (senkrechte Linie) bleibt unverändert. Auch die benutzte Filterbandbreite führt nicht zu dem kleinen gemessenen Visibility-Wert von Z CMa. *Rechts*: Eine Vergrößerung der Breite des gaußförmigen Anteils des Modells bewirkt eine Verminderung der Visibility. Der gemessene Visibility-Wert von Z CMa kann so erklärt werden.

der Wellenlänge λ ab, es gilt: $u = B/\lambda$. Alle Visibility-Werte zu den verschiedenen Wellenlängen der spektralen Bandbreite werden gleichzeitig gemessen, es erfolgt daher eine gewisse „Verschmierung“ der Messwerte. Vergleicht man die Visibility-Verläufe des Modells mit den Bandbreiten $\Delta\lambda = 1\mu\text{m}$ und $\Delta\lambda = 5\mu\text{m}$, so erkennt man, dass dieser Effekt eine deutliche Veränderung bewirkt. Die spektrale Bandbreite der Beobachtung muss also stets berücksichtigt werden. Allerdings bewirkt dieser Effekt zur Beobachtungszeit nur eine Abschwächung der Visibility auf etwa $V = 0,9$, ist also nicht in der Lage, den geringen gemessenen Wert von $V_{\text{ZCMa}} = 0,17$ zu erklären.

2. Ausdehnung der gaußförmigen Intensitätsverteilung

Nun soll der Einfluss der Ausdehnung der gaußförmigen Intensitätsverteilung untersucht werden. Dazu wurde die Halbwertsbreite (FWHM) des gaußförmigen Anteils des Modells in drei Stufen verändert und die resultierenden Visibility-Funktionen geplottet (Abb. 4.7, rechts). Wie zu erwarten, wird nun das periodische Muster als Ganzes beeinflusst. Durch das reziproke Verhalten der Breiten der Gaußfunktionen im Orts- und Frequenzraum (Tab. 3.4) bewirkt eine breitere Intensitätsverteilung einen kleineren Visibility-Wert. Der gemessene Visibility-Wert von $V_{\text{ZCMa}} = 0,17$ ergibt sich, wenn die Halbwertsbreiten der Gaußfunktionen etwa 15 mas betragen.

Fazit der Untersuchung:

Das Intensitätsverhältnis der Komponenten hat keinen Einfluss auf den gemessenen

Visibility-Wert und bleibt unbestimmt. Bei Annahme von zwei gaußförmigen Komponenten müssen diese eine Halbwertsbreite von jeweils etwa 15 mas aufweisen, um die gemessene Visibility zu erklären.

4.2.2 Abschließende Bemerkungen

Bei der Auswertung der Daten von Z CMa wurde der statistische Fehler aus der Streuung der Fringe-Amplituden der „Scans mit Fringes“ berechnet. Mögliche systematische Messfehler sind im angegebenen Fehler nicht berücksichtigt. Es gibt zahlreiche Fehlerquellen, die zu einer systematischen Verfälschung der gemessenen Visibility führen können. Veränderungen des optischen Durchsatzes bei der Beobachtung von Objekt und Standardstern wirken sich besonders gravierend aus, da diese eine falsche Kalibrierung der Objektvisibility zur Folge haben. Beispielsweise könnte der instrumentelle Visibility-Verlust nicht – wie angenommen – stabil gewesen sein oder die bei Beobachtungen im mittleren Infrarotbereich einflussreiche Wetterlage könnte sich geändert haben. Solche Einflüsse können nur durch wiederholte Messungen von Standardsternen ermittelt werden. Bei dem Commissioning im Februar 2002 standen Untersuchungen, die sich mehr auf eine Prüfung der Verlässlichkeit der Hard- und Software konzentriert haben, im Vordergrund. Eine verlässliche Bestimmung von systematischen Messfehlern konnte mit den Daten der Nacht vom 24. Februar nicht erfolgen. Spätere Messungen (z.B. von VV CrA, Abs. 4.3) ergaben eine Unsicherheit zwischen 5 % und 15 % bei der Bestimmung der Visibility. Zur Interpretation des gewonnenen Messwertes musste ein sehr stark vereinfachtes Modell von Z CMa verwendet werden, da zu dessen Überprüfung nur ein einziger Visibility-Wert zur Verfügung stand. Das benutzte Modell kann daher nur mit Einschränkungen die tatsächliche Beschaffenheit des Systems Z CMa wiedergeben. Die resultierende Visibility zur Zeit der Messung könnte auch von einer viel komplizierteren Intensitätsstruktur herrühren. Schon zwei gaußförmige Komponenten mit etwas unterschiedlichen Halbwertsbreiten können den gleichen gemessenen Visibility-Wert ergeben. Dass eine der Komponenten deutlich kleiner oder gar aufgelöst ist, kann jedoch mit Sicherheit ausgeschlossen werden. In diesem Falle würde ein deutlich größerer Werte für die Visibility zu erwarten sein. Die Messung erlaubte eine Abschätzung der Ausdehnung der im mittleren Infrarotbereich strahlenden Strukturen mit einer räumlichen Auflösung, die ohne interferometrische Messmethoden nicht möglich gewesen wäre. Der ermittelte Wert für die Halbwertsbreiten der Intensitätsverteilungen von etwa 15 mas – also 15 % der Separation der Komponenten – deutet auf die dominierende Rolle von *zirkumstellarem* Staub in Hinblick auf die Gesamthelligkeit des Systems im mittleren Infrarotbereich hin. Die Existenz einer *zirkumbinären* (d.h. beide Komponenten umgebenden) Staubverteilung kann zwar nicht ausgeschlossen werden, jedoch emittiert diese nicht nennenswert im untersuchten Spektralbereich. Ansonsten wäre, wegen der relativ großen Ausdehnung des emittierenden Staubes ein noch geringerer Visibility-Wert zu erwarten.

Um die räumliche Struktur des emittierenden Staubes weiter aufklären zu können, sind weitere interferometrische Beobachtungen des Systems erforderlich. Wie bei der Diskussion der Modellparameter und deren Einfluss auf die Visibility-Funktion gezeigt wurde,

spielt zur Eingrenzung der Parameter die Position des gemessenen Visibility-Wertes in der uv-Ebene eine entscheidende Rolle. Um beispielsweise das Intensitätsverhältnis der Komponenten bestimmen zu können, ist eine Visibility-Messung in einem Minimum des periodischen Musters erforderlich. Die genaue Planung hinsichtlich der benutzten Basislinie und der Beobachtungszeit ist daher bei zukünftigen Beobachtungen sehr wichtig.

4.3 Spektral aufgelöste interferometrische Beobachtung von VV CrA

Im Juni 2003 fand während drei Nächten die erste offizielle Beobachtungskampagne mit MIDI statt. Auf der Beobachtungsliste stand eine Auswahl von Objekten verschiedener Klassen, unter anderem auch das binäre T Tauri-System VV CrA⁷, das im Jahre 2002 schon mit TIMMI2 beobachtet wurde (s. Kapitel 2). Das System besteht aus einer Primärkomponente (SW-Komponente) und einer Sekundärkomponente (NO-Komponente) die nur bei Wellenlängen ab dem nahen Infrarotbereich beobachtbar ist. Die Beobachtungen mit TIMMI2 identifizierten bei der NO-Komponente eine deutlich ausgeprägte Silikatabsorption, während bei der SW-Komponente keine oder höchstens nur sehr schwache Silikatabsorption zu beobachten war. Beide Komponenten sind mit 7,3 Jy und 17,3 Jy im N-Band hell genug zur Beobachtung im Self Fringe-Tracking Modus des MIDI-Instruments. Die hoch aufgelösten Messungen mit dem MIDI-Instrument stellen ein einzigartiges Mittel zur Analyse der räumlichen Verteilung des für die Silikatabsorption verantwortlichen Staubes dar. Bei der Beobachtung von VV CrA wurde MIDI's Möglichkeit für interferometrische Messungen mit spektraler Auflösung genutzt. Beide Komponenten von VV CrA wurden in insgesamt zwei Nächten (12. und 13. Juni 2003) mit der Teleskop-Kombination UT1-UT3 (Basislinie: 104 m) beobachtet. Tabelle 4.3 zeigt eine Übersicht der dabei gewonnenen Datensätze zusammen mit den zur Kalibrierung notwendigen Daten von Standardsternen. Die Auswertung dieser völlig neuartigen Daten und deren Interpretation sind Gegenstand dieses Abschnitts. Zuvor soll eine Zusammenfassung der wichtigsten, bisher bekannten Eigenschaften des T Tauri-Systems VV CrA erfolgen.

4.3.1 Das binäre T Tauri-System VV CrA

VV CrA ist ein junges stellares Objekt, das dem Sternentstehungsgebiet *Coronae Australis* angehört. Dieses Sternentstehungsgebiet besteht aus einem Komplex von mehreren Dunkelwolken, die sich über einen Bereich von mehr als 10° am Südhimmel erstrecken. VV CrA wurde als T Tauri-Stern mit ausgeprägter Balmer-Emission klassifiziert (Herbig & Kameswara Rao 1972). Der binäre Charakter von VV CrA wurde Anfang der neunziger Jahre erstmals von J. A. Frogel erkannt (unveröffentlicht) und von Graham (1992) bestätigt. Die sekundäre Komponente, welche bei einem Positionswinkel von 47° im Abstand von etwa 2'' von der Primärkomponente zu finden ist, ist im

⁷Weitere Bezeichnungen für VV CrA sind HBC 219, Hen 3-1736, IRAS 18597-3717.

Tabelle 4.3: Ausgewertete Datensätze der Beobachtungskampagne vom Juni 2003. Die Angaben zum Winkeldurchmesser d wurden von Bringfried Stecklum zusammengestellt (priv. Komm.).

Beobachtungsnacht 12. Juni 2003						
Nr.	Objekt	Beobachtungszeit (UT)	Modus	projizierte Basislinie	Positionswinkel	Luftmasse
1	HD120323 (2Cen) $d=9,16$ mas	04:28	Interferom.	82,70 m	49,3°	1,40
2		04:34	Photom. A			1,44
3		04:36	Photom. B			1,45
4	HD120323 (2Cen) $d=9,16$ mas	05:26	Interferom.	71,9 m	50,9°	1,82
5		05:30	Photom. A			1,86
6		05:32	Photom. B			1,87
7	HD168454 (δ Sgr) $d=5,78$ mas	05:53	Interferom.	101,8 m	34,1°	1,00
8		05:59	Photom. A			1,00
9		06:01	Photom. B			1,00
10	VV CrA SW	06:43	Interferom.	99,7 m	35,7°	1,03
11		06:48	Photom. A			1,03
12		06:50	Photom. B			1,03
13	VV CrA NO	07:34	Interferom.	95,4 m	41,1°	1,07
14		07:45	Photom. A			1,08
15		07:48	Photom. B			1,08
16	HD168454 (δ Sgr) $d=5,78$ mas	08:19	Interferom.	91,5 m	45,4°	1,24
17		08:23	Photom. A			1,26
18		08:25	Photom. B			1,26
19	HD168454 (δ Sgr) $d=5,78$ mas	10:37	Interferom.	67,6 m	46,5°	2,43
20		10:41	Photom. A			2,55
21		10:43	Photom. B			2,58

Beobachtungsnacht 13. Juni 2003						
Nr.	Objekt	Beobachtungszeit (UT)	Modus	projizierte Basislinie	Positionswinkel	Luftmasse
22	HD167618 (η Sgr) $d=11,33$ mas	02:07	Interferom.	102,3 m	3,6°	1,41
23		02:11	Photom. A			1,39
24		02:13	Photom. B			1,38
25	HD167618 (η Sgr) $d=11,33$ mas	03:43	Interferom.	102,4 m	18,6°	1,11
26		03:49	Photom. A			1,10
27		03:51	Photom. B			1,10
28	VV CrA SW	05:05	Interferom.	102,2 m	23,9°	1,06
29		05:11	Photom. A			1,06
30		05:13	Photom. B			1,05
31	VV CrA NO	05:48	Interferom.	101,5 m	29,5°	1,03
32		05:43	Photom. A			1,03
33		05:45	Photom. B			1,03
34	HD168454 (δ Sgr) $d=5,78$ mas	06:35	Interferom.	100,2 m	38,5°	1,03
35		06:40	Photom. A			1,04
36		06:43	Photom. B			1,04
37	HD177716 $d=3,72$ mas	08:13	Interferom.	97,5 m	42,1°	1,11
38		08:18	Photom. A			1,12
39		08:20	Photom. B			1,13
40	HD177716 $d=3,72$ mas	09:05	Interferom.	102,4 m	17,5°	1,26
41		09:15	Photom. A			1,30
42		09:17	Photom. B			1,31

optischen Spektralbereich nicht beobachtbar, sondern nur bei längeren Wellenlängen (z.B. mit TIMMI2, s. Abb. 4.8) Diese Eigenschaft drückt sich auch in der Bezeichnung „Infrared Companion“ aus, die für Objekte dieser Art eingeführt wurde.

Das System wurde bei verschiedenen Wellenlängen eingehend untersucht. In Tabelle 4.4 sind die Helligkeitsangaben zusammengestellt. Es sei darauf hingewiesen, dass die

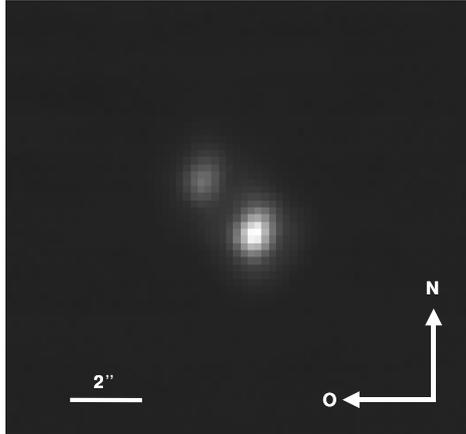


Abbildung 4.8: TIMMI2-Aufnahme von VV CrA bei $\lambda = 11,6 \mu\text{m}$ (vom 7. Juni 2002).

Quelle stark variabel ist und die angegebenen Werte nur „Momentaufnahmen“ darstellen. Die zeitliche Analyse des Helligkeitsverhältnisses der Komponenten über einen Zeitraum von 1987 bis 2003 zeigt, dass die anfangs im nahen Infrarotbereich hellere NO-Komponente gegenwärtig dunkler ist als die SW-Komponente (Tab. 4.5). Koresko et al. (1997) erstellten für beide Komponenten getrennt spektrale Energieverteilungen (SEDs) und ermittelten über Modellrechnungen weitere Objektparameter, welche auch in Tabelle 4.4 aufgeführt sind. Aus den Modellrechnungen ergibt sich folgendes Bild: Beide Komponenten von VV CrA sind von zirkumstellarem Staub umgeben. Der Infrarotexzess der SW-Komponente kann mit der Existenz einer Scheibe mit flachem Temperaturprofil erklärt werden. Die Leuchtkraft der Scheibe $L_{Scheibe}$ entspricht etwa der der stellaren Photosphäre. Die massereichere und heißere NO-Komponente (projizierter Abstand zur SW-Komponente: 270 AE) ist tief in zirkumstellarem Staub eingebettet. Durch die dadurch bedingte starke Extinktion ist die Helligkeit bei Wellenlängen kürzer als $\lambda = 2 \mu\text{m}$ geringer als die der SW-Komponente, obwohl die NO-Komponente mehr als eine Größenordnung leuchtkräftiger ist. Für die Einbettung in zirkumstellarem Staub spricht auch das in Absorption auftretende H_2O -Eis-Band bei $\lambda = 3 \mu\text{m}$ (Graham 1992) und die mit TIMMI2 beobachtete Silikatabsorption. Bei beiden Komponenten wurden starke Emissionslinien beobachtet, unter anderem auch He I-Emission (Prato et al. 2003). Für das Entstehen der He I-Emission könnten Schocks in optisch dickem Gas verantwortlich sein, was auf eine aktive Akkretion hindeuten würde. Von Takami et al. (2003) wurden darüber hinaus auch Jets beobachtet, die mit beiden Komponenten assoziiert sind und etwa parallel zueinander ausgerichtet sind.

4.3.2 Auswertung dispergierter MIDI-Daten

Im Gegensatz zu der im Abschnitt 4.1 beschriebenen Messung von Z CMa, erfolgte die Beobachtung von VV CrA im dispergierten Modus. Dazu wurde der 0,2-mm-Spalt

Tabelle 4.4: Objektparameter und Helligkeiten des Systems VV CrA

Gesamtsystem		Ref.
Koordinaten (J2000)	RA: 18:59:43,9 δ : -37:17:16	1
Distanz	130 pc	2
Separation	$2,08'' \pm 0,025''$	3
Positionswinkel	$46,85^\circ \pm 0,12^\circ$	3
Polarisation (opt.)	$3,81\% \pm 0,03\%$	2
Θ_{pol}	$115,0^\circ \pm 1,0^\circ$	2
U	13,0 mag	4
B	14,4 mag	4
V	13,1 mag	4
R	11,9 mag	4
I	10,7 mag	4
M	1,98 mag	5
Q	-0,9 mag	5
IRAS 12 μm	32 Jy	1
IRAS 25 μm	69 Jy	1
IRAS 60 μm	131 Jy	1
IRAS 100 μm	95 Jy	1
	SW-Komponente NO-Komponente	
J	9,60 mag 12,07 mag	6
H	8,38 mag 9,69 mag	6
K	7,27 mag 7,33 mag	6
L	6,28 mag 3,70 mag	6
N	0,82 mag (17,3 Jy) 1,76 mag (7,3 Jy)	7

weitere Objektparameter (aus Modellrechnungen)			
Alter	$4 \cdot 10^6$ Jahre		8
Spektraltyp	K7		8
T	4000 K	5950 K	8
$T_{Scheibe}(r=1AE)$	220 K	385 K	8
M	$0,7 M_\odot$	$2,0 M_\odot$	8
L	$0,3 L_\odot$	$12 L_\odot$	8
$L_{Scheibe}$	$0,4 L_\odot$		8
A_V	1,7 mag	19 mag	8

Referenzen: 1: SIMBAD Datenbank, 2: Reipurth & Zinnecker (1993), 3: Ageorges et al. (1997), 4: Marraco & Rydgren (1981), 5: Wilking et al. (1992), 6: Prato et al. (2003) 7: integrierter Fluss im N-Band aus TIMMI2-Spektren (diese Arbeit), 8: Koresko et al. (1997).

Tabelle 4.5: Helligkeitsverhältnis der Komponenten (NO-Komp. minus SW-Komp.)

Jahr	J	H	K	L	Ref.
1987	-0,02 mag	-1,45 mag	-2,33 mag	-2,58 mag	1
1996	2,47 mag	1,3 mag	0,06 mag	-2,58 mag	2
2003	4,0 mag		1,2 mag	0,4 mag	3

Referenzen: 1: Chelli et al. (1995), 2: Prato et al. (2003) 3: NACO-Beobachtung (T. Ratzka, priv. Komm.).

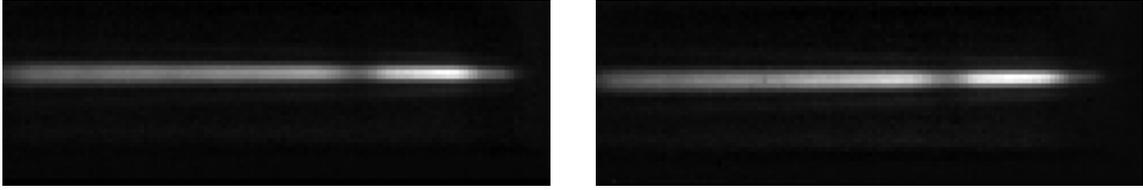


Abbildung 4.9: Gemittelte Bilder der beiden Ausgangskanäle des gesamten, aus 1033 Einzelaufnahmen bestehenden Photometriedatensatzes von VV CrA SW (Datensatz 29). Bei der Aufnahme der Photometriedaten wurde nur ein Eingang des Instruments geöffnet (hier Eingang A). Da sich die Strahlvereinigungsoptik im Strahlengang befand, erscheint das Spektrum in beiden Ausgangskanälen. Die Beobachtung erfolgte im Chopping-Modus, der Himmelshintergrund wurde bei den dargestellten Bildern subtrahiert. Das Spektrum umfasst einen Wellenlängenbereich von $7,5 \mu\text{m}$ bis $13,5 \mu\text{m}$, wobei die kürzeren Wellenlängen auf der rechten Seite zu finden sind.

(entspr. $\approx 0,6''$) in den Zwischenfokus gebracht und das NaCl-Ge-Doppelprisma in den Strahlengang hinter der Strahlvereinigungsoptik gefahren. Als Resultat entstanden auf dem Detektor in x-Richtung spektral zerlegte Interferogramme, wobei der Wellenlängenbereich von $7,5 \mu\text{m}$ bis $13,5 \mu\text{m}$ einen Bereich von 110 Pixel abdeckt. Bedingt durch die Eigenschaften des Doppelprismas ist die Dispersion in diesem Bereich nicht konstant. Bei Verwendung der Field-Kamera variiert der von einem Pixel erfasste Wellenlängenbereich zwischen $0,07 \mu\text{m}/\text{pix}$ und $0,04 \mu\text{m}/\text{pix}$. Da der verwendete Spalt etwa doppelt so groß wie die Breite des Punktbildes ist, ist die effektive spektrale Auflösung (bei punktförmigen Objekten) letztendlich durch die Breite der Punktbildes limitiert. Diese beträgt bei Verwendung der Field-Kamera je nach Wellenlänge zwischen 3 und 6 Pixel, so dass eine ausreichende Abtastrate sichergestellt ist. Die effektive spektrale Auflösung R beträgt theoretisch je nach Wellenlänge höchstens zwischen

$$R(\lambda=7,5 \mu\text{m}) = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{7,5 \mu\text{m}}{0,07 \mu\text{m}/\text{pix} \cdot 3 \text{ pix}} = 36 \quad (4.29)$$

und

$$R(\lambda=13,5 \mu\text{m}) = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{13,5 \mu\text{m}}{0,04 \mu\text{m}/\text{pix} \cdot 6 \text{ pix}} = 56. \quad (4.30)$$

Die spektrale Auflösung betrifft sowohl die dispergierten Interferogramme, als auch die photometrischen Daten, die zusätzlich zu jeder interferometrischen Messung aufgenommen worden sind.

4.3.3 Extraktion der photometrischen Daten

Im Prinzip arbeitet das MIDI-Instrument im dispergierten photometrischen Modus sehr ähnlich wie das TIMMI2-Instrument im spektroskopischen Modus. In Abbildung

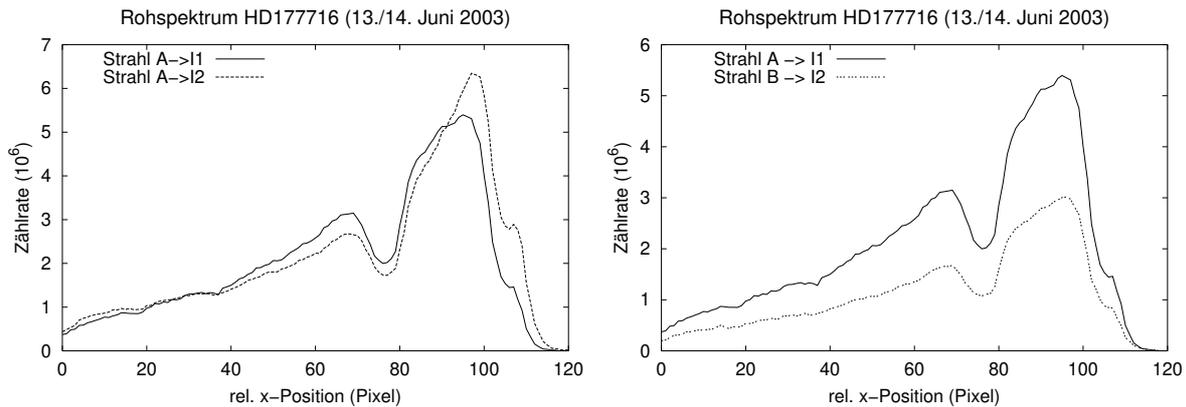


Abbildung 4.10: Aus den hintergrund-korrigierten 2D-Bildern extrahierte eindimensionale Rohspektren des Standardsterns HD177716 (Datensätze 38 und 39). *Links*: Vergleich der beiden Ausgangskanäle der Strahlvereinigungsoptik (I1 und I2). *Rechts*: Vergleich der Rohspektren der beiden Eingangskanäle (A und B). Beide Strahlen durchliefen jeweils den Strahlteiler.

4.9 sind Beispiele aufsummierter Detektorbilder von photometrischen Rohdaten nach Subtraktion des Hintergrundes dargestellt. Die aufgenommenen Daten sind mit den spektroskopischen Daten des TIMMI2-Instruments vergleichbar. Die Auswertung der Daten erfolgte daher nach dem gleichen Schema. Es sind lediglich zwei Unterschiede zu beachten.

1. Bei den photometrischen Messungen wurden die Teleskope im Chopping-Modus betrieben. Nodding war zur Zeit der Beobachtung nicht in der Steuerung implementiert. Ein unterschiedlicher Hintergrundfluss bei den beiden Chopping-Positionen konnte daher nicht durch Subtraktion von Nodding-Daten eliminiert werden (wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben). Ein unterschiedlicher Hintergrund äußerte sich in den Bildern dadurch, dass die Zählrate außerhalb des Spektrums trotz Subtraktion der Chopping-Daten nicht bei Null lag. Dieser Offset wurde für jede x-Position in zwei Bereichen oberhalb und unterhalb des Spektrums bestimmt, linear interpoliert und vom Spektrum subtrahiert. Danach erfolgte die Extraktion der 1D-Spektren aus den zweidimensionalen Bildern genau wie bei den TIMMI2-Daten (siehe Beschreibung im Abschnitt 2.3.1).
2. Bei der Aufnahme der photometrischen Daten wurde der Strahlteiler im Strahlengang belassen. Um den Fluss der beiden Eingangskanäle getrennt messen zu können, wurde mit dem Shutter am Instrumenteneingang abwechselnd jeweils nur das Strahlenbündel eines Kanals in das Instrument eingespeist und der andere Kanal abgeblockt. Auf diese Weise entstanden zwei getrennte Messungen, jeweils mit dem Licht eines der angeschlossenen Teleskope. Zudem erzeugte der Strahlteiler jeweils zwei Ausgangsstrahlen. Insgesamt standen also vier einzelne Spektren pro beobachteten Objekt für die Auswertung zur Verfügung.

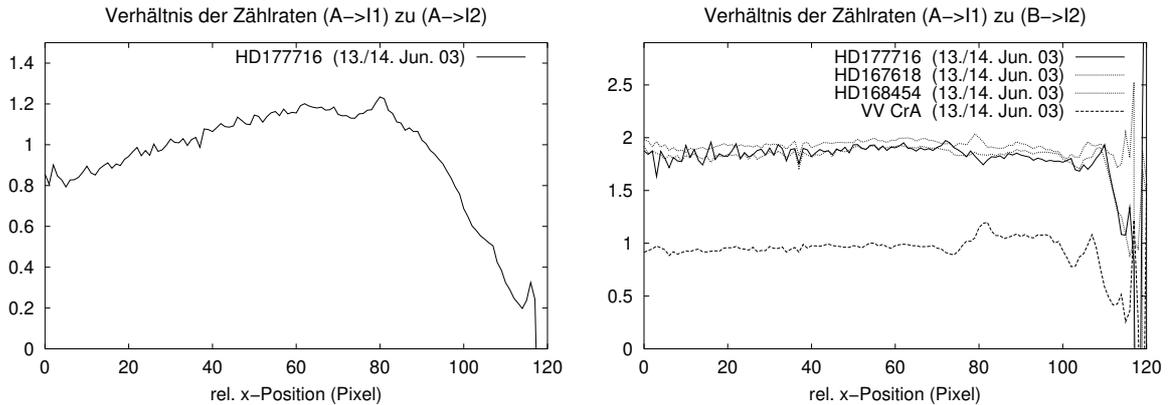


Abbildung 4.11: *Links:* Im Flussverhältnis der Ausgangskanäle der Strahlvereinigungsoptik (I1 und I2) spiegelt sich das Verhältnis von Transmission zu Reflexion des Strahlteilers wieder. *Rechts:* Das Flussverhältnis der Eingangsstrahlen ist bei verschiedenen Messungen unterschiedlich. Hier macht sich ein unterschiedlicher optischer Durchsatz des VLTI-Systems bemerkbar.

Die vier extrahierten Rohspektren eines Objektes sind nicht gleich. In Abbildung 4.10 sind beispielhaft jeweils zwei der vier Rohspektren des Standardsterns HD177716 (Datensätze 38 und 39) dargestellt. Der unterschiedliche Verlauf ist im Wesentlichen auf zwei Ursachen zurückzuführen. Zum einen ist das Verhältnis von Transmission zu Reflexion des Strahlteilers leicht wellenlängenabhängig. Im Verhältnis der Zählraten I_1 und I_2 der Ausgangskanäle (bei Benutzung desselben Eingangskanals) spiegelt sich diese Eigenschaft wieder (Abb. 4.11, links, vergleiche dazu die im Labor gemessene Transmission bzw. Reflexion des Strahlteilers, Abb. 4.4). Zum anderen ist der optische Durchsatz (Optical Throughput) von den beiden Teleskopen über die Verzögerungstrecken bis zum MIDI-Instrument in beiden Kanälen nicht zwangsläufig exakt gleich. Das Verhältnis der Zählraten der beiden Eingangskanäle A und B (Abb. 4.11, rechts) ist eine im Wesentlichen von der Wellenlänge unabhängige Konstante. Allerdings hat sich bei der Datenanalyse herausgestellt, dass dieses Verhältnis nicht bei allen Messungen gleich war. Es zeigte sich, dass das Flussverhältnis der Eingangskanäle bei der Messung von HD168454, HD167618 und HD177716 bei etwa 1,8 lag, jedoch bei der Messung von VV CrA nur etwa 1,0 betrug (Datensätze der Nacht vom 13. Juni 2003). Der optische Durchsatz des VLTI-Systems war offensichtlich nicht stabil. Die genaue Ursache konnte im Nachhinein nicht ermittelt werden, möglicherweise lag eine ungewollte Vignettierung der Strahlenbündel im VLTI vor. Auch bei der Analyse von Daten der Nacht vom 12. Juni 2003 fällt dieser Umstand auf, der einen systematischen Fehler bei der Kalibrierung des Gesamtflusses der Spektren zur Folge hat und bei der Datenauswertung berücksichtigt werden muss.

4.3.4 Kalibrierung der extrahierten Spektren

Zur Elimination atmosphärischer Einflüsse und zur Kalibrierung der Spektren von VV CrA sind Daten eines Standardsterns mit bekanntem Spektrum erforderlich.

Von den beobachteten Objekten lag zur Zeit der Auswertung nur das theoretische Spektrum von HD177716 vor (Cohen et al. 1999). Dieser Standardstern wurde in der Nacht vom 13. Juni gemessen, allerdings nicht in der Nacht vom 12. Juni. Die Kalibrierung der VV CrA-Daten der Nacht vom 12. Juni erfolgte über den „Umweg“ der Kalibrierung von HD168454, eines Sterns, der in beiden Nächten gemessen wurde. Zur besseren Übersicht sind die einzelnen Schritte zur Kalibrierung der gemessenen Spektren im Folgenden aufgeführt. Die Auswertung der Daten erfolgte jeweils getrennt für die vier extrahierten Spektren eines Objektes.

1. Berechnung der atmosphärischen Absorption $A(\lambda)$ und der instrumentellen Transmission $R(\lambda)$ aus Daten der Nacht vom 13. Juni von HD177716 bei zwei verschiedenen Luftmassen (Datensätze 38, 39, 41, 42) nach der im Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Methode
2. Kalibrierung der Daten von VV CrA derselben Nacht (Datensätze 29, 30, 32, 33) mit den ermittelten Funktionen $A(\lambda)$ und $R(\lambda)$: Wegen dem bei der Messung von VV CrA unterschiedlichen Flussverhältnis der Eingangsstrahlen (Abb. 4.11, rechts), musste die photometrische Kalibrierung des Gesamtflusses in einem separatem Schritt erfolgen (s.u.).
3. Kalibrierung der Daten von HD168454 derselben Nacht (Datensätze 35, 36) mit den ermittelten Funktionen $A(\lambda)$ und $R(\lambda)$: Das Flussverhältnis der Eingangsstrahlen stimmte bei der Messung von HD168454 mit dem der Messung von HD177716 überein. Es wurde angenommen, dass das VLTI-System stabil war und somit auch der absolute Gesamtfluss von HD168454 richtig bestimmt werden konnte.
4. Das kalibrierte Spektrum von HD168454 wurde zur Berechnung von $A(\lambda)$ und $R(\lambda)$ der Nacht vom 12. Juni benutzt (Datensätze 8, 9, 17, 18).
5. Kalibrierung der Daten von VV CrA der Nacht vom 12. Juni (Datensätze 11, 12, 14, 15) mit den für diese Nacht ermittelten Funktionen $A(\lambda)$ und $R(\lambda)$: Auch hier war das Flussverhältnis unterschiedlich, die photometrische Kalibrierung der Spektren erfolgte daher in einem separatem Schritt (s.u.).
6. Wellenlängeneichung der Spektren mit der bei Labortests ermittelten Relation:

$$\lambda(x) = -1,54 \cdot 10^{-4} x^2 + 9,49 \cdot 10^{-3} x + 15,45 \quad (\mu\text{m})$$

mit x = absolute x-Detektorcoordinate in Pixel. Die relative Position des extrahierten Bildausschnittes ($\Delta x = 150$ pix) ist zu berücksichtigen.

Erfolgt die Datenauswertung nach den oben genannten Schritten, so macht sich die bereits erwähnte Instabilität des optischen Durchsatzes als falsch bestimmte Gesamtflüsse in den resultierenden Spektren der Eingangsstrahlen A und B bemerkbar. Am Beispiel von VV CrA SW zeigt sich, dass der berechnete Fluss der Spektren von Eingangsstrahl A nur etwa halb so groß wie der von Eingangsstrahl B ist (Abb. 4.12, links).

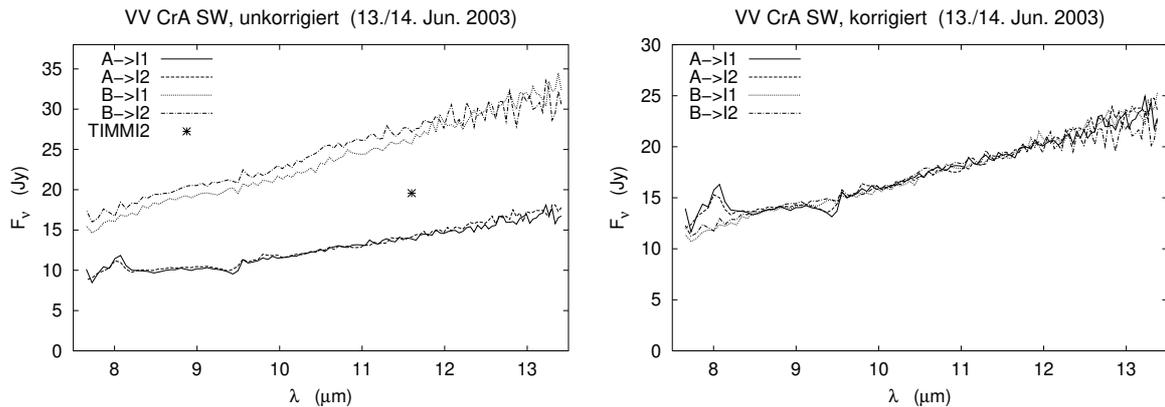


Abbildung 4.12: *Links*: Die vier extrahierten Spektren von VV CrA SW nach Kalibrierung mit den Daten des Standardsterns HD177716. Der deutlich unterschiedliche Fluss der Spektren von Eingang A und B ist auf einen unterschiedlichen optischen Durchsatz des VLTI-Systems bei der Messung von VV CrA und des Standardsterns zurückzuführen (siehe Text). *Rechts*: Dieselben Spektren nach der photometrischen Korrektur. Die Spektren wurden derart skaliert, dass der Fluss bei $\lambda = 11,6 \mu\text{m}$ mit TIMMI2-Photometriedaten übereinstimmt.

Da das Flussverhältnis der Eingangsstrahlen bei verschiedenen Beobachtungen zwar unterschiedlich, jedoch unabhängig von der Wellenlänge war (vgl. Abb. 4.11, rechts), sollte sich der Fehler in den Spektren lediglich durch eine falsche Skalierung bemerkbar machen. Um diesen Fehler zu beheben wurde auf die photometrische Messung von VV CrA mit dem TIMMI2-Instrument vom Juni 2002 (Tab. 2.6) zurückgegriffen. Es wird dabei angenommen, dass die Variabilität des Objektes im N-Band innerhalb eines Jahres klein ist. Die MIDI-Spektren wurden im Wellenlängenbereich des N11,9-Filters durch Skalierung mit dem TIMMI2-Fluss in Übereinstimmung gebracht. Das Resultat der photometrischen Korrektur ist in Abbildung 4.12 (rechts) wiedergegeben. Man erkennt, dass die vier extrahierten Spektren bezüglich der Form sehr gut übereinstimmen. Die vier korrigierten Spektren wurden anschließend gemittelt. In Abbildung 4.13 sind die resultierenden Spektren beider Komponenten von VV CrA dargestellt. Zum Vergleich sind die Messdaten vom TIMMI2-Instrument hinzugefügt. Auch mit diesen ist eine gute Übereinstimmung bezüglich der Form der Spektren zu erkennen⁸. Die Abweichung der MIDI-Spektren von den TIMMI2-Spektren der einzelnen Komponenten beträgt über den Wellenlängenbereich von $8 \mu\text{m}$ bis $13 \mu\text{m}$ im Mittel 7 % (Nacht vom 12. Juni) bzw. 4 % (Nacht vom 13. Juni).

4.3.5 Fringe-Tracking im dispergierten Modus

Bei der Aufnahme der dispergierten interferometrischen Daten unterschied sich die Arbeitsweise des Fringe-Trackings nicht wesentlich von der zuvor schon erfolgreich im nicht-dispergierten Modus eingesetzten Methode. In beiden Fällen erfolgte die Ermittlung des OPD-Nullpunktes durch kleine Scans der MIDI-internen Verzögerungsstrecke

⁸Es sei daran erinnert, dass mögliche Offsets durch die beschriebene Skalierung der MIDI-Spektren aufgehoben sind.

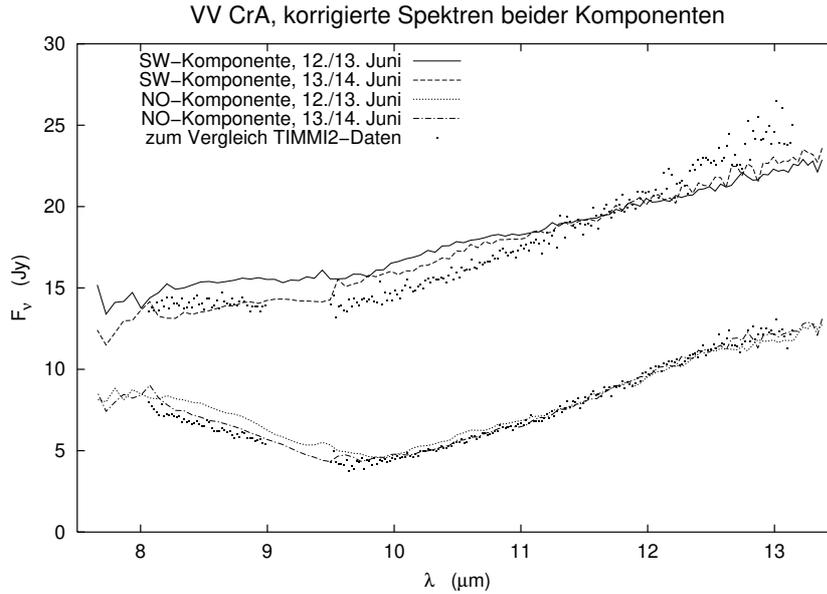


Abbildung 4.13: Resultierende Spektren der Komponenten von VV CrA aus beiden Beobachtungsnächten. Die Spektren zeigen im Verlauf eine gute Übereinstimmung bezüglich der Form⁸ mit den TIMMI2-Daten vom Juni 2002. Über den Wellenlängenbereich von $7\ \mu\text{m}$ bis $13\ \mu\text{m}$ beträgt die mittlere Abweichung der MIDI-Spektren vom TIMMI2-Spektrum der jeweiligen Komponenten 7 % (Nacht vom 12. Juni) bzw. 4 % (Nacht vom 13. Juni).

bei gleichzeitiger Bestimmung des Fringe-Kontrastes im Differenzsignal der interferometrischen Ausgangskanäle (Abs. 4.1.2). Die Detektorbereiche zur Bestimmung des Differenzsignals wurden im dispergierten Modus lediglich so ausgelegt, dass die gesamten spektral zerlegten Ausgangskanäle erfasst wurden. Alle Pixel jedes Detektorbereichs wurden summiert und anschließend die Differenz beider Kanäle gebildet. Nach der Summierung unterscheidet sich das resultierende Differenzsignal prinzipiell nicht von dem Differenzsignal nicht-dispergierter Daten, weshalb die Steuerungssoftware für das Fringe-Tracking unverändert eingesetzt werden konnte. Es sei angemerkt, dass die Integration nur zum Zwecke des Fringe-Trackings erfolgte und nicht bei der späteren Auswertung der gewonnenen Daten vorgenommen wurde. Die Anzahl der Einzelbilder pro Scan betrug bei der Datenaufnahme im Juni 2003 jeweils 40 Bilder, die Veränderung des optischen Weges während eines Scans betrug $84\ \mu\text{m}$.

4.3.6 Extraktion der interferometrischen Daten

Die Abbildung 4.14 zeigt eine Sequenz von Differenzbildern der dispergierten Ausgangskanäle I_1 und I_2 während eines Teils eines Scans der MIDI-internen Verzögerungsstrecke. Der unkorrelierte Hintergrund ist durch die Differenzbildung aufgehoben, nur der korrelierte Fluss des beobachteten Objektes (hier VV CrA SW) verbleibt. Zu Beginn der Sequenz war der optische Weglängenunterschied (OPD) etwa Null. Da ein gegebener optischer Weglängenunterschied bei kürzeren Wellenlängen eine größere Pha-

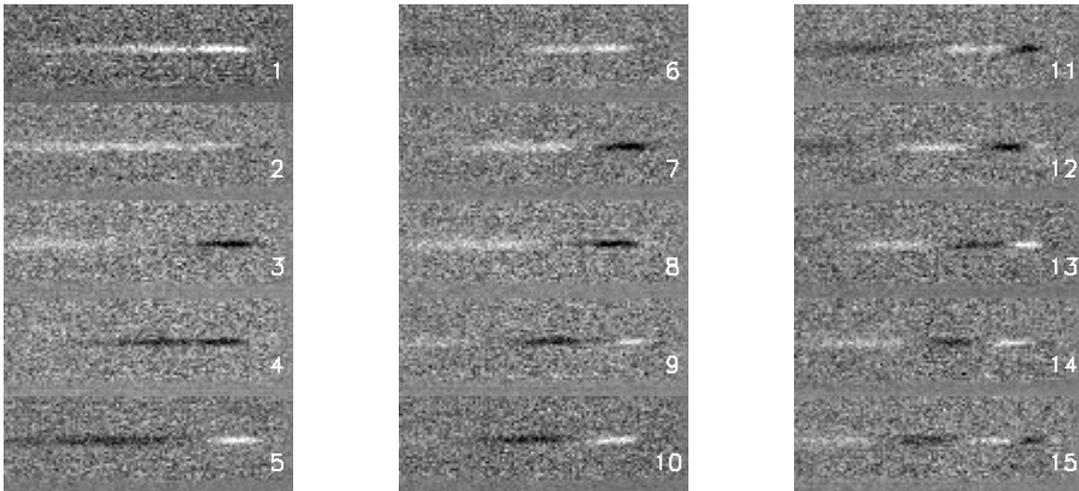


Abbildung 4.14: Abgebildet ist eine Sequenz aus 15 aufeinander folgenden Einzelaufnahmen (aus insgesamt 12000 Einzelaufnahmen des interferometrischen Datensatzes) von VV CrA SW (Datensatz 28). Gezeigt sind Differenzbilder der beiden dispersierten Ausgangskanäle I1 und I2 während eines Teils ($30\ \mu\text{m}$) eines OPD-Scans. Die Sequenz startet mit einer Aufnahme, bei der der optische Weglängenunterschied (OPD) etwa Null war. Bei Veränderung der optischen Weglänge erfolgt die Modulation des Differenzsignals bei kürzeren Wellenlängen schneller als bei längeren (welche auf der linken Seite des Spektrums zu finden sind). Es entsteht ein charakteristisches Streifen-Muster entlang des Spektrums.

senverschiebung bewirkt als bei längeren, erfolgt die Modulation des Differenzsignals bei kürzeren Wellenlängen entsprechend schneller. Beispielsweise entsteht bei kurzen Wellenlängen bereits ein Phasenunterschied von 2π (konstruktive Interferenz), während bei einer doppelt so großen Wellenlänge der Phasenunterschied lediglich π beträgt (destruktive Interferenz). Im weiteren Verlauf des Scans entsteht daher ein Muster von hellen und dunklen Zonen entlang des dispersierten Interferogramms.

Eine Möglichkeit zur Auswertung von dispersierten Interferogrammen besteht darin, dass die Berechnung der Objektvisibilität im Prinzip genau so erfolgt, wie im nicht-dispersierten Modus, mit dem Unterschied, dass sie für die einzelnen spektralen Kanäle getrennt durchgeführt wird. Da die spektrale Auflösung im benutzten Modus (Doppelprisma plus Field-Kamera) geringer ist als die Pixelauflösung (Abs. 1.8), können zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses kleine Wellenlängenintervalle des Spektrums gemittelt werden, ohne dass spektrale Information verloren geht. In der folgenden Auswertung wurden die dispersierten Spektren jeweils über Intervalle von 4 Pixel Breite gemittelt, so dass insgesamt 28 spektrale Kanäle entstanden. Zur Auswertung wurde eine erweiterte Version des im letzten Kapitels benutzten Softwarepaketes angewendet (Abs. 4.1.4). Die erweiterte Version erlaubt die Auswertung für jeden spektralen Kanal getrennt. Die einzelnen Schritte der Auswertung sind im Folgenden aufgeführt:

1. Extraktion der dispersierten Interferogramme aus den Rohbildern beider Ausgangskanäle: Die Masken zur Unterdrückung des Rauschens außerhalb der In-

terferogramme haben dieselben Parameter (Abmessungen, Position) wie die zur Extraktion der photometrischen Daten. Anschließend erfolgt die Integration der Spektren in y-Richtung.

2. Bildung des Differenzspektrums der beiden dispergierten – nun eindimensionalen – Ausgangskanäle zu jeder Aufnahme: Zur Elimination eines eventuell vorhandenen Offsets in den Differenzspektren (verursacht z.B. durch unterschiedlichen Hintergrundfluss in den Ausgangskanälen I_1 und I_2), wird von jedem Differenzspektrum ein über alle Bilder des betreffenden Scans gemitteltes Differenzspektrum subtrahiert.
3. Selektion von Scans mit stabilem Fringe-Tracking anhand der Stärke des Fringe-Kontrastes im Differenzsignal: Für diesen Schritt werden die eindimensionalen Differenzspektren zunächst aufsummiert (die spektrale Information geht dabei verloren), die zeitliche Folge der resultierenden Werte jedes Scans wird fouriertransformiert und das Spektrum im Bereich des Fringe-Peaks summiert. Ist das Signal größer als eine einstellbare Schwelle wird der Scan als „Scan mit Fringes“ zur weiteren Datenauswertung benutzt. Scans mit einem Fringe-Kontrast unterhalb einer bestimmten Schwelle werden als „Scans ohne Fringes“ interpretiert und zur Bestimmung eines Rauschspektrums selektiert. Die Schwellen wurden (wie bei den Z CMa-Daten) mit Hilfe eines Histogramms der Fringe-Amplituden festgelegt.
4. Zerlegung der eindimensionalen Differenzspektren in einzelne spektrale Kanäle durch Integration der Spektren in Intervallen von jeweils 4 Pixel Breite: Ab jetzt erfolgt jeder Schritt für die spektralen Kanäle getrennt.
5. Berechnung der Fringe-Powerspektren der „Scans mit Fringes“ und der Rausch-Powerspektren aus den „Scans ohne Fringes“: Die resultierenden Powerspektren sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Man erkennt die Verlagerung des Fringe-Peaks infolge der unterschiedlichen Wellenlänge des interferierenden Lichts der spektralen Kanäle.
Es zeigt sich, dass in den Rausch-Powerspektren teilweise auch „unerwünschte“ Fringe-Peaks auftreten. Die Ursache dafür liegt in der größeren Kohärenzlänge des Lichts der einzelnen spektralen Kanäle im Vergleich zur Kohärenzlänge des Lichts des (zur Selektion) aufintegrierten Spektrums. Tatsächlich war der OPD-Unterschied schon beim Start der Aufnahme zu klein, um „Scans ohne Fringes“ zu erhalten. Dieser Umstand wurde leider erst bei der Auswertung der Daten erkannt. Es wurde daher auf die Subtraktion von Rausch-Powerspektren verzichtet.
6. Summierung des Fringe-Peaks im gemittelten Fringe-Powerspektrum in dem Bereich, der dem jeweiligen spektralen Kanal entspricht: Das Ergebnis ist das Quadrat des korrelierten Flusses des beobachteten Objektes im Wellenlängenbereich des spektralen Kanals (s. Formel 4.12).
7. Berechnung der Rohvisibility des Objektes (welche noch nicht den instrumentellen Kohärenzverlust berücksichtigt) aus dem korrelierten Fluss und den photometrischen Flüssen für jeden spektralen Kanal getrennt.

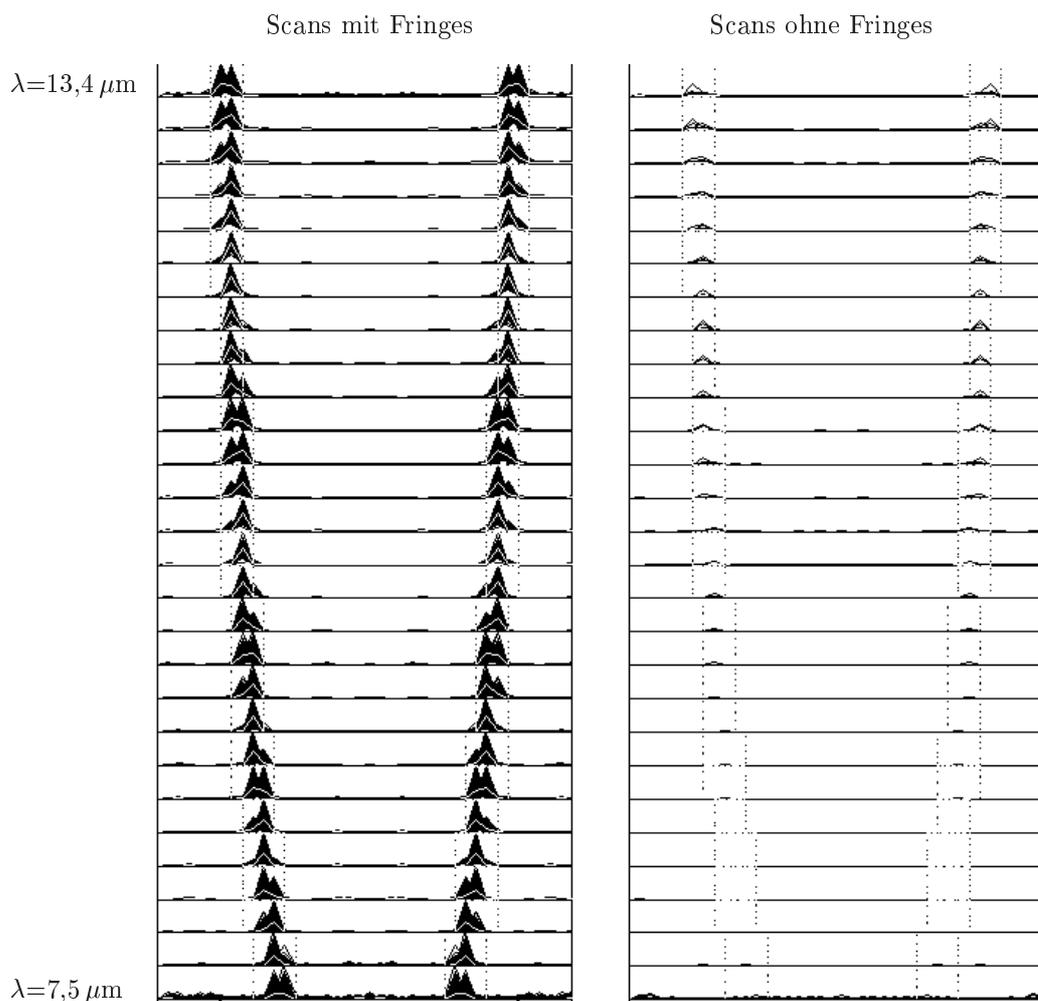


Abbildung 4.15: Powerspektren der „Scans mit Fringes“ (links) und der „Scans ohne Fringes“ (rechts) der spektral dispersierten Daten von VV CrA. Jede Zeile stellt einen spektralen Kanal dar. Das Auftreten von Fringe-Peaks in den „Scans ohne Fringes“ ist darauf zurückzuführen, dass der OPD-Unterschied zu klein im Vergleich zur Kohärenzlänge des Lichts der spektralen Kanäle war. Dieser ungewollte Effekt ist erst bei der Auswertung der Daten aufgefallen.

Für alle in Tabelle 4.3 aufgeführten Datenätze erfolgte die Auswertung nach den oben beschriebenen Schritten. Die daraus resultierenden Rohvisibility-Funktionen in Abhängigkeit von der Wellenlänge sind in Abbildung 4.16 (oben) dargestellt. Auf den ersten Blick ist bereits ein Unterschied im Verlauf der Kurven der Standardsterne und von VV CrA zu erkennen. Während die Visibility der Standardsterne mit der Wellenlänge zunimmt, zeigen die Kurven der beiden Komponenten von VV CrA einen flachen Verlauf.

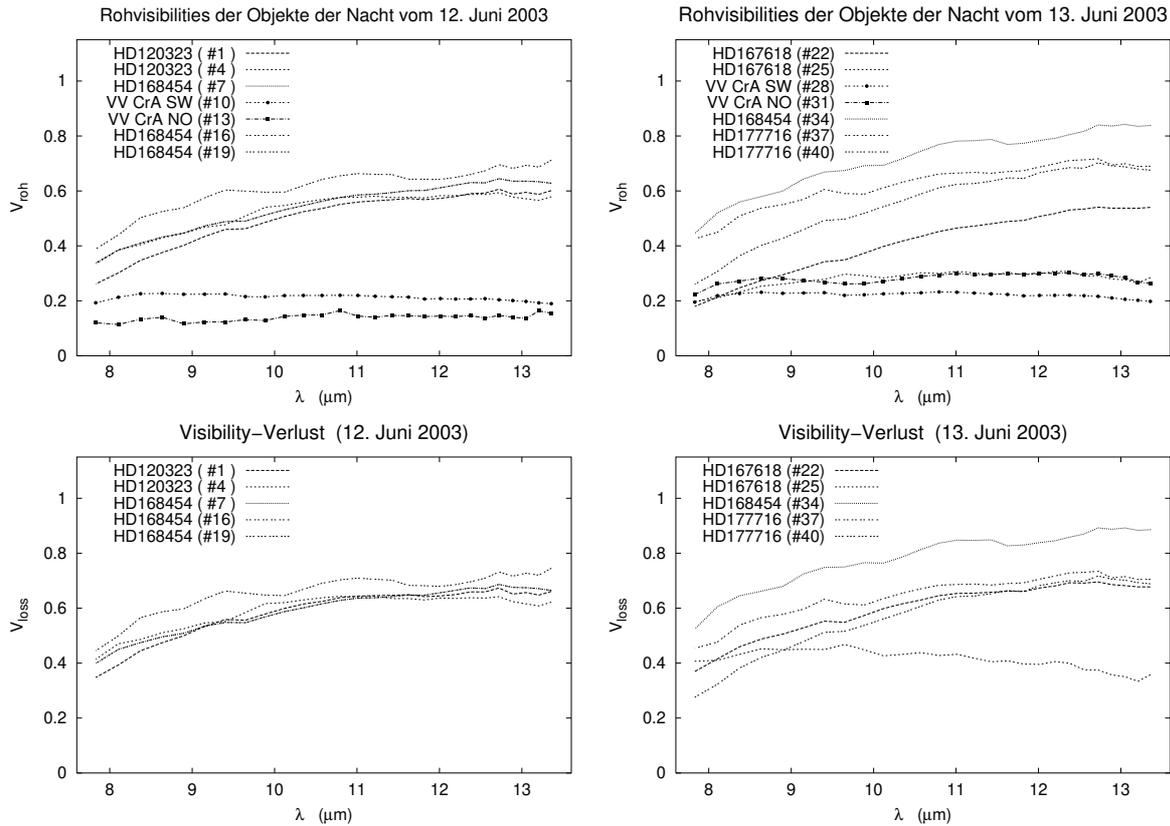


Abbildung 4.16: *Obere Reihe:* Gemessene Rohvisibility-Funktionen der Objekte aus Tabelle 4.4. *Untere Reihe:* Aus den Datensätzen der Standardsterne berechnete instrumentelle Visibility-Verlustfunktionen.

4.3.7 Kalibrierung der spektralen Visibility-Funktionen

Um eine aussagekräftige Analyse der Kurven durchführen zu können, muss noch der Visibility-Verlust $V_{loss}(\lambda)$ berücksichtigt werden, der durch instrumentelle und atmosphärische Effekte bedingt ist. Dazu wurde – wie bereits in Abschnitt 4.1.5 detailliert erläutert – die theoretische Visibility der Standardsterne mit Hilfe des Winkeldurchmessers (Tab. 4.4) berechnet. Der Visibility-Verlust ergibt sich aus dem Verhältnis von gemessener zu theoretischer Visibility. In Abbildung 4.16 (unten) sind die auf diese Weise mit jedem Standardstern ermittelten Funktionen dargestellt. Der Visibility-Verlust V_{loss} beträgt zwischen 0,4 und 0,7. Der Trend zu geringeren Werten bei kürzeren Wellenlängen kann zum Teil auf die spektralen Eigenschaften des Strahlteilers zurückgeführt werden (vgl. Abb. 4.4), aber auch andere kohärenz-vermindernde Effekte spielen offensichtlich eine Rolle. Die möglichen Ursachen sind vielfältig (z.B. schlechte Tip/Tilt-Korrektur, Ungenauigkeiten im komplexen optischen System des VLTI etc.). Wichtig ist, dass der Visibility-Verlust stabil bleibt und daher auch bei der Berechnung der Visibility von VV CrA angenommen werden kann. Der Vergleich von unabhängig voneinander ermittelten Visibility-Verlustfunktionen kann dazu Aufschluss geben. Es

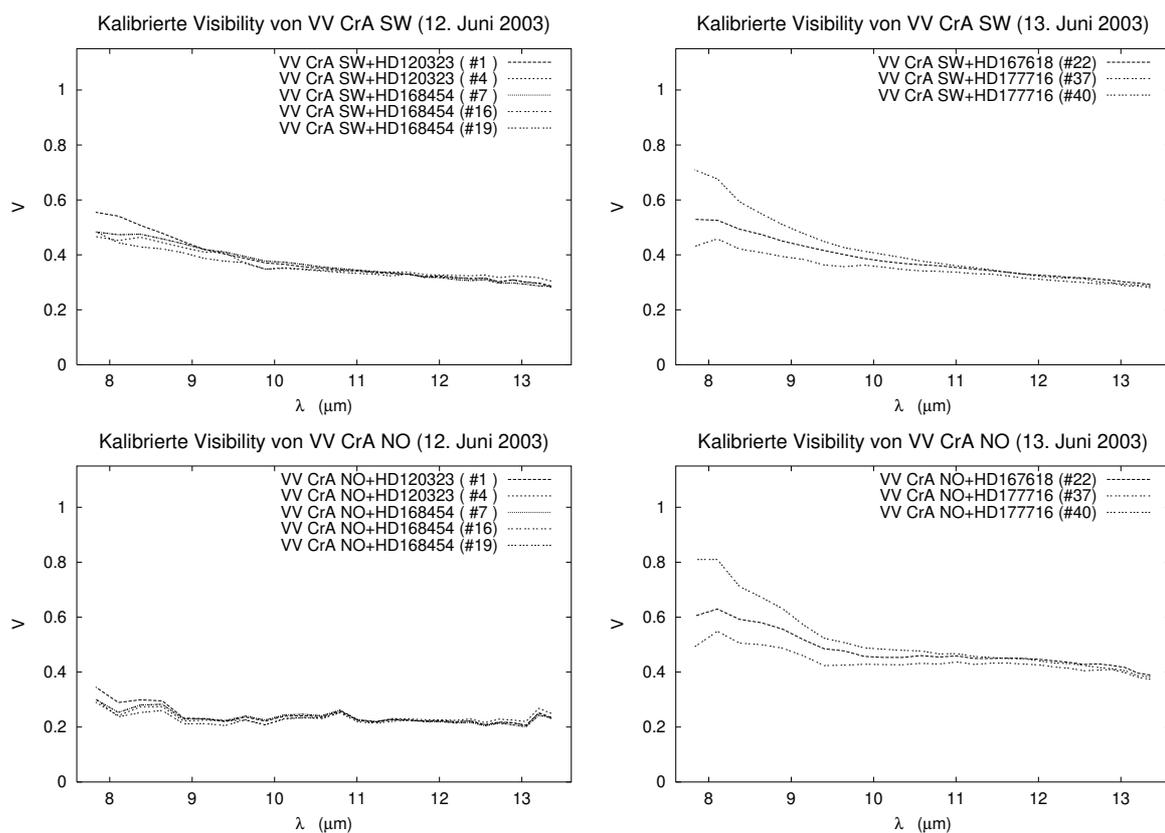


Abbildung 4.17: Kalibrierte spektrale Visibility-Funktionen der beiden Komponenten von VV CrA. Der Vergleich der Visibility-Funktion von VV CrA NO beider Beobachtungsnächte zeigt einen deutlichen Unterschied. Wie sich herausstellte, machte bei der Messung vom 12. Juni 2003 ein technisches Problem den Datensatz unbrauchbar.

zeigt sich, dass die ermittelten Funktionen der Nacht vom 12. Juni 2003 eine gute Übereinstimmung zeigen. Über den gesamten Spektralbereich gemittelt beträgt die Standardabweichung der Funktionen $\langle \Delta V_{loss} \rangle = 0,03$. Im Unterschied dazu weist der Visibility-Verlust der Nacht vom 13. Juni 2003 eine größere Streuung auf. Hier beträgt die Standardabweichung $\langle \Delta V_{loss} \rangle = 0,16$. Zwei Funktionen dieser Nacht (ermittelt aus den Datensätzen 25 und 34) zeigen eine besonders große Abweichung von den restlichen Funktionen und von den Funktionen der Nacht vom 12. Juni. Da mit diesen Funktionen eine offensichtlich falsche Kalibrierung des Visibility-Verlustes erfolgen würde, werden diese zur weiteren Auswertung nicht mehr herangezogen.

Mit Kenntnis des instrumentellen Visibility-Verlustes ist nun die Kalibrierung der Rohvisibility möglich. In Abbildung 4.17 sind die mit verschiedenen Standardsternen kalibrierten Visibility-Funktionen beider Komponenten von VV CrA wiedergegeben. Vergleicht man die Funktionen beider Nächte von VV CrA NO miteinander, so fällt ein deutlicher Unterschied auf. Die Recherche in den bei der Beobachtung aufgezeichneten Informationen über den Instrumentstatus offenbarte einen Fehler bei der Aufnahme von VV CrA NO in der Nacht vom 12. Juni. Fälschlicherweise war während der interfero-

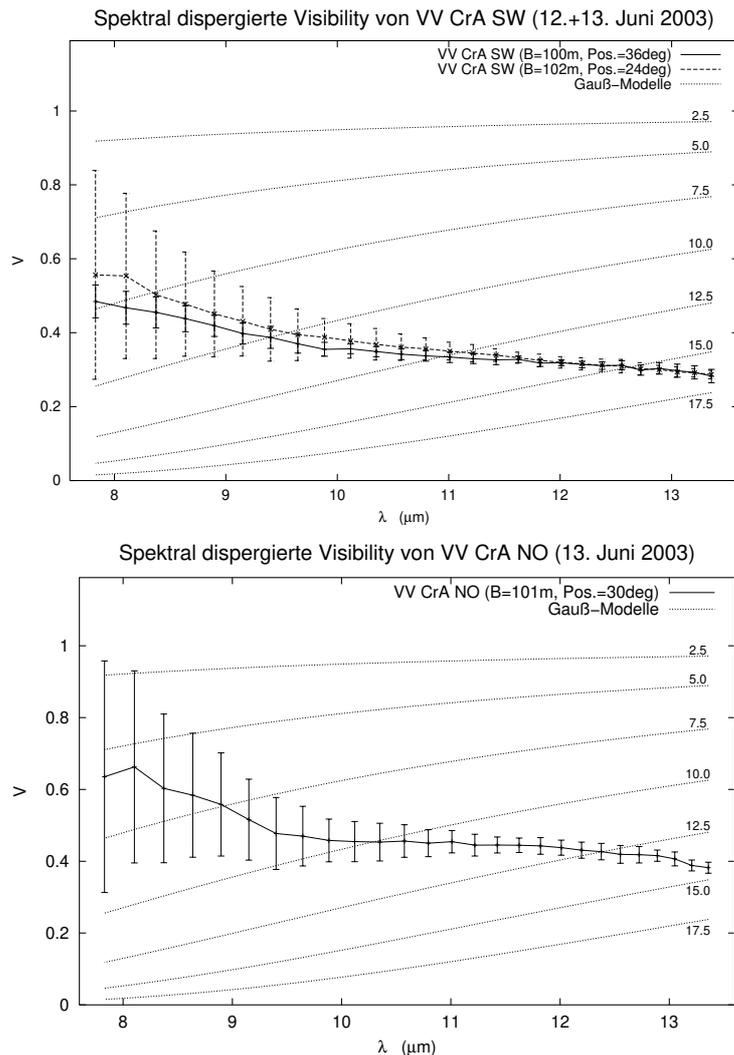


Abbildung 4.18: Spektral dispergierte Visibility von VV CrA SW (oben) und VV CrA NO (unten). Zum Vergleich sind Visibility-Funktionen von gaußförmigen Intensitätsverteilungen mit Halbwertsbreiten von 2,5 mas bis 17,5 mas eingezeichnet. Der Verlauf dieser Visibility-Funktionen zeigen einen mit der Wellenlänge ansteigenden Verlauf, während die Visibility-Funktion beider Komponenten von VV CrA einen abfallenden Trend aufweisen.

metrischen Beobachtung das Chopping aktiv. Da die Zeit bei einer Chopping-Position kürzer war als die Dauer eines OPD-Scans, wurde jeder OPD-Scan unterbrochen. Eine nachträgliche „Reparatur“ des Datensatzes war daher nicht möglich. Die Daten von VV CrA NO der Nacht vom 12. Juni konnten somit nicht zur weiteren Auswertung verwendet werden. Die endgültigen spektralen Visibility-Funktionen wurden durch Mittelung der mit allen Standardsternen einer Nacht kalibrierten Messungen berechnet. Die Abbildung 4.18 zeigt die resultierenden Visibility-Funktionen beider Komponenten von VV CrA. Die eingezeichneten Fehlerbalken (2σ -Fehler) wurden aus der Standardabweichung der Visibility-Funktionen berechnet.

4.4 Interpretation der spektralen Visibility-Funktion von VV CrA

Die Interpretation der spektralen Visibility-Funktion der Komponenten von VV CrA soll mit Hilfe von Modell-Intensitätsverteilungen erfolgen. Ähnlich wie bei der Interpretation der Visibility von Z CrA (Abs. 4.2) müssen die Modelle wegen des begrenzten Umfangs an Messdaten stark vereinfacht angenommen werden. Im Vergleich zu den Daten von Z CrA bietet die spektrale Auflösung der Daten von VV CrA jedoch zusätzliche Informationen. Der explizite Verlauf der Visibility-Funktion hängt dabei nicht nur von den spektralen Eigenschaften des Objektes ab, sondern auch von der räumlichen Struktur, denn die Raumfrequenz, bei der die Objektvisibility gemessen wird, ist eine Funktion der Beobachtungswellenlänge.

4.4.1 Vergleich der gemessenen Visibility mit einem Gauß-Modell

Die insgesamt kleineren Visibility-Werte von VV CrA SW deuten bereits auf eine größere Ausdehnung der Intensitätsverteilung dieser Komponente im Vergleich zu VV CrA NO hin. Um die Ausdehnung quantitativ bestimmen zu können, sollen die Visibility-Funktionen beider Komponenten mit denen von Gauß-Modellen verglichen werden. Dazu wurde die Visibility von gaußförmigen Intensitätsverteilungen mit verschiedenen Halbwertsbreiten in Abhängigkeit von der Wellenlänge berechnet und in das Diagramm eingezeichnet (Abb. 4.18). Die resultierenden Visibility-Funktionen zeigen einen mit der Wellenlänge ansteigenden Verlauf. In diesem Anstieg spiegelt sich der reziproke Zusammenhang von Beobachtungswellenlänge und Raumfrequenz wieder. Der Vergleich zeigt, dass keine der Funktionen in der Lage ist, den Verlauf der gemessenen Visibility im *gesamten Spektralbereich* zu reproduzieren. Die zwingende Schlussfolgerung ist, dass die Ausdehnung der Intensitätsverteilung eine Abhängigkeit von der Wellenlänge aufweist.

Um diesen Umstand genauer zu untersuchen, wurde die Halbwertsbreite von gaußförmigen Intensitätsverteilungen berechnet, die den gemessenen Visibility-Wert bei *bestimmten Wellenlängen* reproduzieren kann. Das Diagramm in Abbildung 4.19 zeigt die auf diese Weise bestimmten Halbwertsbreiten in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Im Spektralbereich von $7,8 \mu\text{m}$ bis $13,3 \mu\text{m}$ zeigt VV CrA SW ein Anstieg der Halbwertsbreite von $7,3 \text{ mas}$ auf $16,4 \text{ mas}$ (Messung vom 12. Juni) bzw. von $6,6 \text{ mas}$ auf $16,3 \text{ mas}$ (Messung vom 12. Juni). Bei VV CrA NO ist in diesem Spektralbereich ein Anstieg der Halbwertsbreite von $5,7 \text{ mas}$ auf $13,3 \text{ mas}$ abzulesen (Messung vom 13. Juni). Auffällig ist der in guter Näherung lineare Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Ausdehnung der Intensitätsverteilung. Die Steigung wurde mit einem gewichteten linearen Fit ermittelt und beträgt bei VV CrA SW:

$$\frac{\text{FWHM}}{\lambda} = (1,56 \pm 0,02) \frac{\text{mas}}{\mu\text{m}} \quad (\text{Messung vom 12. Juni}), \quad (4.31)$$

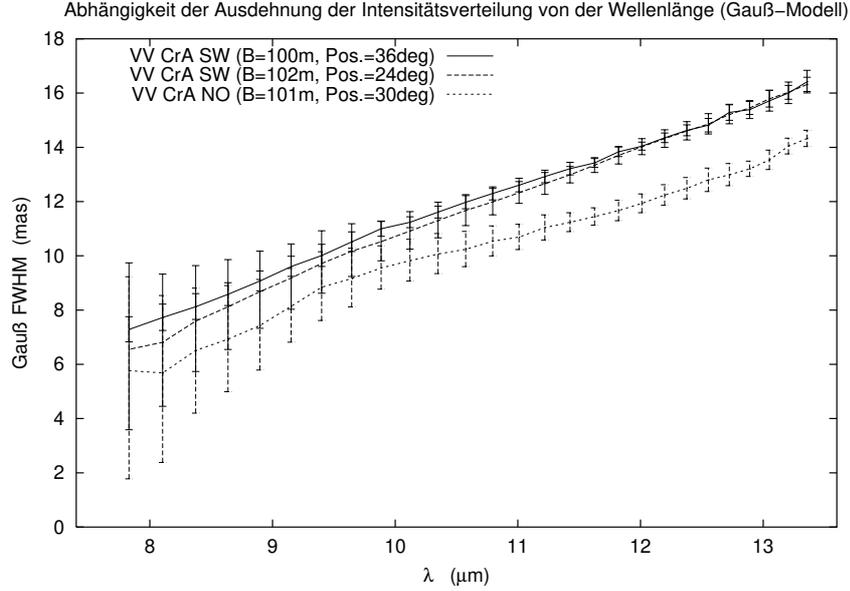


Abbildung 4.19: Das Diagramm zeigt die Halbwertsbreite (FWHM) einer gaußförmigen Intensitätsverteilung, welche den gemessenen Visibility-Wert bei verschiedenen Wellenlängen reproduzieren kann. Es zeigt sich, dass die Ausdehnung der Intensitätsverteilung beider Komponenten linear mit der Wellenlänge zunimmt, wobei VV CrA SW eine größere Ausdehnung im Vergleich zu VV CrA NO aufweist.

$$\frac{\text{FWHM}}{\lambda} = (1,68 \pm 0,01) \frac{\text{mas}}{\mu\text{m}} \quad (\text{Messung vom 13. Juni}) \quad (4.32)$$

und bei VV CrA NO:

$$\frac{\text{FWHM}}{\lambda} = (1,42 \pm 0,04) \frac{\text{mas}}{\mu\text{m}} \quad (\text{Messung vom 13. Juni}). \quad (4.33)$$

Die Messungen von VV CrA SW während beider Nächte erfolgten bei etwa gleicher Länge der projizierten Basislinie ($B = 100 \text{ m}$ bzw. 102 m). Die Positionswinkel wiesen mit 36° und 24° jedoch einen relativ großen Unterschied auf. Der unterschiedliche Anstieg der ermittelten Funktionen deutet möglicherweise auf eine unterschiedliche Ausdehnung bei verschiedenen Positionswinkeln hin. Diese Beobachtung ist nachvollziehbar, denn nur im unwahrscheinlichen Falle der Beobachtung der Scheibe bei einem Inklinationwinkel von $i = 0^\circ$ („face-on“) würde keine Abhängigkeit der Ausdehnung vom Positionswinkel auftreten. Für eine exakte Bestimmung des Inklinationwinkel sind jedoch weitere Messungen bei deutlich stärker unterschiedlichen Positionswinkeln notwendig.

Der Zusammenhang zwischen Ausdehnung der Intensitätsverteilung und Wellenlänge kann leicht eingesehen werden, denn eine Akkretionsscheibe weist auf Grund der Heizung durch die Strahlung des zentralen Sterns eine mit der Radius abnehmende Tem-

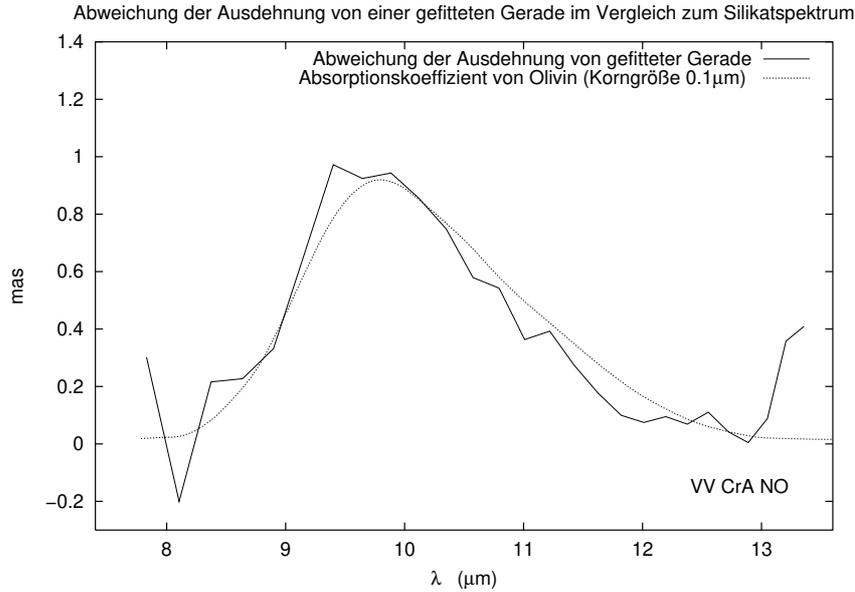


Abbildung 4.20: Der Plot zeigt die Abweichung der Ausdehnung von VV CrA NO von einer gefitteten Gerade. Die Form weist eine Ähnlichkeit mit dem Silikatspektrum von Olivin (Korngröße $0,1 \mu\text{m}$) auf. Die im Silikatband größer erscheinende Ausdehnung von VV CrA NO kann durch die größere optische Tiefe in diesem Spektralbereich erklärt werden.

peratur auf. Auch bei eventuell vorhandener viskoser Reibung in der Scheibe ist eine mit dem Radius abnehmende Temperatur zu erwarten. Der heißere Staub (der das Intensitätsmaximum der Schwarzkörperstrahlung bei kürzeren Wellenlängen hat) ist bei kleinen Radien lokalisiert, während der kühlere Staub (mit dem Intensitätsmaximum bei längeren Wellenlängen) eine größere Entfernung vom Zentrum aufweist. Die Berechnung des expliziten radialen Temperaturprofils der Scheibe aus den gegebenen Daten ist jedoch nicht möglich, da wichtige Faktoren, wie z.B. der genaue Inklinationwinkel und die Dicke der Scheibe in Abhängigkeit vom Radius, unbekannt sind. Die Ausdehnung des Erscheinungsbildes einer Staubverteilung hängt nicht nur von der Temperatur ab, sondern auch von der optischen Tiefe des Materials. Ist die optische Tiefe groß, so kann man – anschaulich gesprochen – nicht so weit in die Staubverteilung „hinein blicken“. Die Staubverteilung erscheint in diesem Falle ausgedehnter. Der Absorptionskoeffizient von Silikaten weist eine ausgeprägte Wellenlängenabhängigkeit auf (vgl. Abb. 2.4). Daher sollte auch die optische Tiefe und damit die Ausdehnung des Erscheinungsbildes im N-Band variieren. Es ist eine größere Ausdehnung bei Wellenlängen im Bereich des Silikatbandes zu erwarten, während in den Spektralbereichen außerhalb des Silikatbandes die Staubverteilung kleiner erscheinen sollte. Die Abhängigkeit der Ausdehnung von der Wellenlänge von VV CrA NO (Abb. 4.19) weist tatsächlich eine leichte Abweichung vom linearen Trend auf. Diese könnte durch den oben geschilderten Effekt bedingt sein. Zur genaueren Darstellung der Abweichung wurde eine lineare

Funktion in zwei Spektralbereichen außerhalb des Silikatbandes an die Kurve gefittet⁹ und von dieser abgezogen. Das Resultat zeigt das Diagramm in Abbildung 4.20. Die Ähnlichkeit mit dem Spektrum von Olivin mit einer Korngröße von $0,1\ \mu\text{m}$ (vgl. 2.4) ist auffällig. Der beschriebene Opazitätseffekt könnte dafür verantwortlich sein.

Es stellt sich die Frage, warum bei VV CrA SW keine Auswirkung des Silikatspektrums zu erkennen ist. Eine mögliche Antwort ist, dass bei dieser Komponente weniger Silikate vorhanden sind oder zumindest nicht in einem beobachtbaren Bereich der Scheibe liegen. Zu dieser Hypothese passt, dass auch das N-Band-Spektrum von VV CrA SW (im Unterschied zu VV CrA NO) nur eine sehr schwach ausgeprägte Silikatabsorption zeigt (vgl. Abb. 4.13).

4.4.2 Abschließende Bemerkungen

Die Interpretationen der spektral aufgelösten Visibility-Funktionen der SW- und NO-Komponente von VV CrA beruhen auf den Vergleich mit Gauß-Modellen. Dieser einfache Ansatz erlaubte die Bestimmung der räumlichen Ausdehnung der im mittleren Infrarotbereich strahlenden Regionen ihrer Scheiben. Es konnte bei beiden Komponenten ein linearer Anstieg der Ausdehnung mit der Wellenlänge nachgewiesen werden, wobei VV CrA SW im Vergleich zu VV CrA NO im gesamten Bereich des N-Bandes etwa 2 mas größer erscheint.

Ein nächster Schritt zum weiteren Studium der Objekteigenschaften wäre der Vergleich der gemessenen spektralen Visibility-Funktion mit den Ergebnissen von Strahlungstransport-Simulationen. Dazu muss zunächst ein detailliertes Modell des Objektes konstruiert werden. Dieses weist zu Beginn viele offene Parameter auf, wie z.B. Leuchtkraft des zentralen Sterns, Radius und Dichteverteilung der Scheibe, chemische Zusammensetzung etc. Einige dieser Parameter lassen sich durch die spektrale Energieverteilung des Systems festlegen oder zumindest eingrenzen. Das Simulationsprogramm kann dann auf Grundlage der Modellparameter die räumliche und spektrale Intensitätsverteilung, welche wiederum die Visibilityfunktion festlegt, berechnen. Der Vergleich mit den Messergebnissen von MIDI erlaubt die Eingrenzung weiterer Parameter des Modells. Für eine optimale Eingrenzung der Objektparameter sind weitere Messungen mit MIDI erforderlich, die mit verschiedenen Basislinien gemessen werden und damit eine möglichst gute Abdeckung der uv-Ebene ergeben.

Natürlich ist VV CrA nur ein Objekt unter vielen jungen stellaren Objekten. Wenn in Zukunft Messdaten von mehreren Objekten dieser Klasse vorliegen, kann deren Vergleich weitere Erkenntnisse über die grundsätzlichen Mechanismen der Sternentstehung liefern. Man erkennt, dass die beschriebene Messung mit MIDI nur ein erster Schritt von vielen folgenden ist, die zur weiteneden Aufklärung der astrophysikalischen Zusammenhänge bei jungen stellaren Objekten führen.

⁹Die lineare Funktion wurde in den Bereichen von $\lambda = 7,8\ \mu\text{m} - 8,2\ \mu\text{m}$ und von $\lambda = 12,8\ \mu\text{m} - 13,2\ \mu\text{m}$ an die Kurve gefittet.

Kapitel 5

Zukünftige Erweiterungen des VLTI und des MIDI-Instruments

Die im vorausgehenden Kapitel beschriebenen Auswertungen von MIDI-Daten brachten Ergebnisse, die mit anderen Instrumenten nicht möglich gewesen wären. Die interferometrische Beobachtung der Komponenten der Systeme Z CMa und VV CrA erlaubte die Bestimmung der Ausdehnung der im mittleren Infrarotbereich strahlenden Teile ihrer Akkretionsscheiben im Millibogensekunden-Bereich. Damit hat das MIDI-Instrument eindrucksvoll seine Funktionstüchtigkeit bewiesen. Die Leistung des MIDI-Instrument zusammen mit der VLTI-Infrastruktur soll in Zukunft noch weiter gesteigert werden. Dazu sind verschiedene Erweiterungen des Systems vorgesehen. Einige davon befinden sich noch in Planung, andere werden zur Zeit gerade auf dem Paranal installiert. Eine kurze Übersicht schließt diese Arbeit ab.

- Auxiliary Telescopes, ATs
Die VLTI-Infrastruktur erlaubt den Einsatz von mehreren 1,8-Meter-Zusatzteleskopen (ATs), die wahlweise auf den 30 dafür vorgesehenen Stationen platziert werden können. Einerseits gestattet die Benutzung dieser Teleskope eine sehr gute Abdeckung der uv-Ebene, wobei Basislinien mit einer Länge bis zu 200 m möglich werden, andererseits wird kostbare Beobachtungszeit mit den 8-Meter-Teleskopen (UTs) gespart, die dann lediglich für schwächere Objekte eingesetzt werden müssen. Zwei dieser Zusatzteleskope werden zur Zeit installiert und sollen Ende 2004 für den Interferometriebetrieb einsatzbereit sein.
- FINITO (*Fringe-tracking Instrument of NIce and TORino*)
Dieses Zusatzinstrument soll in Zukunft das Fringe-Tracking für MIDI (und auch AMBER) übernehmen. Dazu wird ein Teil des Lichts (H-Band) des beobachteten Objektes abzweigt und zu FINITO geleitet. Dort wird der optische Weglängenunterschied bestimmt. Abweichungen von der Null-OPD-Position werden durch entsprechende Kommandos an die VLTI-Verzögerungsstrecken in Echtzeit korrigiert. Das Ergebnis ist eine Stabilisierung der Phasendifferenz der Eingangsstrahlen von MIDI. Da dadurch auch die Phase der Fringes stabil ist, können die MIDI-Aufnahmen kohärent addiert werden. Diese Vorgehensweise hat eine beträchtliche

Steigerung der Grenzhelligkeit zur Folge. FINITO ist bereits am VLTI installiert und befindet sich zur Zeit in der Phase des Comissionings. Der erste Testbetrieb mit MIDI ist für Sommer 2004 geplant.

- PRIMA (*Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry*)
Bei diesem Instrument erfolgt das Fringe-Tracking mit Hilfe eines gleichzeitig beobachteten Referenzsterns. Dadurch ist eine Stabilisierung der Phase auch dann möglich, wenn das zu beobachtende wissenschaftliche Objekt zu schwach für das Fringe-Tracking mit FINITO ist. Des Weiteren wird mit PRIMA eine Referenz zur Messung der Fringe-Phase bereitgestellt, so dass auch die Messung der Fourier-Phase möglich wird (Abs. 3.3.1). Diese zusätzliche Information gestattet u.a. die Rekonstruktion von echten Bildern mit hoher räumlicher Auflösung. Schließlich kann PRIMA auch für astrometrische Messungen mit sehr hoher Genauigkeit benutzt werden. Der Betrieb soll im Jahr 2005 beginnen. Die letzte Ausbaustufe ist für das Jahr 2008 geplant.
- IRIS (*InfraRed Image Sensor*)
Dieses speziell für den Infrarotbereich konzipierte Tip/Tilt-Korrektursystem soll das schon vorhandene System MACAO (*Multi Application Curvature Adaptive Optics*) unterstützen. Der Sensor zur Erfassung von Verkippungen der Wellenfronten von bis zu vier Strahlenbündeln soll im interferometrischen Labor installiert werden. Auf diese Weise können zusätzliche Wellenfront-Verkippungen, die durch Luftturbulenzen in den VLTI-Tunneln entstehen, korrigiert werden. Der genaue Termin für die Inbetriebnahme steht noch nicht fest.
- MIDI-20 μm
Diese Erweiterung betrifft allein das MIDI-Instrument und wird Beobachtungen bei $\lambda=20 \mu\text{m}$ (Q-Band) möglich machen. Dazu ist der Einbau von optischen Elementen, die im $20 \mu\text{m}$ -Bereich transparent sind, notwendig. Es handelt sich vor allem um eine weitere Strahlteilerplatte, eine weitere Kamera, sowie ein zusätzliches Grism. Beim Entwurf der kalten optischen Bank wurden die entsprechenden Positionen für die Erweiterung schon berücksichtigt. Nach dem Einbau der zusätzlichen Elemente wird ein neues Alignment der Optik erforderlich sein. Der Betrieb von MIDI bei $\lambda=20 \mu\text{m}$ soll ab Ende 2005 möglich werden.
- APreS-MIDI (*APerture Synthesis with MIDI*)
Mit dieser Erweiterung soll der gleichzeitige Betrieb des MIDI-Instruments mit vier Teleskopen möglich gemacht werden. Neben der besseren Abdeckung der uv-Ebene durch sechs Basislinien wird auch die Messung von so genannten „Closure Phases“ ermöglicht. Diese Phasensumme des Lichts von jeweils drei Teleskopen hat die Eigenschaft unabhängig von atmosphärisch induzierten Phasenfehlern zu sein. Mit ihrer Hilfe kann die Fourier-Phase, welche zur Berechnung von echten Bildern notwendig ist, rekonstruiert werden. Die Einspeisung der vier Eingangsstrahlen soll mit einem Aufbau auf der warmen optischen Bank in einer speziellen Weise erfolgen, die keine wesentliche Änderungen an der kalten optischen Bank erforderlich macht. Die Installation ist für 2006 geplant.

Literaturverzeichnis

- Adams, F. C., Lada, C. J. & Shu, F. H. (1987), “Spectral evolution of young stellar objects”, *ApJ*, Bd. 312, S. 788–806.
- Adams, F. C., Shu, F. H. & Lada, C. J. (1988), “The disks of T Tauri stars with flat infrared spectra”, *ApJ*, Bd. 326, S. 865–883.
- Ageorges, N., Eckart, A., Monin, J.-L. & Menard, F. (1997), “New multiple young stellar objects discovered by near-infrared speckle imaging”, *A&A*, Bd. 326, S. 632–639.
- Ambartsumian, J. A. (1947), “Stellar Evolution and Astrophysics”, Erevan: Acad. Sci. Armen. SSR.
- Beckers, J. M., Enard, D., Faucherre, M., Merkle, F. & di Benedetto, G. P. (1990), “The VLT interferometer. I - Proposed implementation”, aus “Advanced technology optical telescopes IV”, Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, Feb. 12-16, 1990. Part 1 (A91-23201 08-89). Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, S. 108–124.
- Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. (1991), “Particle emissivity in circumstellar disks”, *ApJ*, Bd. 381, S. 250–258.
- Berrilli, F., Corciulo, G., Ingrassio, G., Lorenzetti, D., Nisini, B. & Strafella, F. (1992), “Infrared emission from dust structures surrounding Herbig Ae/Be stars”, *ApJ*, Bd. 398, S. 254–272.
- Bertout, C. (1989), “T Tauri stars - Wild as dust”, *ARA&A*, Bd. 27, S. 351–395.
- Bester, M., Danchi, W. C. & Townes, C. H. (1990), “Long baseline interferometer for the mid-infrared”, aus “Amplitude and intensity spatial interferometry”, Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, Feb. 14-16, 1990 (A91-30676 12-89). Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, S. 40–48.
- Blum, J., Wurm, G., Kempf, S. & Henning, T. (1996), “The Brownian Motion of Dust Particles in the Solar Nebula: an Experimental Approach to the Problem of Pre-planetary Dust Aggregation”, *Icarus*, Bd. 124, S. 441–451.
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R. (1983), “Absorption and scattering of light by small particles”, Wiley (New York), 1983.
- Bonsack, W. K. & Greenstein, J. L. (1960), “The Abundance of Lithium in T Tauri Stars and Related Objects”, *ApJ*, Bd. 131, S. 83 ff.
- Bouwman, J., Meeus, G., de Koter, A., Hony, S., Dominik, C. & Waters, L. B. F. M. (2001), “Processing of silicate dust grains in Herbig Ae/Be systems”, *A&A*, Bd. 375, S. 950–962.
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., Krist, J. E., Ballester, G. E., Clarke, J. T., Crisp, D., Gallagher, J. S., Griffiths, R. E., Hester, J. J., Hoessel, J. G., Holtzman, J. A., Mould, J. R., Scowen, P. A., Trauger, J. T. & Westphal, J. A. (1996), “Hubble Space Telescope Observations of the Disk and Jet of HH 30”, *ApJ*, Bd. 473, S. 437 ff.

- Calvet, N., D'Alessio, P., Hartmann, L., Wilner, D., Walsh, A. & Sitko, M. (2002), "Evidence for a Developing Gap in a 10 Myr Old Protoplanetary Disk", *ApJ*, Bd. 568, S. 1008–1016.
- Carleton, N. P., Traub, W. A., Lacasse, M. G., Nisenson, P., Pearlman, M. R., Reasenberg, R. D., Xu, X., Coldwell, C. M., Panasyuk, A., Benson, J. A., Papaliolios, C., Predmore, R., Schloerb, F. P., Dyck, H. M. & Gibson, D. M. (1994), "Current status of the IOTA interferometer", aus "Amplitude and Intensity Spatial Interferometry II", Hrsg. James B. Breckinridge, *Proc. SPIE*, Bd. 2200, S. 152–165.
- Chelli, A., Cruz-Gonzalez, I. & Reipurth, B. (1995), "Near infrared observations of southern young multiple systems", *A&AS*, Bd. 114, S. 135 ff.
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. (1997), "Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks", *ApJ*, Bd. 490, S. 368 ff.
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. (1999), "Spectral Energy Distributions of Passive T Tauri Disks: Inclination", *ApJ*, Bd. 519, S. 279–284.
- Claria, J. J. (1974), "A study of stellar association CMa OB1.", *A&A*, Bd. 37, S. 229–236.
- Cohen, M. (1980), "Infrared observations of young stars. VIII - Spectra in the ten-micron region", *MNRAS*, Bd. 191, S. 499–509.
- Cohen, M. (1998), "Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. IX. Calibrated Stellar Spectra Using DIRBE Radiometry", *AJ*, Bd. 115, S. 2092–2096.
- Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., Hammersley, P., Kidger, M. & Noguchi, K. (1999), "Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. X. A Self-Consistent Radiometric All-Sky Network of Absolutely Calibrated Stellar Spectra", *AJ*, Bd. 117, S. 1864–1889.
- Cohen, M. & Witteborn, F. C. (1985), "Spectrophotometry at 10 microns of T Tauri stars", *ApJ*, Bd. 294, S. 345–356.
- D'Alessio, P., Calvet, N. & Hartmann, L. (2001), "Accretion Disks around Young Objects. III. Grain Growth", *ApJ*, Bd. 553, S. 321–334.
- D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N. & Lizano, S. (1998), "Accretion Disks around Young Objects. I. The Detailed Vertical Structure", *ApJ*, Bd. 500, S. 411 ff.
- Dominik, C. & Tielens, A. G. G. M. (1997), "The Physics of Dust Coagulation and the Structure of Dust Aggregates in Space", *ApJ*, Bd. 480, S. 647 ff.
- Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jäger, C. & Mutschke, H. (1995), "Steps toward interstellar silicate mineralogy II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition", *A&A*, Bd. 300, S. 503 ff.
- Dullemond, C. P., Dominik, C. & Natta, A. (2001), "Passive Irradiated Circumstellar Disks with an Inner Hole", *ApJ*, Bd. 560, S. 957–969.
- Dutrey, A., Guilloteau, S. & Simon, M. (1994), "Images of the GG Tauri rotating ring", *A&A*, Bd. 286, S. 149–159.
- Evans, N. J., Balkum, S., Levreault, R. M., Hartmann, L. & Kenyon, S. (1994), "Molecular outflows from FU Orionis stars", *ApJ*, Bd. 424, S. 793–799.
- Finkenzeller, U. & Mundt, R. (1984), "The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity", *A&AS*, Bd. 55, S. 109–141.

- Fizeau, H. (1868), “Prix Bordin: rapport sur le concours de l’annee 1867”, *Comptes Rendus Hebdomadaires des Seances de l’Academdes Sciences 1868*, Bd. 66, S. 932–934.
- Gahm, G. F. (1975), “T Tauri and FU Orionis stars”, aus “IAU Symp. 67: Variable Stars and Stellar Evolution”, S. 101–107.
- Gai, M., Corcione, L., Delatge, L., Gardiol, D., Gennai, A., Lattanzi, M. G., Loreggia, D., Massone, G., Menardi, S. & Reynaud, F. (2002), “The FINITO Fringe Sensor for VLTI”, aus “Beyond conventional adaptive optics: a conference devoted to the development of adaptive optics for extremely large telescopes” Proceedings of the Topical Meeting held May 7-10, 2001, Venice, Italy. Hrsg. E. Vernet, R. Ragazzoni, S. Esposito, and N. Hubin, Garching, Germany: European Southern Observatory, ESO Conference and Workshop Proceedings, Bd. 58, ISBN 3923524617, S. 329 ff.
- Graham, J. A. (1992), “Clumpy accretion onto pre-main-sequence stars”, *PASP*, Bd. 104, S. 479–488.
- Hanner, M. S., Lynch, D. K. & Russell, R. W. (1994), “The 8-13 micron spectra of comets and the composition of silicate grains”, *ApJ*, Bd. 425, S. 274–285.
- Hartmann, L. (2000), “Accretion Disks (Invited Review)”, aus “ASP Conf. Ser. 219: Disks, Planetesimals, and Planets”, S. 95 ff.
- Hartmann, L. & Kenyon, S. J. (1985), “On the nature of FU Orionis objects”, *ApJ*, Bd. 299, S. 462–478.
- Hartmann, L., Kenyon, S. J., Hewett, R., Edwards, S., Strom, K. M., Strom, S. E. & Stauffer, J. R. (1989), “Pre-main-sequence disk accretion in Z Canis Majoris”, *ApJ*, Bd. 338, S. 1001–1010.
- Henning, T. (2003), “Astromineralogy”, Springer (Berlin, Heidelberg).
- Henning, T., Begemann, B., Mutschke, H. & Dorschner, J. (1995), “Optical properties of oxide dust grains”, *A&AS*, Bd. 112, S. 143 ff.
- Henning, T. & Mutschke, H. (2000), “Optical Properties of Cosmic Dust Analogs”, *ASP Conf. Ser. 196: Thermal Emission Spectroscopy and Analysis of Dust, Disks, and Regoliths*, Bd. S. 253–271.
- Herbig, G. H. (1960), “The Spectra of Be- and Ae-TYPE Stars Associated with Nebulosity”, *ApJS*, Bd. 4, S. 337 ff.
- Herbig, G. H. & Kameswara Rao, N. (1972), “Second Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population”, *ApJ*, Bd. 174, S. 401 ff.
- Hughes, J. D., Hartigan, P., Graham, J. A., Emerson, J. P. & Marang, F. (1991), “The optical counterpart of IRAS 12496 - 7650 - A highly embedded Herbig AE star”, *AJ*, Bd. 101, S. 1013–1020.
- Jäger, C., Molster, F. J., Dorschner, J., Henning, T., Mutschke, H. & Waters, L. B. F. M. (1998), “Steps toward interstellar silicate mineralogy IV. The crystalline revolution”, *A&A*, Bd. 339, S. 904–916.
- Jäger, C., Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J. & Henning, T. (1994), “Steps toward interstellar silicate mineralogy I: Laboratory results of a silicate glass of mean cosmic composition”, *A&A*, Bd. 292, S. 641–655.
- Joy, A. H. (1945), “T Tauri Variable Stars”, *ApJ*, Bd. 102, S. 168 ff.
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. (1987), “Spectral energy distributions of T Tauri stars - Disk flaring and limits on accretion”, *ApJ*, Bd. 323, S. 714–733.

- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. (1995), “Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud”, *ApJS*, Bd. 101, S. 117 ff.
- Kervella, P., Coude du Foresto, V., Glindemann, A. & Hofmann, R. (2000), “VINCI: the VLT Interferometer commissioning instrument”, aus “Interferometry in Optical Astronomy”, Hrsg. Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach, *Proc. SPIE*, Bd. 4006, S. 31–42.
- Klahr, H. H. & Henning, T. (1997), “Particle-Trapping Eddies in Protoplanetary Accretion Disks”, *Icarus*, Bd. 128, S. 213–229.
- Koresko, C. D., Beckwith, S. V. W., Ghez, A. M., Matthews, K. & Neugebauer, G. (1991), “An infrared companion to Z Canis Majoris”, *AJ*, Bd. 102, S. 2073–2078.
- Koresko, C. D., Herbst, T. M. & Leinert, C. (1997), “The Infrared Companions of T Tauri Stars”, *ApJ*, Bd. 480, S. 741 ff.
- Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., Ménard, F., Padgett, D. L. & Burrows, C. J. (2000), “WFPC2 Images of a Face-on Disk Surrounding TW Hydrae”, *ApJ*, Bd. 538, S. 793–800.
- Labeyrie, A., Schumacher, G., Dugue, M., Thom, C. & Bouchon, P. (1986), “Fringes obtained with the large ‘boules’ interferometer at CERGA”, *A&A*, Bd. 162, S. 359–364.
- Leinert, C., Graser, U., Richichi, A., Schöller, M., Waters, L. F. B. M., Perrin, G., Jaffe, W., Lopez, B., Glazeborg-Kluttig, A., Przygodda, F., Morel, S., Biereichel, P., Haddad, N., Housen, N. & Wallander, A. (2003), “MIDI combines light from the VLTI: the start of 10 μ m interferometry at ESO”, *ESO Messenger*, Bd. 112, S. 13 ff.
- Lord, S. D. (1992), *NASA Technical Memorandum*, Bd. 103957.
- Maas, R. W., Ney, E. P. & Woolf, N. J. (1970), “The 10-MICRON Emission Peak of Comet Bennett 1969i”, *ApJ*, Bd. 160, S. L101.
- Magazzu, A. & Rebolo, R. (1989), “Lithium in T Tauri stars”, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, Bd. 60, S. 105–109.
- Mannings, V. & Emerson, J. P. (1994), “Dust in discs around T Tauri stars: Grain growth?”, *MNRAS*, Bd. 267, S. 361–378.
- Marraco, H. G. & Rydgren, A. E. (1981), “On the distance and membership of the R CrA T association”, *AJ*, Bd. 86, S. 62–68.
- Men’shchikov, A. B., Henning, T. & Fischer, O. (1999), “Self-consistent Model of the Dusty Torus around HL Tauri”, *ApJ*, Bd. 519, S. 257–278.
- Michelson, A. A. & Pease, F. G. (1921), “Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer”, *ApJ*, Bd. 53, S. 249–259.
- Mundt, R. & Fried, J. W. (1983), “Jets from young stars”, *ApJ*, Bd. 274, S. L83–L86.
- Natta, A. & Krügel, E. (1995), “PAH emission from Herbig Ae/Be and T Tauri stars”, *A&A*, Bd. 302, S. 849 ff.
- Ossenkopf, V. (1993), “Dust coagulation in dense molecular clouds: The formation of fluffy aggregates”, *A&A*, Bd. 280, S. 617–646.
- Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., Strom, S. E., Terebey, S. & Körner, D. (1999), “HUBBLE SPACE TELESCOPE/NICMOS Imaging of Disks and Envelopes around Very Young Stars”, *AJ*, Bd. 117, S. 1490–1504.

- Petrov, R. G., Malbet, F., Richichi, A., Hofmann, K., Mourard, D., Agabi, K., Antonelli, P., Aristidi, E., Baffa, C., Beckmann, U., Berio, P., Bresson, Y. & Cassaing, F. (2000), “AMBER: the near-infrared focal instrument for the Very Large Telescope Interferometer”, aus “Interferometry in Optical Astronomy”, Hrsg. Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach, Proc. SPIE, Bd. 4006, S. 68–79.
- Pötzel, R., Mundt, R. & Ray, T. P. (1989), “Z CMA - A large-scale high velocity bipolar outflow traced by Herbig-Haro objects and a jet”, A&A, Bd. 224, S. L13–L16.
- Prato, L., Greene, T. P. & Simon, M. (2003), “Astrophysics of Young Star Binaries”, ApJ, Bd. 584, S. 853–874.
- Przygodda, F., van Boekel, R., Àbrahàm, P., Melnikov, S. Y., Waters, L. B. F. M. & Leinert, C. (2003), “Evidence for grain growth in T Tauri disks”, A&A, Bd. 412, S. L43–L46.
- Quirrenbach, A., Coude Du Foresto, V., Daigne, G., Hofmann, K. H., Hofmann, R., Lattanzi, M., Osterbart, R., Le Poole, R. S., Queloz, D. & Vakili, F. (1998), “PRIMA: study for a dual-beam instrument for the VLT Interferometer”, aus “Astronomical Interferometry”, Hrsg. Robert D. Reasenberg, Proc. SPIE, Bd. 3350, S. 807–817.
- Reimann, H., Linz, H., Wagner, R., Relke, H., Kaeufl, H. U., Dietzsch, E., Sperl, M. & Hron, J. (2000), “TIMMI2: a new multimode mid-infrared instrument for the ESO 3.6-m telescope”, aus “Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors”, Hrsg. Masanori Iye; Alan F. Moorwood, Proc. SPIE, Bd. 4008, S. 1132–1143.
- Reimann, H., Weinert, U. & Wagner, S. (1998), “TIMMI 2: a new MIR multimode instrument for ESO”, aus “Infrared Astronomical Instrumentation”, Hrsg. Albert M. Fowler, Proc. SPIE, Bd. 3354, S. 865–876.
- Reipurth, B., Hartmann, L., Kenyon, S. J., Smette, A. & Bouchet, P. (2002), “Evolution of the FU Orionis Object BBW 76”, AJ, Bd. 124, S. 2194–2206.
- Reipurth, B. & Zinnecker, H. (1993), “Visual binaries among pre-main sequence stars”, A&A, Bd. 278, S. 81–108.
- Roelfsema, P. R., Cox, P., Tielens, A. G. G. M., Allamandola, L. J., Baluteau, J.-P., Barlow, M. J., Beintema, D., Boxhoorn, D. R., Cassinelli, J. P., Caux, E., Churchwell, E., Clegg, P. E., de Graauw, T., Heras, A. M., Huygen, R., van der Hucht, K. A., Hudgins, D. M., Kessler, M. F., Lim, T. & Sandford, S. A. (1996), “SWS observations of IR emission features towards compact HII regions”, A&A, Bd. 315, S. L289–L292.
- Rydgren, A. E., Strom, S. E. & Strom, K. M. (1976), “The nature of the objects of Joy - A study of the T Tauri phenomenon”, ApJS, Bd. 30, S. 307–336.
- Rydgren, A. E. & Zak, D. S. (1987), “On the spectral form of the infrared excess component in T Tauri systems”, PASP, Bd. 99, S. 141–145.
- Sandell, G. & Weintraub, D. A. (2001), “On the Similarity of FU Orionis Stars to Class I Protostars: Evidence from the Submillimeter”, ApJS, Bd. 134, S. 115–132.
- Schmitt, W., Henning, T. & Mucha, R. (1997), “Dust evolution in protoplanetary accretion disks”, A&A, Bd. 325, S. 569–584.
- Shu, F. H. (1977), “Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation”, ApJ, Bd. 214, S. 488–497.
- Siebenmorgen, R. & Krügel, E. (1992), “Dust model containing polycyclic aromatic hydrocarbons in various environments”, A&A, Bd. 259, S. 614–626.

- Silber, J., Gledhill, T., Duchêne, G. & Ménard, F. (2000), “Near-Infrared Imaging Polarimetry of the GG Tauri Circumbinary Ring”, *ApJ*, Bd. 536, S. L89–L92.
- Skinner, S. L., Brown, A. & Stewart, R. T. (1993), “A high-sensitivity survey of radio continuum emission from Herbig Ae/Be stars”, *ApJS*, Bd. 87, S. 217–265.
- Stapelfeldt, K. R., Burrows, C. J., Krist, J. E., Trauger, J. T., Hester, J. J., Holtzman, J. A., Ballester, G. E., Casertano, S., Clarke, J. T., Crisp, D., Evans, R. W., Gallagher, J. S., Griffiths, R. E., Hoessel, J. G., Mould, J. R., Scowen, P. A., Watson, A. M. & Westphal, J. A. (1995), “WFPC2 Imaging of the Circumstellar Nebulosity of HL Tauri”, *ApJ*, Bd. 449, S. 888 ff.
- Takami, M., Bailey, J. & Chrysostomou, A. (2003), “A spectro-astrometric study of southern pre-main sequence stars. Binaries, outflows, and disc structure down to AU scales”, *A&A*, Bd. 397, S. 675–691.
- Takeuchi, T. & Artymowicz, P. (2001), “Dust Migration and Morphology in Optically Thin Circumstellar Gas Disks”, *ApJ*, Bd. 557, S. 990–1006.
- Takeuchi, T. & Lin, D. N. C. (2003), “Surface Outflow in Optically Thick Dust Disks by Radiation Pressure”, *ApJ*, Bd. 593, S. 524–533.
- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., Bouwman, J., de Koter, A., Dullemond, C. P. & Paresce, F. (2003), “Grain growth in the inner regions of Herbig Ae/Be star disks”, *A&A*, Bd. 400, S. L21–L24.
- van den Ancker, M. E., Wesselius, P. R., Tielens, A. G. G. M., van Dishoeck, E. F. & Spinoglio, L. (1999), “ISO spectroscopy of shocked gas in the vicinity of T Tauri”, *A&A*, Bd. 348, S. 877–887.
- Weintraub, D. A., Sandell, G. & Duncan, W. D. (1991), “Are FU Orionis stars younger than T Tauri stars? Submillimeter constraints on circumstellar disks”, *ApJ*, Bd. 382, S. 270–289.
- Wilck, M. & Mann, I. (1996), “Radiation pressure forces on ‘typical’ interplanetary dust grains”, *Planet. Space Sci.*, Bd. 44, S. 493–499.
- Wilking, B. A., Greene, T. P., Lada, C. J., Meyer, M. R. & Young, E. T. (1992), “IRAS observations of young stellar objects in the Corona Australis dark cloud”, *ApJ*, Bd. 397, S. 520–533.
- Wolfe, W. L. & Zissis, G. J. (1989), “The Infrared Handbook”, Infrared Information Analysis (IRIA) Center, Environmental Research Institute of Michigan, for the Office of Naval Research, Department of the Navy, Washington, DC, USA. 3. Auflage.
- Woolf, N. J. (1973), “Circumstellar Infrared Emission. I the Circumstellar Origin of Interstellar Dust (review)”, aus “IAU Symp. 52: Interstellar Dust and Related Topics”, S. 485 ff.
- Woolf, N. J. & Ney, E. P. (1969), “Circumstellar Infrared Emission from Cool Stars”, *ApJ*, Bd. 155, S. L181 ff.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Dr. Christoph Leinert danke ich für die Vergabe des interessanten Themas, sowie die hervorragende Betreuung.

Prof. Dr. Immo Appenzeller danke ich für die freundliche Bereitschaft zur Begutachtung dieser Arbeit.

Den Direktoren des Max-Planck-Instituts für Astronomie, Prof. Dr. Hans-Walter Rix und Prof. Dr. Thomas Henning danke ich für die Möglichkeit, die Doktorarbeit am Institut durchführen zu können.

Prof. Dr. Laurens B. Waters sowie Roy van Boekel danke ich für die Unterstützung beim Kapitel 2 über die Infrarot-Spektroskopie von T Tauri-Sternen.

Allen Kollegen der MIDI-Arbeitsgruppe danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre und die Hilfestellung bei allen kleinen und großen Problemen, insbesondere gilt mein Dank Uwe Graser, Olivier Chesneau, Udo Neumann, Richard Mathar, Sebastiano Ligori, Peter Schuller, Rainer Köhler, Thorsten Ratzka und Annelie Glazenborg-Kluttig.

Vielen weiteren Angehörigen des Instituts danke ich für die vielen interessanten wissenschaftlichen Diskussionen.

Weiterhin danke ich allen, die sich die Zeit für die Durchsicht der Manuskripte genommen haben, ganz besonders Ute, Oliver, Thorsten und Rainer.

Besonders großer Dank gilt meinen Eltern, meinen Geschwistern und Kornelia für die fortwährende Unterstützung in allen Lebenslagen.

